

PRÉDICTION DE L'ÉROSION DE CAVITATION: APPROCHE ÉNERGÉTIQUE

THÈSE N° 1592 (1997)

PRÉSENTÉE AU DÉPARTEMENT DE GÉNIE MÉCANIQUE

ÉCOLE POLYTECHNIQUE FÉDÉRALE DE LAUSANNE

POUR L'OBTENTION DU GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES TECHNIQUES

PAR

Francisco PEREIRA

Ingénieur diplômé de l'École Universitaire d'Ingénieurs de l'Université de Lille I, France
de nationalité portugaise

acceptée sur proposition du jury:

Prof. F. Avellan, directeur de thèse
Prof. C.E. Brennen, corapporteur
M. E. Dueymes, corapporteur
Dr Ph. Dupont, corapporteur
Prof. J.P. Franc, corapporteur
Prof. M. Kunt, corapporteur
M. V. Stingelin, corapporteur

Lausanne, EPFL
1997

*Ao largo
Ainda arde
A barca
Da fantasia
E o meu sonho acaba tarde
Acordar é que eu não queria.*

O Pastor (Existir), MADREDEUS

para minha mãe, para meu pai

Remerciements

Je remercie avec sincérité toutes les personnes qui, directement ou non, m'ont encouragé dans la réalisation de ce travail. Je ne peux citer ici tous ceux dont j'ai croisé le chemin et qui, par leur contribution individuelle, aussi anodine fût-elle, ont rendu mon séjour en Suisse inoubliable.

Je voudrais en premier lieu exprimer ma reconnaissance envers l'ensemble du personnel de l'*IMHEF-LMH* pour l'accueil chaleureux et l'aide inconditionnelle dont j'ai pu apprécier la valeur tout au long de ces six années passées au "labo". En particulier, je tiens à citer nommément et à remercier du fond de mon cœur mes collègues et amis des différents groupes de recherche de l'*IMHEF-LMH* pour leur inestimable contribution : Christophe Arn, Laurent Bellet, Louis Bezençon, Gino Blommaert, Michel Bonnet, Carola Brand, Christophe Bruttin, Christophe Dumoulin, Philippe Dupont, Mohamed Farhat, Roland Hirschi, Georges Jotterand, Isabelle Lurault, Etienne Parkinson, Gabor Szogyarto,...

J'adresse mes vifs remerciements au professeur François Avellan grâce à qui ma venue à l'*IMHEF-LMH* est devenue possible et sous la direction duquel j'ai réalisé ce travail. La confiance et la patience qu'il n'a jamais manqué de m'accorder ainsi qu'une compétence scientifique et un professionnalisme sans faille ont été pour moi un stimulant quotidien et l'assurance d'un travail hautement motivant et de qualité.

Enfin, je suis infiniment gré envers ma famille, mes amis et tous ceux qui ont confié en moi et patienté si longuement. Leur indéfectible support moral a été une source de motivation inépuisable et fait en sorte que ce travail trouve une conclusion heureuse. À toutes ces personnes, je dédie ce travail.

Celui-ci n'aurait pu être réalisé sans l'appui financier des compagnies et organismes suivants : la Commission d'Encouragement à la Recherche Scientifique, le Fonds National pour l'Énergie, Électricité de France (contrats d'association *EDF/IMHEF-LMH* n° 2K0441/P41L31 EP509 et n° 2M3844/P41L91 EP742), ainsi que les partenaires du programme européen *BRITE-EURAM* n° 4158 "*Prediction of Cavitation Erosion due to Cavitation in Hydraulic Machinery*" (ACB-CERG, Grenoble ; CEHIPAR, Madrid ; EDF-DER, Paris ; ENEL-DCO, Rome ; KSB, Frankenthal ; RIVA-HYDROART, Milan ; TU, Darmstadt).

Résumé

La prédiction de l'érosion de cavitation, en termes de taux et de localisation, est un problème complexe qui a naturellement conduit les chercheurs dans les domaines de l'hydrodynamique, de la mécanique du solide et de la métallurgie. En développant une approche énergétique, nous avons proposé un modèle de prédiction, à travers le terme de *puissance érosive*, tentant d'allier ces différents aspects du phénomène. Notre attention s'est par ailleurs portée sur la définition d'une procédure de transposition en vue de l'application de ce modèle de prédiction aux essais sur modèles réduits de machines hydrauliques.

L'approche énergétique est basée sur la connaissance du spectre d'énergie associé au développement d'une poche de cavitation de bord d'attaque. Cette situation est reconnue pour être un facteur aggravant dans le processus d'érosion dans les machines hydrauliques : l'implosion des cavités tourbillonnaires produites par une poche partielle est un phénomène très violent susceptible d'endommager les matériaux les plus résistants. La difficulté éprouvée dans la détermination de ce spectre explique l'inexistence à ce jour de modèle capable de quantifier le potentiel érosif associé à cette forme de cavitation.

Nous avons établi ce spectre sur la base de la mesure et de l'analyse de trois grandeurs principales : volume des cavités transitoires, pression motrice de l'implosion et taux de production des cavités. L'étude expérimentale a été réalisée sur un profil bidimensionnel, dans le tunnel de cavitation de l'*IMHEF-LMH*.

Dans un premier temps, nous avons mesuré le champ de pression en paroi du profil. Ceci nous a permis de déterminer, en particulier, la contre-pression à l'origine de l'implosion des cavités de vapeur. Cette contre-pression se situe à l'aval immédiat de la fermeture de la poche.

La mesure du taux de production des structures de vapeur a donné lieu au développement d'une technique basée sur la mesure du temps de passage des cavités. À l'aide d'une analyse par ondelettes, nous avons pu formuler analytiquement la fréquence de lâcher de ces cavités en fonction de leur classe de taille. Ainsi, nous avons montré que ce taux de production est gouverné par une loi de Strouhal fonction de cette taille et de la vitesse à l'infini de l'écoulement. Cette relation s'applique indifféremment au mode stable ou au mode instable de la poche de cavitation. Ce dernier se distingue en outre du premier mode par la génération de cavités de tailles caractéristiques formant deux familles distinctes complètement déterminées par la longueur de la poche de cavitation. Leur taux de production est également régi par une loi de Strouhal basée, dans ce cas, sur cette longueur de poche.

La mesure du volume des cavités transitoires a conduit au développement d'une technique de visualisation nouvelle, dénommée stéréo-tomographie. Nous avons porté l'étude sur les caractéristiques géométriques des cavités de vapeur et avons pu mettre en évidence des relations remarquables. Ceci nous a amené à proposer un modèle de volume décrivant simplement la morphologie des structures de vapeur produites par une poche de cavitation. Nous avons ainsi

montré que ces volumes pouvaient tous être assimilés à un volume sphérique, indépendamment du caractère stable ou instable de la poche. Les volumes caractéristiques associés au mode instable sont définis par des relations dépendant essentiellement de la longueur de la poche.

En fonction de ces données, nous avons formulé le spectre de l'énergie potentielle associé à un développement de cavitation à poche partielle. Ceci nous a permis de développer le formalisme de l'approche énergétique et ainsi de définir les composantes du modèle de puissance érosive que nous proposons d'une part comme modèle de prédiction de l'érosion de cavitation, d'autre part comme outil de transposition de celle-ci. Nous avons intégré dans ce modèle la notion de *seuil d'endommagement*, sous la forme d'une énergie définie par les propriétés mécaniques du matériau considéré. Dans ce contexte, nous avons introduit le terme de *rendement érosif* afin de quantifier le potentiel érosif d'un développement de cavitation donné en fonction de cette énergie seuil. Enfin, nous avons proposé une relation permettant de déterminer la zone d'érosion en fonction des paramètres hydrodynamiques et du seuil d'endommagement.

Dans le cadre de la problématique de la transposition, nous avons développé une formulation permettant, au moyen d'un *coefficient de puissance érosive*, de transposer le potentiel érosif entre écoulements géométriquement semblables.

La comparaison des spectres de l'énergie fluide et ceux de l'énergie de déformation, dérivés de mesures d'érosion, a mis en évidence une relation de proportionnalité remarquable. Cette relation est définie par le *rendement d'implosion*, constant sur toute l'échelle d'énergie considérée.

Le lien ainsi établi entre fluide et matériau a confirmé le bien-fondé de l'approche énergétique et assuré sa validation.

Abstract

Predicting the rate and location of cavitation erosion is a complex problem that motivated an important amount of basic and applied research in the fields of hydrodynamics, mechanical science and metallurgy. Using an original approach, the so-called energetical approach, we proposed a prediction model, through the *erosive power* term, in an attempt to conciliate these various aspects of the cavitation erosion phenomenon. Our attention was also devoted to defining a transposition procedure in order to correctly apply this model in practical fields such as model tests.

The energetical approach is based on the knowledge of the energy spectrum associated with a leading edge cavitation, also known as sheet cavitation. The collapse of vapour cavities at the rear part of the attached cavity is known to be sufficiently violent to produce damage on most types of materials, even on very high strength ones such as stellite or stainless steel. However, the experimental determination of such a spectrum has been a matter of great difficulty. As a consequence, no prediction model has received enough consensus up to now to be successfully applied.

We established this energy spectrum on the basis of large experimental work performed on a hydrofoil mounted in the *IMHEF-LMH* high speed cavitation tunnel. We aimed at the determination of the fundamental components of a cavity potential energy : its volume and the driving pressure forcing it to collapse. The production rate of the cavities completes the set of basic parameters needed to completely define the fluid energy spectrum.

We first measured the wall pressure field over the profile. This allowed us to have a measure of the overpressure in the downstream closure part of the leading edge cavity.

Measuring the travelling time of vapour vortices through a laser beam allowed us to determine their individual main size. Then, we used the continuous wavelet transform to determine their shedding frequency according to this size. On a statistical basis, we found a Strouhal relationship between their main dimension, their shedding rate and the mean flow velocity. This relationship applies to both the steady and unsteady states of the cavitation behaviour. However, in this latter situation, two specific sizes were also found that are essentially defined by the main cavity length. In this case, their production rate is rather ruled by the well-known Strouhal number based on the cavity length and on the flow velocity.

We introduced an original visualisation technique, called stereo-tomography, in order to take a measure of the volume of vapour vortices shed by the main cavity. Our analysis of the volume distribution and of the vapour structures morphology led us to consider that all types of vapour vortices could be seen as equivalent to spherical volumes. The characteristic volumes related to the unsteady behaviour are defined by the knowledge of the main cavity length.

According to these results, we were able to define the energy spectrum as a function of the main hydrodynamic parameters. We then derived the erosive power term, taking into account the

minimal damaging energy, which is a parameter depending only on the mechanical properties of the material. Moreover, we introduced the *erosive efficiency* in order to quantify the erosiveness of a cavitation development considering the above energy threshold. Finally, we suggested a simple model predicting the location of erosion, as a function of the material energy threshold and of the flow parameters.

Considering the transposition side of the erosion problem, we introduced the *erosive power coefficient* as a scaling factor for the erosive potential between geometrically similar flows.

The comparison between the fluid and the deformation energy spectra, carried out from former erosion tests, showed a remarkable proportionality relationship between both. This relationship is defined by the *collapsing efficiency*, which we found to be constant over the considered range of energies.

We then managed to establish a link between the fluid and the material being damaged. This result claims the merits of the energetical approach and ensures its validity.

“Il est beaucoup plus intéressant de savoir un peu de tout que de tout savoir d’une seule chose.”

Blaise Pascal

Table des matières

Table des figures	vii
Liste des tableaux	xiii
Notations	xv
INTRODUCTION	3
Cavitation : généralités	3
Physique d'apparition	4
Causes et effets	5
Formes	5
Cadre de l'étude et problématique	6
Étude bibliographique	7
Aspect fluide	7
Aspect solide	8
Prédiction et lois de transposition	9
Démarche proposée	10
Concept fondamental	10
Postulat	10
Plan de recherche	11
I MESURE	13
1 Installation d'essai	15
1.1 Description de l'installation	15
1.2 Les paramètres d'exploitation	16

2	Dimensions de la poche de cavitation	17
2.1	Mesure des dimensions par plan de lumière cohérente	17
2.1.1	Profil d'essai	17
2.1.2	Principe de mesure et instrumentation	17
2.1.3	Acquisition et archivage	19
2.2	Traitement	20
2.3	Conditions hydrodynamiques	24
3	Champ de pression en paroi	25
3.1	Dispositif expérimental	25
3.1.1	Instrumentation de pression	25
	Profil instrumenté	25
	Capteurs de pression	25
	Implantation des capteurs de pression	26
3.1.2	Acquisition et archivage	27
3.2	Traitement	29
3.3	Étalonnages	30
3.3.1	Statique	30
	Dispositif expérimental	30
	Résultats	30
3.3.2	Dynamique	31
	Dispositif expérimental	31
	Résultats	36
3.4	Conditions hydrodynamiques	37
4	Taux de production des cavités tourbillonnaires	41
4.1	Mesure du taux de production	41
4.1.1	Profil d'essai	41
4.1.2	Principe de mesure et instrumentation	41
4.1.3	Hypothèses de travail	42
	Restrictions	42
	Hypothèses	44
4.1.4	Acquisition et archivage	45
4.2	Traitement	45
4.2.1	Objectifs	45
4.2.2	Analyse temps-échelle	46
	Définitions	46
	Représentation énergétique de la <i>CWT</i>	48
	Traitement préliminaire des signaux	49
	Relation entre échelle ϕ et taille de structure	49

Caractérisation événementielle	50
4.2.3 Traitement et archivage	51
4.3 Conditions hydrodynamiques	52
5 Volume des cavités tourbillonnaires	53
5.1 Mesure du volume par stéréo-tomographie	54
5.1.1 Principe	54
5.1.2 Instrumentation	56
Profil d'essai	56
Caméras CCD	56
Montage optique	58
Numérisation d'image et archivage	64
5.2 Traitement et analyse	67
5.2.1 Outils	67
5.2.2 Extraction des contours	67
5.2.3 Détermination de l'intersection par stéréométrie	68
5.2.4 Évaluation du volume	70
5.2.5 Reconstruction	72
5.3 Étalonnage du dispositif de visualisation	72
5.3.1 Méthode	75
Modèle de caméra	75
Relations entre (x_f, y_f) et (X, Y, Z)	79
Relations entre (X, Y, Z) et (x_f, y_f)	81
Paramètres	82
Définition du problème et résolution	83
5.3.2 Étalonnage	84
Points de mesure	84
Résultats	84
Erreur de mesure et résolution	85
5.4 Conditions hydrodynamiques	86
II RÉSULTATS ET ANALYSE	87
1 Dimensions de la poche de cavitation	89
1.1 Évolution de la hauteur en fonction de la longueur	89
1.2 Évolution du rapport hauteur sur longueur	89
1.3 Évolution des dimensions en fonction de σ	90

2	Champ de pression en paroi	95
2.1	Profil du coefficient de pression	95
2.2	Coefficient de pression maximum	95
2.3	Profil de l'écart-type de la pression	96
2.4	Écart-type de la pression en fonction de σ et de x/L	103
3	Taux de production des cavités tourbillonnaires	107
3.1	Représentations temps-échelle	107
3.2	Analyse statistique	108
3.2.1	Observations sur les densités d'événements	108
	Mode stable	108
	Mode instable	111
3.2.2	Formulations statistiques	111
	Répartitions d'événements	111
	Densités d'événements	118
3.3	Taux de production	118
3.3.1	Loi générale	118
3.3.2	Structures macroscopiques	119
	Tailles caractéristiques	119
	Fréquence de lâcher macroscopique	122
4	Volume des cavités tourbillonnaires	125
4.1	Densité de probabilité des volumes de vapeur	125
4.2	Caractéristiques de forme	127
4.2.1	Évolution de $\lambda_{x,y,z}$ suivant la corde	127
	Mode instable	127
	Mode stable	134
4.2.2	Relations entre les dimensions $\lambda_{x,y,z}$	134
4.2.3	Tailles caractéristiques	137
4.3	Modélisation des volumes de vapeur	138
4.4	Récapitulation	138
III	PUISSANCE ÉROSIVE ET PRÉDICTION	143
1	Formalisation de l'approche énergétique	145
1.1	Concepts	145
1.1.1	Spectre d'énergie	145
1.1.2	Modèle de puissance érosive	145
	Hypothèses	145

	Expression	147
1.2	Formulation	148
1.2.1	Densité d'énergie	148
1.2.2	Spectre d'énergie	149
1.2.3	Énergie totale associée à un volume	150
1.3	Puissance érosive	151
1.3.1	Hypothèses	151
1.3.2	Expression	152
1.3.3	Puissance totale	153
1.3.4	Rendement érosif	153
1.3.5	Rendement d'implosion	154
1.4	Transposition	154
1.4.1	Spectre d'énergie	155
	Transposition en vitesse	155
	Transposition géométrique	155
1.4.2	Puissance érosive	156
1.5	Lieu d'implosion	156
1.5.1	Modèle dynamique	156
1.5.2	Formulation	157
2	Éléments pour une validation expérimentale	161
2.1	Données de marquage	161
2.1.1	Dispositif expérimental	161
	Profil d'essai	161
	Mesure des empreintes	161
	Traitement des empreintes	161
2.1.2	Conditions hydrodynamiques	163
2.2	Hypothèses de travail	163
2.3	Énergie fluide et énergie de déformation	164
2.3.1	Comparaison des densités d'énergie	164
2.3.2	Comparaison des spectres d'énergie	164
2.3.3	Estimation du rendement d'implosion	166
2.4	Puissance érosive et prédiction	168
2.4.1	Taux d'érosion	168
2.4.2	Zone d'implosion	170

CONCLUSION	175
Bibliographie	183

Table des figures

I.1.1	Vue en perspective du tunnel de cavitation à grande vitesse . . .	16
I.2.1	Dispositif de mesure des dimensions de poche par plan de lumière cohérente	18
I.2.2	Procédure de synchronisation entre la caméra et le modulateur électro-optique	19
I.2.3	Visualisation du contour de la poche par plan de lumière pour 3 conditions hydrodynamiques	21
I.2.4	Superposition d'un contour de poche avec l'image du profil hors cavitation	22
I.2.5	Détermination des barycentres sur les lignes verticales	22
I.2.6	Définition des zones d'interpolation	23
I.2.7	Calcul de la longueur et de la hauteur de la poche	23
I.2.8	Conditions hydrodynamiques pour la mesure des dimensions de poche - Paramètres mesurés	24
I.3.1	Dispositif de mesure des pressions en paroi du profil	26
I.3.2	Profil d'essai instrumenté <i>NACA 65012</i> pour la mesure du coefficient de pression C_p	27
I.3.3	Détail d'un capteur de pression instationnaire <i>Keller</i> [®]	28
I.3.4	Montage d'un capteur <i>Keller</i> [®] dans le profil expérimental	28
I.3.5	Droite d'étalonnage statique d'un capteur de pression instationnaire <i>Keller</i> [®] et écarts de linéarité	31
I.3.6	Schéma de principe du circuit électrique du générateur d'impulsions de pression	32
I.3.7	Visualisation ultra-rapide (200000 images/s) de la bulle de vapeur produite par le générateur d'impulsions de pression.	33
I.3.8	Dispositif expérimental pour l'étalonnage dynamique dans la veine d'essai du tunnel de cavitation	34
I.3.9	Étalonnage dynamique d'un capteur de pression instationnaire <i>Keller</i> [®]	38

I.4.1	Profil d'essai <i>NACA</i> 65012 pour la mesure du taux de production des cavités tourbillonnaires	42
I.4.2	Dispositif de mesure du taux de production des cavités de vapeur	43
I.4.3	Photographies illustrant le passage d'une cavité à travers le faisceau du laser	44
I.5.1	Principe de la mesure	55
I.5.2	Schéma d'ensemble du module <i>Philips</i> ® <i>FTM800</i>	57
I.5.3	Séquence des signaux du module <i>FTM800</i> en mode de fonctionnement déclenché	58
I.5.4	Schéma de principe de la commande des modules <i>FTM800</i> . .	59
I.5.5	Support mécanique d'un module <i>FTM800</i>	60
I.5.6	Banc optique - Vues d'ensemble 1	61
I.5.7	Banc optique - Vues d'ensemble 2	62
I.5.8	Définition des systèmes de coordonnées des caméras	63
I.5.9	Séquence des signaux d'acquisition des images sur les 4 caméras	65
I.5.10	Exemple de séquence de prise de vues simultanées par les 4 caméras	66
I.5.11	Procédure d'extraction du contour d'une cavité de vapeur	69
I.5.12	Détermination de l'intersection de deux droites définies par leur projection sur les caméras C_1 et C_2	71
I.5.13	Appartenance d'un pixel à une surface fermée	72
I.5.14	Reconstruction d'une cavité de vapeur - exemple 1	73
I.5.15	Reconstruction d'une cavité de vapeur - exemple 2	74
I.5.16	Reconstruction d'une cavité de vapeur - exemple 3	75
I.5.17	Modèle géométrique d'une caméra	77
I.5.18	Étapes de transformation entre les coordonnées 3D et l'image numérisée	80
I.5.19	Marques d'étalonnage sur le profil expérimental	84
I.5.20	Conditions hydrodynamiques pour la mesure du volume des cavités de vapeur - Paramètres mesurés	86
II.1.1	Évolution de la hauteur de la poche h/L en fonction de la longueur l/L	90
II.1.2	Comportements stable et instable de la poche de cavitation partielle	91
II.1.3	Écart-type sur la mesure de la longueur l/L	92
II.1.4	Évolution du rapport h/l en fonction de σ	92
II.1.5	Évolution de la longueur l/L en fonction de σ	93
II.1.6	Évolution de la hauteur h/L en fonction de σ	93

II.1.7	Évolution de la longueur l/L en fonction de $\sigma/[i - i_a(\sigma)]$	94
II.2.1	Valeurs instantanées, moyennes et écarts-type centrés du coefficient de pression le long de la corde du profil.	
	$C_{ref} = 15 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, $i = 4^\circ$, $l/L = 20, 30, 40\%$	97
II.2.2	Valeurs instantanées, moyennes et écarts-type centrés du coefficient de pression le long de la corde du profil.	
	$C_{ref} = 20 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, $i = 4^\circ$, $l/L = 20, 30, 40\%$	98
II.2.3	Valeurs instantanées, moyennes et écarts-type centrés du coefficient de pression le long de la corde du profil.	
	$C_{ref} = 25 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, $i = 4^\circ$, $l/L = 20, 30, 40\%$	99
II.2.4	Valeurs instantanées, moyennes et écarts-type centrés du coefficient de pression le long de la corde du profil.	
	$C_{ref} = 32 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, $i = 4^\circ$, $l/L = 20, 30, 40\%$	100
II.2.5	Évolution du coefficient de pression moyen en fonction de C_{ref} .	
	$i = 4^\circ$, $l/L = 20, 30, 40\%$	101
II.2.6	Évolution du coefficient de pression moyen en fonction de C_{ref} .	
	$i = 4^\circ$, $\sigma = 1.198, 1.115, 1.077$	102
II.2.7	Évolution de l'écart-type des pressions en fonction de C_{ref} .	
	$i = 4^\circ$, $l/L = 20, 30, 40\%$	104
II.2.8	Évolution de l'écart-type des pressions normalisé.	
	$i = 4^\circ$, $l/L = 20, 30, 40\%$	105
II.2.9	Évolution de l'écart-type des pressions en fonction de σ et de l'abscisse x/L .	
	$i = 4^\circ$, $C_{ref} = 15, 32 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$	106
II.3.1	Représentations temps-échelle.	
	$i = 4^\circ$, $C_{ref} = 30 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, $l/L \approx 20\%$	109
II.3.2	Représentations temps-échelle.	
	$i = 6^\circ$, $C_{ref} = 30 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, $l/L \approx 20\%$	110
II.3.3	Densités d'événements en fonction de λ .	
	$i = 4^\circ$, $l/L = 20, 30, 40\%$	112
II.3.4	Densités d'événements en fonction de λ .	
	$i = 6^\circ$, $l/L = 20, 30, 40\%$	113
II.3.5	Répartitions d'événements en fonction de λ .	
	$i = 4^\circ$, $l/L = 20, 30, 40\%$	114
II.3.6	Répartitions d'événements en fonction de λ .	
	$i = 6^\circ$, $l/L = 20, 30, 40\%$	115
II.3.7	Répartitions normalisées en fonction de λ .	
	$i = 4^\circ$, $l/L = 20, 30, 40\%$	116

II.3.8	Répartitions normalisées en fonction de λ . $i = 6^\circ, l/L = 20, 30, 40\%$	117
II.3.9	Évolution du nombre de Strouhal S_c^α en fonction du paramètre de classe α	119
II.3.10	Évolution du nombre de Strouhal S_c^α en fonction de λ . $i = 4^\circ, l/L = 20, 30, 40\%$	120
II.3.11	Évolution du nombre de Strouhal S_c^α en fonction de λ . $i = 6^\circ, l/L = 20, 30, 40\%$	121
II.3.12	Évolution du nombre de Strouhal S_c^α en fonction de $\Lambda = \lambda/l$. $i = 6^\circ, l/L = 20, 30, 40\%$	122
II.3.13	Évolution de la fréquence de lâcher f_c en fonction de la fré- quence réduite C_{ref}/l . $i = 6^\circ, l/L = 20, 30, 40\%$	123
II.4.1	Densités de probabilité des volumes de vapeur. $C_{ref} = 15, 20, 25, 30, 32 m \cdot s^{-1}, l/L = 20, 30, 40\%$	126
II.4.2	Dimensions $\lambda_{x,y,z}$ en fonction de la position du centre de masse x/L . $i = 4^\circ, l/L = 20\%, C_{ref} = 15, 20, 25, 30, 32 m \cdot s^{-1}$	128
II.4.3	Dimensions $\lambda_{x,y,z}$ en fonction de la position du centre de masse x/L . $i = 6^\circ, l/L = 20\%, C_{ref} = 15, 20, 25, 30, 32 m \cdot s^{-1}$	129
II.4.4	Dimensions $\lambda_{x,y,z}$ moyennes en fonction de la position du centre de masse x/L . $i = 4, 6^\circ, l/L = 20\%, C_{ref} = 15, 20, 25, 30, 32 m \cdot s^{-1}$	130
II.4.5	Dimensions $\lambda_{x,y,z}$ moyennes en fonction de la position du centre de masse x/L . $i = 4, 6^\circ, l/L = 30\%, C_{ref} = 15, 20, 25, 30, 32 m \cdot s^{-1}$	131
II.4.6	Dimensions $\lambda_{x,y,z}$ moyennes en fonction de la position du centre de masse x/L . $i = 4, 6^\circ, l/L = 40\%, C_{ref} = 15, 20, 25, 30, 32 m \cdot s^{-1}$	132
II.4.7	Dimension λ_y moyenne en fonction de la position du centre de masse x/L . $i = 6^\circ, l/L = 30\%, C_{ref} = 25 m \cdot s^{-1}$	133
II.4.8	Relations entre les dimensions $\lambda_{x,y,z}$. $i = 4^\circ, C_{ref} = 15, 20, 25, 30, 32 m \cdot s^{-1}, l/L = 20, 30, 40\%$	135
II.4.9	Relations entre les dimensions $\lambda_{x,y,z}$. $i = 6^\circ, C_{ref} = 15, 20, 25, 30, 32 m \cdot s^{-1}, l/L = 20, 30, 40\%$	136
II.4.10	Évolution de $\lambda_{x,y,z}$ en fonction du diamètre équivalent d_{eq} . $i = 4^\circ, C_{ref} = 15, 20, 25, 30, 32 m \cdot s^{-1}, l/L = 20, 30, 40\%$	139
II.4.11	Évolution de $\lambda_{x,y,z}$ en fonction du diamètre équivalent d_{eq} . $i = 6^\circ, C_{ref} = 15, 20, 25, 30, 32 m \cdot s^{-1}, l/L = 20, 30, 40\%$	140

III.1.1	Transfert d'énergie de l'écoulement vers le matériau	146
III.1.2	Spectres d'énergie selon Hammitt (1963)	147
III.1.3	Évolution de η_{er} en fonction de E_s/E_m	153
III.1.4	Évolution de δ_c^* en fonction de E_c/E_m	158
III.2.1	Profil d'essai NACA 65012 pour la mesure des impacts de cavitation	162
III.2.2	Emplacement des zones de mesure d'empreintes	162
III.2.3	Comparaison des densités d'énergie entre fluide et matériau . . .	165
III.2.4	Comparaison des spectres d'énergie entre fluide et matériau . . .	167
III.2.5	Rendement d'implosion $\eta_{co} = \hat{n}(E_d)/\hat{n}(E_c)$	168
III.2.6	Évolution des puissances érosive et de déformation	169
III.2.7	Évolution du taux de déformation volumique en fonction de P_{er}	169
III.2.8	Lieux d'implosion des cavités de vapeur $i = 4^\circ, C_{ref} = 15, 20, 25, 30 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}, l/L = 20, 40\%$	171
III.2.9	Lieux d'implosion des cavités de vapeur $i = 6^\circ, C_{ref} = 15, 20, 25, 30 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}, l/L = 20, 40\%$	172

Liste des tableaux

I.3.1	Conditions hydrodynamiques pour la mesure des pressions en paroi du profil - Paramètres consignés	39
I.4.1	Conditions hydrodynamiques pour la mesure du taux de production des cavités tourbillonnaires - Paramètres consignés . . .	52
I.5.1	Angles de rotation mesurés des caméras	60
I.5.2	Angles de rotation étalonnés des caméras	85
I.5.3	Erreurs maximales mesurées dans le domaine observé	85
II.4.1	Caractéristiques dimensionnelles des cavités en régimes stable et instable	141
III.2.1	Conditions hydrodynamiques pour les mesures de marquage - Paramètres consignés	163
III.2.2	Exposant k de la loi de puissance $\hat{\mathbf{n}}(E_d) \propto E_d^k$ des densités de l'énergie de déformation	164
III.2.3	Exposant k de la loi de puissance $\mathbf{n}(E_d) \propto E_d^k$ des spectres de l'énergie de déformation	166
III.2.4	Rendement d'implosion moyen $\overline{\eta_{co}} = \overline{\hat{\mathbf{n}}(E_d) / \hat{\mathbf{n}}(E_c)}$	168

Notations

Notations principales

C_c	Vitesse de convection		$m \cdot s^{-1}$
C_{ref}	Vitesse de référence		$m \cdot s^{-1}$
d	Distance à la paroi d'une cavité transitoire		m
E_a	Énergie acoustique		J
E_c	Énergie potentielle d'une cavité de vapeur		J
E_d	Énergie de déformation		J
E_m	Énergie maximale des cavités de vapeur		J
E_s	Énergie minimale d'endommagement		J
E_t	Énergie totale des cavités de vapeur		J
f	Fréquence		Hz
f_c^λ	Fréquence de lâcher des cavités transitoires		Hz
f_c	Fréquence de lâcher macroscopique		Hz
f_p	Fréquence de pulsation de la poche de cavitation		Hz
h	Épaisseur de la poche de cavitation		m
i	Incidence du profil expérimental		$^\circ$
l	Longueur de la poche de cavitation		m
L	Corde du profil		m
\mathbf{n}	Histogramme des fréquences		s^{-1}
$\hat{\mathbf{n}}$	Densité statistique	$\hat{\mathbf{n}}(\lambda)$ $\hat{\mathbf{n}}(E_c)$	$m^{-1} \cdot s^{-1}$ $J^{-1} \cdot s^{-1}$
$\hat{\mathbf{N}}$	Répartition statistique		s^{-1}
p	Pression		Pa
p_a	Pression atmosphérique		Pa
p_{max}	Pression maximale dans la zone de fermeture		Pa
p_{ref}	Pression de référence		Pa
p_v	Pression de vapeur saturante		Pa
P_c	Puissance associée à un volume de vapeur		W
P_{er}	Puissance érosive		W
P_d	Puissance de déformation		W
P_t	Puissance totale des volumes de vapeur		W
R_m	Rayon initial d'une bulle de vapeur		m
t_r	Temps de Rayleigh		s

V_c	Volume d'une cavité transitoire	m^3
V_{dr}	Taux de déformation volumique	$m^3 \cdot s^{-1} \cdot m^{-2}$
x_c	Abscisse du lieu d'implosion d'une cavité	m
(x_f, y_f)	Coordonnées d'un point sur une image	<i>pixel</i>
(X, Y, Z)	Coordonnées d'un point dans l'espace 3D	m
δ_c	Parcours d'une cavité transitoire	m
Δp	Recompression à l'aval de la poche de cavitation	<i>Pa</i>
$\vec{\varepsilon}(\varepsilon_x, \varepsilon_y, \varepsilon_z)$	Erreur sur la mesure de la position (X, Y, Z)	m
$\lambda_x, \lambda_y, \lambda_z$	Dimensions principales d'une cavité transitoire	m

Constantes

ρ	Masse volumique de l'eau d'essai	$kg \cdot m^{-3}$
ν	Viscosité cinématique de l'eau	$m^2 \cdot s^{-2}$

Nombres adimensionnels

α	Paramètre de classe (analyse statistique)
C_p	Coefficient de pression,

$$C_p = \frac{p - p_{ref}}{\frac{1}{2} \rho C_{ref}^2}$$

$C_{p_{max}}$	C_p dans la zone de recompression
η_{co}	Rendement d'implosion, $\eta_{co} = \hat{\mathbf{n}}(E_d) / \hat{\mathbf{n}}(E_c)$
η_{er}	Rendement érosif

$$\eta_{er} = 1 - F^{\frac{2}{3}} \quad \text{avec} \quad F = \frac{E_s}{E_m}$$

λ_{er}	Coefficient de puissance érosive
σ	Coefficient de cavitation,

$$\sigma = \frac{p_{ref} - p_v}{\frac{1}{2} \rho C_{ref}^2}$$

R_e	Nombre de Reynolds, $R_e = (C_{ref} L) / \nu$
S	Nombre de Strouhal défini par $S = (f l) / C_{ref}$
S_c^α	Nombre de Strouhal associé au paramètre de classe α

$$S_c^\alpha = S_c \frac{\alpha}{1 + \alpha} \quad \text{avec} \quad \lim_{\alpha \rightarrow +\infty} S_c^\alpha = S_c \simeq 86.87 \cdot 10^{-3}$$

Λ	$\lambda_{x,y,z} / l$
-----------	-----------------------

INTRODUCTION

Introduction

Cavitation : généralités

Les dégâts occasionnés par la cavitation, phénomène auquel peuvent s'associer d'autres procédés d'endommagement tels que corrosion ou abrasion, ont de tout temps constitué un sérieux handicap technique. Les domaines concernés par ce problème couvrent une très large plage d'applications industrielles : infrastructures hydro-électriques (canaux de déversement des barrages), construction navale (hélices marines), production d'énergie (turbines), circuits de pompage, propulseurs spatiaux (pompes cryogéniques),...

Les solutions apportées à ce jour se distinguent par les approches adoptées, qui sont essentiellement de deux types :

- La première approche consiste à créer des conditions propres à réduire ou à faire disparaître les développements de cavitation. Ceci se fait soit au détriment des performances, en acceptant de travailler dans des conditions présentant des développements de cavitation acceptables en termes d'érosion, de bruit et de vibrations ; soit au prix d'un encombrement et d'un poids accrus des composants, contrepartie d'une augmentation des pressions au sein de ceux-ci en vue d'une résorption de la cavitation.
- La seconde approche consiste, dans la problématique de l'érosion de cavitation, à utiliser des matériaux suffisamment résistants pour y faire face.

Néanmoins, de tels compromis ne sont pas acceptables dans le cadre des applications industrielles actuelles qui requièrent des performances élevées tout en minimisant les dimensions des installations. Ces aspects sont particulièrement critiques dans le domaine de l'aérospatiale pour des raisons évidentes de charge utile, ainsi que dans le domaine de la production hydro-électrique. Dans ce dernier cas, des machines de dimensions réduites peuvent entraîner une diminution décisive des coûts de génie civil. Par ailleurs, les développements actuels dans les matériaux, quoique très prometteurs à moyen terme, ne donnent pas de résultats absolument satisfaisants, tant dans leur mise en œuvre que dans leur effective résistance au phénomène.

Ceci explique l'intérêt constant manifesté de longue date par les industriels pour

une meilleure connaissance du phénomène d'érosion de cavitation. Les objectifs de la recherche dans ce domaine sont principalement concentrés sur la mise au point d'outils fiables de prédiction de l'érosion, tenant compte de la variété des fluides et des matériaux utilisés, ainsi que des conditions très étendues de température, de pression et de vitesse rencontrées dans la pratique.

Physique d'apparition

Dans un processus thermodynamique isotherme, le volume d'une masse donnée d'un fluide gazeux varie suivant l'inverse de sa pression. Dans le cas d'un liquide, ceci n'est plus valable du fait de la forme différente que prend l'équation d'état. En effet, le coefficient de compressibilité d'un liquide est très faible, de sorte qu'une variation importante de la pression du milieu entraînera une variation négligeable de son volume.

D'après la formulation du théorème de Bernoulli, lequel exprime la conservation de l'énergie mécanique du milieu, des pressions négatives (ou tensions) sont physiquement possibles. Un liquide sans traitement particulier pourra céder à de telles pressions en formant des cavités, rompant ainsi la continuité du milieu. La formation et l'histoire de ces cavités constituent le phénomène de cavitation.

La rupture du milieu continu s'explique par la présence dans les liquides, en particulier industriels, de noyaux de gaz non-dissous et de vapeur appelés germes ou *nuclei*. Elle intervient lorsque la pression du milieu descend en dessous d'un seuil appelé pression critique, lequel dépend en particulier de la taille initiale des germes. Dans la pratique, il est admis que la cavitation apparaît lorsque la pression p en un point M du liquide atteint la pression dite de vapeur saturante désignée par p_v . Cette pression, fonction de la température du milieu liquide, vaut 1800 Pa à 20°C.

La condition d'apparition de la cavitation s'exprime simplement par l'inégalité suivante :

$$p_M < p_v(T)$$

Ce changement de phase se fait par conséquent à température constante T par abaissement de la pression jusqu'à la valeur $p_v(T)$ pour laquelle il y a vaporisation. Cette transformation liquide-vapeur est souvent opposée à l'ébullition, transformation isobare où la pression est de ce fait gardée constante, mais où la température est augmentée par un apport extérieur de chaleur.

Causes et effets

Les circonstances pour lesquelles la relation $p_M < p_v(T)$ est vérifiée sont principalement :

- Des survitesses locales dues à des défauts de géométrie
- Un cisaillement entre écoulements de vitesses moyennes différentes
- Des fluctuations de pression dues à des instabilités de l'écoulement moyen
- Des vibrations, en particulier de type ultrasonore

L'apparition de la phase vapeur dans un système peut engendrer plusieurs effets néfastes :

- Altération des performances : cet aspect est critique dans le domaine de la production hydro-électrique.
- Bruit hydroacoustique accompagné de vibrations mécaniques au niveau des structures : son rôle est capital dans les domaines où une discrétion acoustique absolue est recherchée (propulsion marine).
- Érosion, se manifestant dans un premier temps par simple déformation de la surface, puis par arrachement de matière. Les performances d'une machine peuvent ainsi être modifiées. Par ailleurs, la réparation de tels dégâts impose l'arrêt des installations, entraînant des coûts d'immobilisation particulièrement élevés dans le domaine de la production hydro-électrique.

Formes

Bien que les critères et les termes varient dans la littérature, souvent pour décrire le même aspect du phénomène, nous pouvons répertorier les formes de cavitation en deux classes majeures :

La cavitation attachée , caractérisée par des cavités de vapeur accrochées aux parois :

- *Les tourbillons cavitants*, trouvant naissance aux extrémités des profils porteurs.
- *Les poches de cavitation*, initiées en général au bord d'attaque d'un profil et pouvant s'étendre sur une portion de celui-ci (cavitation à poche partielle), ou au-delà du bord de fuite (supercavitation).

La cavitation convectée , caractérisée par des cavités transitoires ou par des bulles, transportées par l'écoulement et subissant des cycles d'explosion et d'implosion (terme souvent substitué par le terme anglais *collapse*) :

- *Les bulles séparées*, produites par l'explosion des germes présents au sein du milieu liquide.
- *Les cavités transitoires*, également appelées tourbillons filamentaires cavitants, et générées dans les zones où existent des vorticités susceptibles

d'engendrer de fortes dépressions, tels les tourbillons de sillage de Bénard-Kármán. Par ailleurs, elles sont également présentes dans les zones de fort cisaillement ainsi que dans les développements de poches de cavitation de bord d'attaque. Dans cette dernière situation, la forme des cavités générées, leur taille et leur aspect ont suggéré à de nombreux chercheurs l'utilisation du terme "nuage de cavitation" (*cloud cavitation*) pour la désigner.

Cadre de l'étude et problématique

Ce travail est entrepris dans le cadre de la **prédiction de l'érosion de cavitation dans le domaine des machines hydrauliques**. Il s'agit de mettre au point un outil permettant, avec une précision acceptable et pour des conditions de fonctionnement étendues, de **prédire le taux et la localisation de l'érosion**.

Cette prédiction doit pouvoir être réalisée au stade des essais en laboratoire du modèle de la machine. En effet, un tel diagnostic est susceptible de favoriser l'interaction entre le concepteur et l'exploitant de la machine afin de redéfinir les caractéristiques techniques, et en particulier géométriques, de celle-ci. L'outil de prédiction recherché doit par conséquent être accompagné d'une **loi de transposition** du modèle vers le prototype afin de répondre aux besoins tant du concepteur que de l'exploitant.

L'érosion de cavitation est un phénomène combinant deux aspects fondamentaux : matériau et fluide. La problématique vient du besoin de quantifier l'érosion en prenant en compte ces deux composantes. Il est indispensable pour cela de pouvoir caractériser un écoulement présentant un développement de cavitation au moyen d'un terme représentatif du potentiel érosif de celle-ci. De nombreux travaux, dont une revue est donnée dans la suite, ont été entrepris dans cet objectif, mais la diversité des approches quant à la définition de ce terme montre la difficulté du problème. L'outil susceptible d'établir une estimation suffisamment précise et fiable de l'érosion de cavitation, et plus largement une prédiction du risque d'érosion, n'est pas encore disponible.

L'étude présentée ici a pour ambition d'établir une base de travail vers l'élaboration de cet outil en apportant un éclairage nouveau sur le phénomène de cavitation et son corollaire, l'érosion.

Étude bibliographique

Aspect fluide

Du point de vue du fluide, il est désormais admis que l'érosion de cavitation est le résultat de l'implosion de structures de vapeur ou de gaz à proximité des parois. Plusieurs mécanismes ont été proposés pour expliquer les niveaux de contraintes nécessaires à l'endommagement de matériaux tels que l'acier inoxydable ou la stellite.

La première explication théorique est due à Rayleigh (1917) dont le modèle décrit l'implosion d'une bulle de forme sphérique placée dans un milieu infini sous une pression statique constante. Le mécanisme proposé fait état de la formation d'un pic de pression locale de grande amplitude apparaissant dans la phase finale du processus d'implosion. Plusieurs travaux ont par la suite mis en évidence la formation d'une onde de choc issue de ce processus, citons en particulier les travaux de Hickling et Plesset (1964) et de Fujikawa et Akamatsu (1980). Cette onde de choc a de ce fait été désignée comme le mécanisme hydrodynamique responsable de l'érosion de cavitation.

Par la suite, Kornfeld et Suvorov (1944) puis Naudé et Ellis (1961), Tomita et Shima (1986), Vogel *et al.* (1989) ont montré que les cavités de vapeur n'implosent pas en gardant leur forme sphérique initiale lorsque l'implosion se produit près d'une frontière solide ou en présence de gradients de pression. Ils ont en outre mis en évidence l'existence d'un microjet traversant de part en part la cavité et heurtant la paroi solide. L'impact de ce jet avec la paroi a été proposé comme étant un autre facteur d'endommagement du matériau.

Nous avons donc deux mécanismes identifiés comme jouant un rôle essentiel dans l'érosion de cavitation : onde de choc et microjet. Si l'érosion est très probablement le résultat d'une action combinée des deux phénomènes, des travaux récents semblent néanmoins désigner l'onde de choc comme l'agent principal d'endommagement. Ainsi, Avellan et Farhat (1989) ont observé le phénomène d'implosion d'une cavité de type vortex et montré l'existence d'ondes de choc provenant du rebond supersonique de la cavité. Des pics de pression pouvant atteindre 20 *GPa* sur une durée extrêmement courte ($< 10\mu s$) ont été relevés. Citons également dans ce sens l'approche numérique engagée par Fortes-Patella et Reboud (1993) (voir également le travail de Fortes-Patella 1994).

Dans le contexte d'un développement de poche de cavitation partielle, le mécanisme conduisant à l'érosion est l'objet de nombreuses recherches motivées en particulier par les problèmes rencontrés dans le domaine des machines hydrauliques. Avellan *et al.* (1988) ont décrit le processus de génération des cavités de vapeur pro-

duites par une poche sur la base de mesures du champ de vitesse dans le voisinage de celle-ci par vélocimétrie laser-Doppler. Ces travaux ont montré que les structures de vapeur rencontrées derrière la poche de cavitation partielle trouvaient leur origine au niveau de l'interface eau-vapeur de celle-ci. Le schéma proposé décrit leur formation à partir de la rupture, par des instabilités de type Kelvin-Helmholtz (Saffman, 1992), de lignes de vorticité transversales produites par le cisaillement existant au niveau de cette interface. Par ailleurs, la production de ces structures de vapeur se fait, dans les situations reconnues comme érosives, selon un processus de lâcher régi par une loi de Strouhal fondée sur les pulsations de la cavité principale. Des recherches récentes réalisées par Farhat *et al.* (1992) ont confirmé ce résultat par la mesure des fluctuations de pression derrière la poche de cavitation.

Ces dernières études ont également mis en évidence l'existence de deux comportements distincts dans la dynamique de la poche, qualifiés de stable et d'instable. Le mode instable est caractérisé par un lâcher cyclique de cavités dont la taille est du même ordre de grandeur que la poche de cavitation.   l'opposé, le mode stable se caractérise par un lâcher, sans périodicité aisément identifiable, de petites structures de vapeur. Ces deux modes ont également été décrits par Kubota *et al.* (1987). La forme de cavitation présentant un mode instable est souvent désignée sous le terme anglais de *cloud cavitation* et est généralement considérée comme la situation la plus érosive.

Pour cette raison, elle est l'objet depuis plusieurs années d'une recherche soutenue. Au niveau expérimental, de nombreux chercheurs ont démontré que le bruit important ainsi que l'érosion sévère observés dans ces conditions étaient associés à l'implosion de bulles de vapeur au sein des nuages de cavitation. Citons en particulier les travaux de Bark et Berlekom (1978), Franc et Michel (1988). L'implosion d'un nuage cavitant peut être plus violent que celle de cavités individuelles, comme le démontre Soyama *et al.* (1992), mais le mécanisme expliquant ce phénomène n'est pas encore totalement éclairci. De nombreuses études théoriques et numériques sont également menées dans ce domaine et s'orientent vers une analyse non-linéaire du comportement d'un nuage de vapeur dans un écoulement, en prenant en considération les interactions bulle-bulle à l'intérieur du nuage lors de la propagation d'une onde de pression de type onde de choc. Signalons dans ce cadre les travaux de M rch (1981), d'Agostino et Brennen (1989), Wang et Brennen (1995), Chahine (1983), Chahine et Duraiswami (1992).

Aspect solide

Il est admis, gr ce en particulier aux travaux précurseurs réalisés par Knapp *et al.* (1970), qu'une situation de cavitation peut être caractérisée par l'état de surface du matériau soumis à la cavitation, ceci par une mesure directe des indenta-

tions produites par le phénomène. Stinebring (1976) a utilisé cette approche dans ses travaux. Ces indentations sont réalisées pendant la période dite d'incubation du matériau, durant laquelle celui-ci est essentiellement déformé sans subir d'arrachement de matière. La mesure de la perte de masse ou la mesure de la rugosité, par unité de temps et de surface, sont également des techniques utilisées par nombre de chercheurs. Citons aussi la technique consistant à utiliser des matériaux dits mous ou de la peinture comme capteurs de l'érosion de cavitation, utilisée par Thiruvengadam (1971) ainsi que par Kato *et al.* (1981). Une technique permettant de détecter un arrachement de matière à partir de courants électrochimiques a en outre été développée par Chincholle (1988) et expérimentée avec succès par Simoneau *et al.* (1989).

Prédiction et lois de transposition

Plusieurs tentatives ont été effectuées dans le but de développer des lois de transposition capables de prédire l'érosion de cavitation sur le prototype d'une machine à partir des tests sur modèle. Thiruvengadam (1971) a certainement été le premier à proposer de telles lois. Néanmoins, ces lois ne prennent pas en compte les propriétés du matériau. Kato (1975, 1976) a présenté un modèle établissant une relation entre le MDDR (*Mean Depth of Deformation Rate*, qui est une profondeur moyenne de déformation différenciée par rapport au temps), la vitesse de l'écoulement moyen, une longueur caractéristique et les propriétés du matériau. Plusieurs hypothèses simplifiatrices ont été posées : le coefficient de cavitation σ ainsi que la distribution de pression le long de l'aubage ont été supposés identiques entre le modèle et le prototype. Raabe (1981) a, quant à lui, proposé un modèle purement théorique du taux d'érosion en le reliant à la vitesse et à la taille de la poche de cavitation. Aucune vérification expérimentale n'a cependant été réalisée.

Avellan *et al.* (1991) et Bourdon *et al.* (1990) ont introduit la notion de **puissance érosive** et construit le terme P_{er} comme facteur de transposition de l'érosion de cavitation dans les machines hydrauliques. S'inspirant de l'expression de l'énergie potentielle d'une cavité de vapeur, une formulation en a été proposée sur la base des seules caractéristiques hydrodynamiques de l'écoulement considéré. Les résultats prometteurs obtenus expérimentalement par la suite (Farhat *et al.* 1993, Farhat 1994b) ont stimulé et orienté l'étude entreprise dans le présent travail.

Démarche proposée

Concept fondamental

Les travaux menés dans le cadre de l'érosion de cavitation sont, comme nous venons de le voir dans l'étude bibliographique, consacrés dans la plupart des cas à un aspect particulier du phénomène en adoptant un point de vue unilatéral, soit "fluide", soit "matériau".

Ainsi, il apparaît au vu de ces travaux que peu de recherches ont été consacrées à l'étude du transfert d'énergie entre l'écoulement et le matériau. Hammitt (1963) a été un précurseur dans ce domaine en émettant l'hypothèse qu'un développement de cavitation donné peut être caractérisé par un **spectre d'énergie** $n(E_c)$, où E_c est l'énergie potentielle d'une cavité de vapeur. Bien que purement hypothétique, le modèle suggéré lui permet en outre d'introduire un deuxième concept : il existe un seuil d'énergie, dépendant essentiellement des propriétés mécaniques du matériau considéré, en-deçà duquel ce matériau ne subit aucun dommage. Ainsi, sous une forme unifiée, Hammitt (1963) relie les deux aspects du problème.

Dans cette étude, nous nous proposons d'aborder le problème de l'érosion de cavitation en suivant l'approche suggérée par cet auteur, que nous qualifions d'approche énergétique. Son intérêt réside dans le fait qu'elle établit un lien entre les mécanismes hydrodynamiques de l'érosion de cavitation et l'endommagement du matériau, par le biais d'une loi de transfert de l'énergie qu'il reste à expliciter. En outre, elle apparaît comme particulièrement adaptée à la définition d'un outil de prédiction de l'érosion de cavitation.

Dans ce contexte, le terme de **puissance érosive** constitue une base privilégiée vers une telle définition car il est de fait fondé sur l'énergie potentielle des cavités, couplée avec leur taux de production f_c :

$$P_{er} = E_c \cdot f_c = \Delta p V_c f_c$$

où V_c est le volume de la cavité et Δp la pression motrice conduisant à son implosion.

Postulat

Nous nous proposons de valider l'approche énergétique en démontrant le postulat suivant :

“La puissance érosive, déterminée par la connaissance du spectre d'énergie des cavités érosives, permet de prédire et de transposer l'érosion de cavitation.”

Plan de recherche

Afin de vérifier ce postulat, nous nous proposons d'étudier dans une configuration de laboratoire les trois grandeurs physiques définissant la puissance érosive P_{er} : Δp , V_c et f_c . L'étude est menée dans le tunnel de cavitation de l'IMHEF-LMH sur un profil symétrique bidimensionnel.

Partie I

Après une brève description de l'installation (**Chapitre 1**), nous présentons les mesures des dimensions de la poche de cavitation (**Chapitre 2**). Cette grandeur macroscopique doit être déterminée afin de caractériser complètement le développement de cavitation. Pour l'établir, une technique de mesure par plan de lumière cohérente est mise en place.

Les mesures de pression sont présentées au **Chapitre 3**. L'objectif est d'établir la distribution du coefficient de pression le long de la corde et en particulier sa valeur dans la zone de recompression. Le champ de pression est mesuré à l'aide d'un profil équipé de capteurs de pression instationnaire.

L'étude menée au **Chapitre 4** est consacrée à la mesure du taux de production des cavités de vapeur par la poche de cavitation partielle. Dans la littérature, il est couramment admis comme hypothèse de travail que les cavités sont toutes produites suivant un taux défini par une loi de Strouhal de la forme $S = f_c l / C_{ref}$, où f_c est la fréquence de lâcher des cavités, l la longueur moyenne de la poche de cavitation et C_{ref} la vitesse de référence. Cette loi de Strouhal n'a pour l'instant été vérifiée que dans le cas d'un développement de cavitation de type instable. Dans ce cas, en effet, la fréquence de lâcher peut être aisément associée à une taille de cavité particulière, ou d'une façon plus générale, à une classe de cavités définie autour d'une taille moyenne que nous qualifierons de caractéristique du développement de cavitation considéré. L'enjeu de ce travail est de vérifier la validité de cette hypothèse en établissant, par classe de taille, la fréquence de lâcher (ou le taux de production) des cavités de vapeur à l'aval d'une poche de cavitation partielle et en ouvrant l'étude aux comportements stable et instable. Le taux de production f_c associé à chaque classe de cavités est mesuré suivant une technique originale de comptage d'événements pour laquelle une analyse par ondelettes est introduite.

Le **Chapitre 5** est consacré à la mesure du volume V_c des cavités transitoires responsables de l'érosion. Une technique de visualisation inédite, dénommée stéréotomographie, est développée spécifiquement dans ce but. Une attention particulière est accordée à la description des outils, tant de mesure que de traitement, mis en place au cours de cette expérience.

Partie II

Les dimensions de la poche de cavitation (longueur et épaisseur) sont étudiées au **Chapitre 1** en fonction des paramètres hydrodynamiques (σ , C_{ref}).

Le **Chapitre 2** est consacré à l'analyse des répartitions du coefficient de pression le long de la corde du profil. En particulier, nous relevons la valeur $C_{p_{max}}$ associée à la zone de fermeture de la poche, lieu où l'érosion est maximale.

Le **Chapitre 3** porte sur les résultats de l'analyse par ondelettes. La loi du taux de production est bâtie sur la base de cette analyse et décrit la génération des cavités transitoires par la poche de cavitation partielle en fonction d'une grandeur caractéristique de leur morphologie et des paramètres hydrodynamiques. Nous montrons que cette loi s'applique de façon remarquable tant au mode stable qu'au mode instable, ce dernier étant en outre marqué par l'existence de cavités particulières dont les dimensions sont complètement déterminées par la longueur de la poche.

L'analyse des volumes réalisée au **Chapitre 4** permet de caractériser géométriquement les volumes des cavités transitoires produites par la poche de cavitation. Nous montrons que, malgré la complexité des formes observées, les dimensions de ces cavités présentent des caractéristiques communes quelques soient les conditions hydrodynamiques considérées. Les volumes caractéristiques associés au mode instable sont en outre retrouvés et comparés avec succès avec les dimensions caractéristiques établies par la mesure du taux de production. Un modèle simple de volume est proposé et validé, afin d'assurer la cohésion avec la définition du taux de production déterminé précédemment.

Partie III

Enfin, une synthèse est élaborée avec l'objectif de formuler le terme de puissance érosive P_{er} en combinant les analyses des données de pression, de volume et de taux de production des structures de vapeur (**Chapitre 1**). Les spectres d'énergie sont définis analytiquement en fonction des paramètres globaux de l'écoulement (longueur de poche, vitesse de référence, coefficient de cavitation et valeur maximale du C_p). La formulation de la puissance érosive P_{er} en est déduite, en intégrant la notion de seuil d'endommagement du matériau introduite par Hammitt (1963). Enfin, la problématique de la prédiction et de la transposition est abordée et formulée en fonction des définitions précédentes.

À titre préliminaire vers une validation future complète, le **Chapitre 2** présente une comparaison des spectres de l'énergie fluide (énergie des cavités de vapeur) et des spectres de l'énergie de déformation provenant de mesures de marquage sur deux matériaux différents.

Première partie

Mesure

Chapitre 1

Installation d'essai

L'étude expérimentale d'un écoulement en présence de la cavitation partielle aussi bien dans le modèle réduit que dans le prototype d'une machine hydraulique présente des difficultés techniques importantes dues essentiellement au caractère tridimensionnel et confiné de tels écoulements ainsi qu'à la rotation de la machine. Ainsi, l'Institut de Machines Hydrauliques et de Mécanique des Fluides (*IMHEF-LMH*) s'est doté d'un tunnel de cavitation à grande vitesse dont l'inauguration a eu lieu en 1984. Cette installation permet de reproduire les écoulements avec cavitation autour d'obstacles fixes de géométrie simple.

1.1 Description de l'installation

Le tunnel de cavitation à grande vitesse (Avellan *et al.*, 1987), dont un schéma est donné sur la figure I.1.1, est un circuit fermé permettant de produire un écoulement cavitant autour d'un profil isolé. La veine d'essai possède une section carrée de $150 \times 150 \text{ mm}^2$ et une longueur de 750 mm . Afin d'assurer une bonne accessibilité de l'écoulement par les moyens de visualisation, trois des quatre faces de la veine sont rendues transparentes par l'emploi de hublots en Plexiglas. Sur chacun de ces hublots, une plaque en verre de 1.5 mm d'épaisseur avec un traitement antireflet est collée afin d'améliorer les caractéristiques optiques. Le quatrième hublot est utilisé pour l'introduction et la fixation des profils testés. La mise en incidence du profil est assurée par une roue dentée et une vis sans fin.

La pompe de circulation, entraînée par un moteur de 500 kW , permet d'atteindre un débit maximal de $1.125 \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ correspondant à une vitesse dans la veine d'essai de $50 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ et un nombre de Reynolds, basé sur la corde du profil utilisé, de $5 \cdot 10^6$.

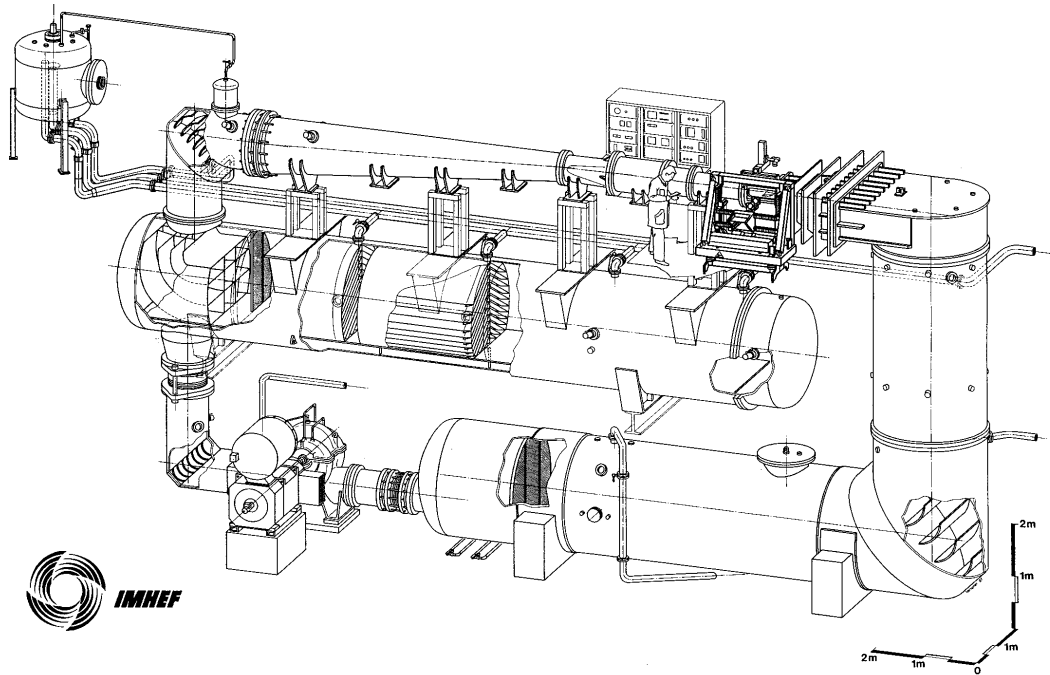


Figure I.1.1: Vue en perspective du tunnel de cavitation à grande vitesse

1.2 Les paramètres d'exploitation

Les paramètres d'exploitation du tunnel de cavitation sont les suivants :

- p_1 : pression statique mesurée à l'entrée du convergent
- p_2 : pression statique mesurée à la sortie du convergent
- C_{ref} : vitesse à l'entrée de la veine exprimée par :

$$C_{ref} = \frac{2\xi}{\rho} \sqrt{p_1 - p_2} \quad (\text{I.1.1})$$

où ξ est fonction des pertes de charge dans le convergent.

- ω : vitesse de rotation de la pompe de circulation
- σ : coefficient de cavitation défini par :

$$\sigma = \frac{p_{ref} - p_v}{\frac{1}{2}\rho C_{ref}^2}, \quad p_{ref} = p_2 \quad (\text{I.1.2})$$

- i : incidence du profil
- T : température de l'eau d'essai

Ces paramètres sont accessibles par le biais de deux protocoles de communication : liaison série (RS232) et réseau ETHERNET (TCP). La cadence de rafraîchissement des paramètres est de l'ordre de 4 Hz.

Chapitre 2

Dimensions de la poche de cavitation

2.1 Mesure des dimensions par plan de lumière cohérente

2.1.1 Profil d'essai

Les mesures sont réalisées sur un profil symétrique tronqué dont la forme est celle du profil standard *NACA 009*. La corde est de 100 mm et l'envergure de 150 mm , l'épaisseur au centre étant de 10 mm .

2.1.2 Principe de mesure et instrumentation

Afin de relever le profil instantané de la poche de cavitation partielle, celle-ci est éclairée à l'aide d'un plan de lumière cohérente, suivant une technique similaire à celle décrite par Dupont et Avellan (1991) ainsi que par Kueny et Reboud (1991). La lumière diffusée au niveau de l'interface eau-vapeur permet de mettre en évidence le contour de la poche, lequel est enregistré grâce à une caméra vidéo CCD. Le dispositif de visualisation est reporté sur la figure I.2.1. La source de lumière est un laser à argon de 5 W de puissance fonctionnant dans la plage de longueurs d'onde $459 - 514\text{ nm}$. Le plan, d'environ 1 mm d'épaisseur, est formé par une lentille cylindrique de 6 mm de focale et éclaire le profil longitudinalement.

Afin de pouvoir définir le contour de la poche avec suffisamment de précision, il est nécessaire de travailler avec des temps d'éclairage très courts. Nous utilisons pour cela un obturateur (ou modulateur) électro-optique, placé sur le trajet du faisceau laser. Cet appareil est composé d'un ensemble de cristaux biréfringents dont les indices de réfraction peuvent être modifiés sous l'action d'un champ électrique variable, modifiant ainsi l'angle de polarisation linéaire du faisceau. Le prisme de polarisation placé en sortie permet d'agir sur son intensité et d'obtenir un taux d'atténuation maximal de l'ordre de $200 : 1$ pour la longueur d'onde de 514 nm (couleur

verte). Celle-ci est extraite du faisceau principal à l'aide de prismes séparateurs de couleurs.

Une impulsion externe à la norme *TTL* permet, en agissant directement sur l'intensité du champ électrique, de basculer la polarisation à une cadence pouvant atteindre 2 MHz . Ce déclenchement se fait par l'intermédiaire d'une interface d'entrées-sorties parallèles installée sur un ordinateur de type PC compatible ; cette configuration permet de générer des trains d'impulsions pouvant être contrôlées en durée, en nombre et en retard. La durée minimale d'une impulsion, et par conséquent de l'éclairage, est de $2\ \mu\text{s}$.

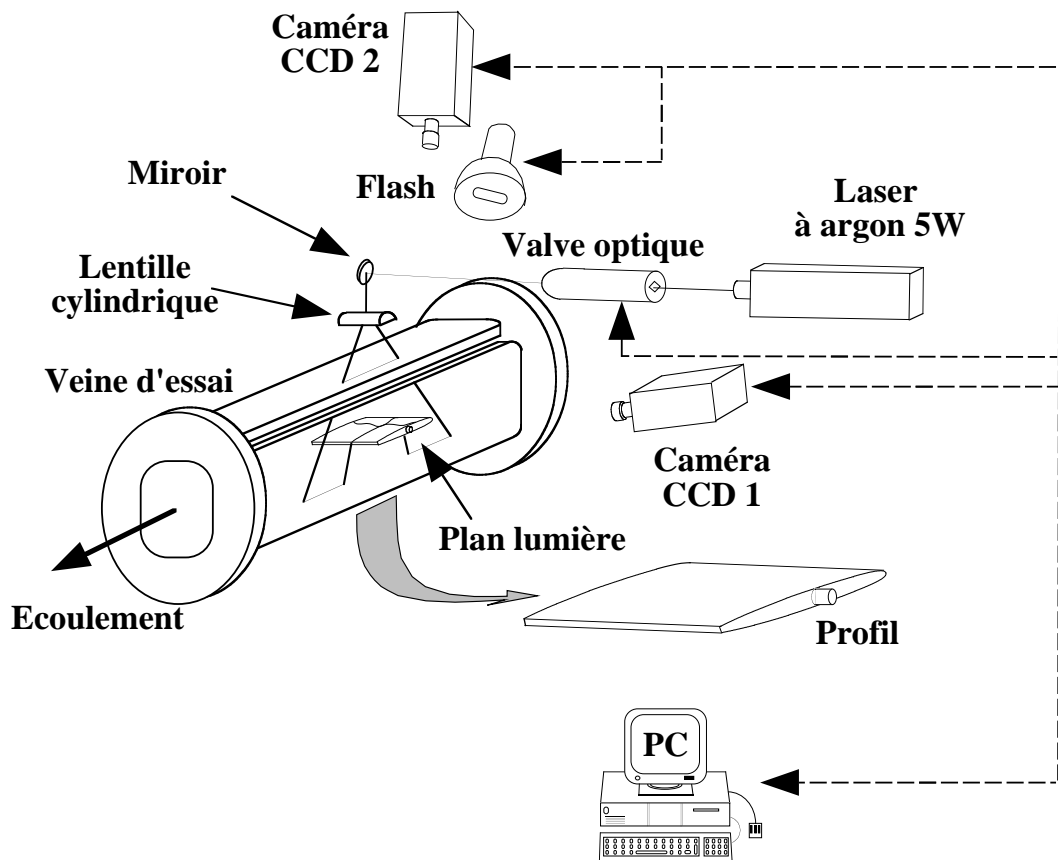


Figure I.2.1: Dispositif de mesure des dimensions de poche par plan de lumière cohérente

La visualisation est assurée par une caméra CCD dotée de 500×582 photoéléments et équipée d'un objectif *Kern*® de focale 26 mm . Cette caméra est placée latéralement par rapport à la veine d'essai et orientée vers le profil avec un angle de visée de l'ordre de 20° par rapport à l'horizontale ; l'ensemble du profil est dans le champ de vision. La synchronisation entre la caméra et le système d'éclairage est assurée par l'ordinateur suivant la procédure illustrée sur la figure I.2.2. Les paramètres d'éclairage étant fixés (durée d'une impulsion, nombre d'impulsions et

retard), l'état du signal de retour de trame délimitant la période d'intégration de la caméra (40 ms) est testé sur une ligne d'entrée de l'interface parallèle. Lorsque le front montant de ce signal est détecté, signalant le début de la trame vidéo, les impulsions sont déclenchées suivant la séquence définie.

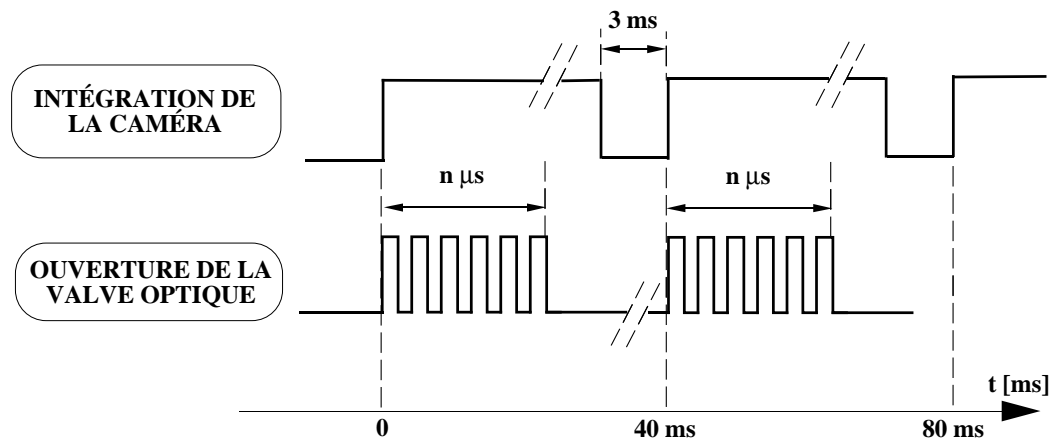


Figure I.2.2: Procédure de synchronisation entre la caméra et le modulateur électro-optique

Une deuxième caméra CCD est disposée au-dessus de la veine pour l'observation en continu des développements de cavitation.

2.1.3 Acquisition et archivage

La numérisation du signal vidéo provenant des caméras et, ultérieurement, le traitement des images se font à l'aide d'une carte image *Matrox*[®] numérisant le signal vidéo sur 8 bits, i.e. sur 256 niveaux de gris. Cette carte dispose d'une mémoire de 1 M-octets, répartie en quatre plans mémoire de 512×512 éléments d'image chacun, désignés dans la suite par *pixels* (de l'anglais '*picture element*'). Trois plans mémoire sont réservés à la saisie instantanée des profils de poche, le quatrième contient un masque pour l'incrustation des paramètres du tunnel sur les images fournies par la deuxième caméra et destinées à l'enregistrement vidéo.

Les trois premiers plans mémoire de la carte image sont utilisés pour stocker des images à la fréquence du signal vidéo (25 Hz) par rotation sur ces plans : durant la phase de numérisation du signal sur un des plans, l'image numérisée présente sur le plan précédent est transférée en mémoire centrale de l'ordinateur. Celle-ci est allouée dans la mémoire RAM disponible sur le PC et le transfert se fait par le bus de l'ordinateur. La vitesse limitée de ce transfert de mémoire à mémoire entre la carte image et le PC autorise la sauvegarde d'images dont la taille individuelle ne dépasse pas 15 k-octets. Cette taille est néanmoins suffisante pour couvrir toute la

zone d'intérêt, c'est-à-dire le bord d'attaque et l'ensemble de la poche de cavitation, avec une résolution suffisante. Une rotation sur les trois plans permet de sauvegarder ainsi 27 images contiguës, cette limite étant quant à elle fixée par la taille de la mémoire RAM disponible. Celle-ci remplie, les données sont transférées sur disque dur. Le temps nécessaire à ce transfert, de l'ordre de 10 s, est utilisé pour l'enregistrement sur bande vidéo en permutant sur le deuxième ensemble de visualisation. Le format binaire des fichiers de stockage des images comporte un en-tête contenant les informations sur la taille et le positionnement de l'image suivi des valeurs d'intensité des pixels.

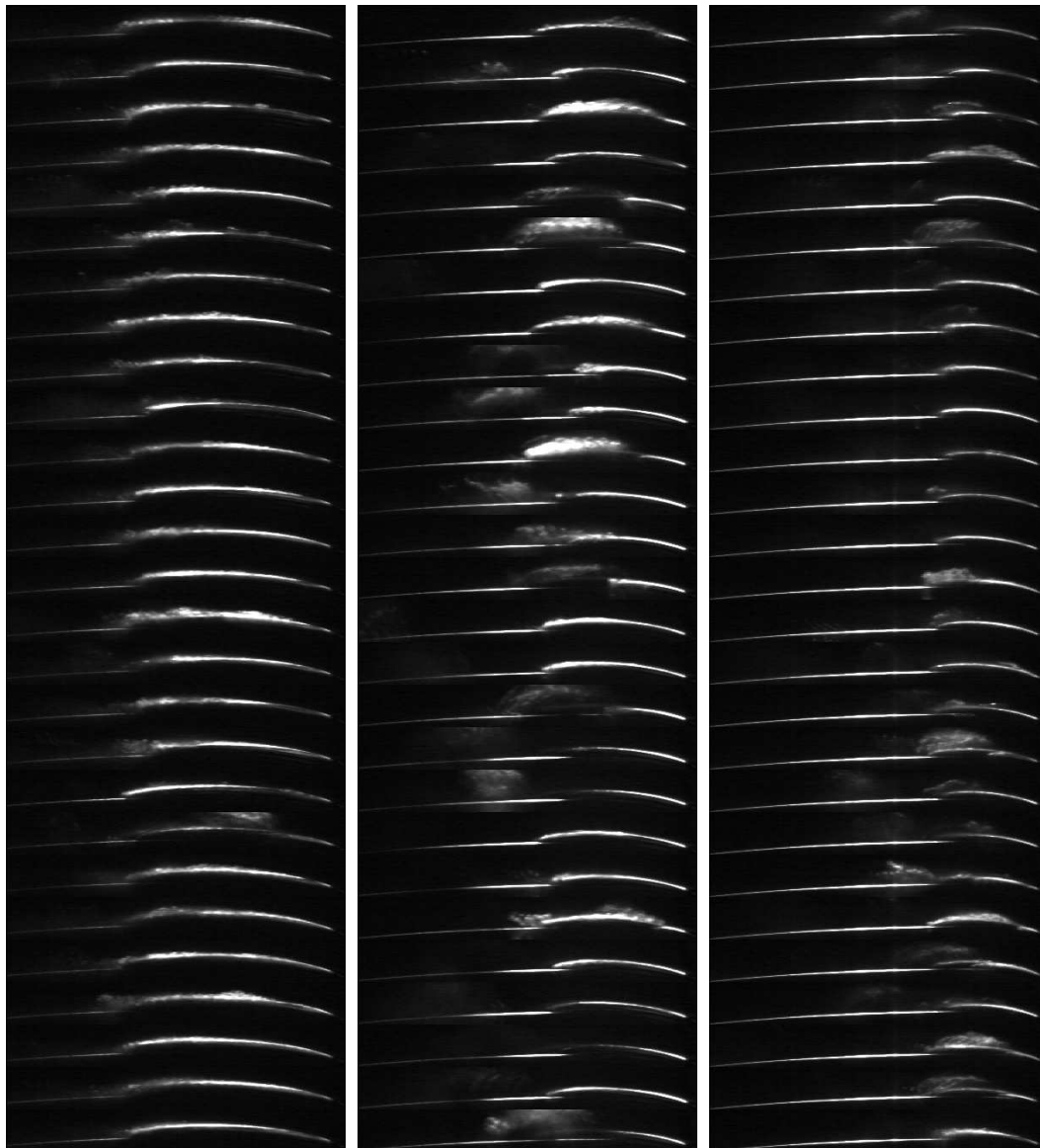
Un exemple de séquence d'images obtenue suivant cette technique est donnée sur la figure I.2.3 pour trois conditions hydrodynamiques.

2.2 Traitement

La figure I.2.4 représente un contour de poche superposé avec le profil photographié sans cavitation. Nous distinguons clairement la trace du plan lumineux sur le profil. Cette trace est prise comme référence pour le calcul des dimensions.

Les deux dimensions principales de la poche de cavitation, i.e. longueur et épaisseur (désignées respectivement par l et h), sont extraites d'après les images à l'aide d'un programme de traitement développé à cet effet. Les routines sont basées sur les développements théoriques classiques du traitement d'image, détaillés en particulier dans les ouvrages de Schalkoff (1985) et de Gonzalez et Wintz (1987). Plusieurs opérations sont exécutées pour chacune des images selon le déroulement suivant :

1. Filtrage de l'image par un opérateur de convolution de type médian, afin de filtrer les pixels isolés provenant de la lumière réfléchie ou diffusée par des particules au sein de l'écoulement.
2. Normalisation de l'image afin d'obtenir une dynamique s'étalant sur 256 niveaux de gris. Cette opération permet de compenser en partie les variations de luminosité de l'éclairage.
3. Calcul, illustré sur la figure I.2.5, du barycentre des pixels sur chaque ligne verticale de l'image suivant une procédure itérative :
 - (a) Seuillage de l'image afin d'affecter une valeur nulle (noir) aux pixels en-dessous d'un seuil, égal à 1 pour la première itération.
 - (b) Calcul du barycentre, en prenant comme facteur de pondération le carré de l'intensité lumineuse de chaque pixel.
 - (c) Calcul de l'écart-type maximum par rapport à ce barycentre.
 - (d) Incrémentation du niveau de seuillage d'une unité et nouveau calcul des barycentres et des écarts-type associés.



i	= 3.0 deg	i	= 3.5 deg	i	= 4.0 deg
C_{ref}	= 29.7 m/s	C_{ref}	= 29.8 m/s	C_{ref}	= 27.8 m/s
σ	= 0.82	σ	= 1.05	σ	= 1.32
l/L	= 0.41	l/L	= 0.28	l/L	= 0.20

Figure I.2.3: Visualisation du contour de la poche par plan de lumière pour 3 conditions hydrodynamiques ; l'écoulement se fait de la droite vers la gauche

(e) Choix du niveau de seuillage optimal pour lequel la position du barycentre est sensiblement constante tout en minimisant l'écart-type.

4. Rotation négative de l'angle d'incidence expérimental des coordonnées des barycentres dans le repère absolu de la veine d'essai. Ceci facilitera le calcul

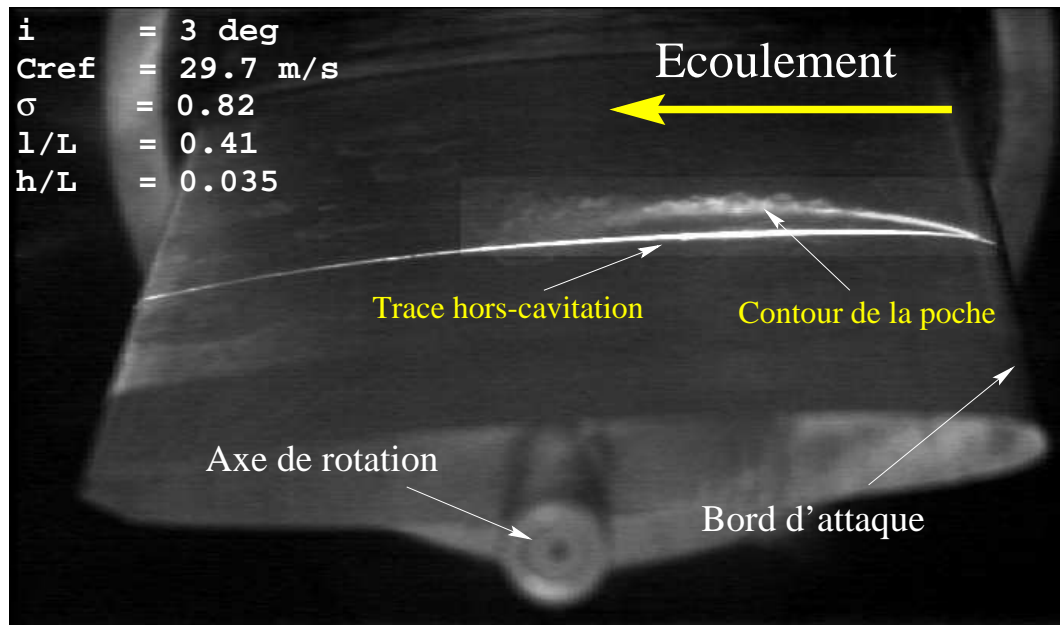


Figure I.2.4: Superposition d'un contour de poche avec l'image du profil hors cavitation

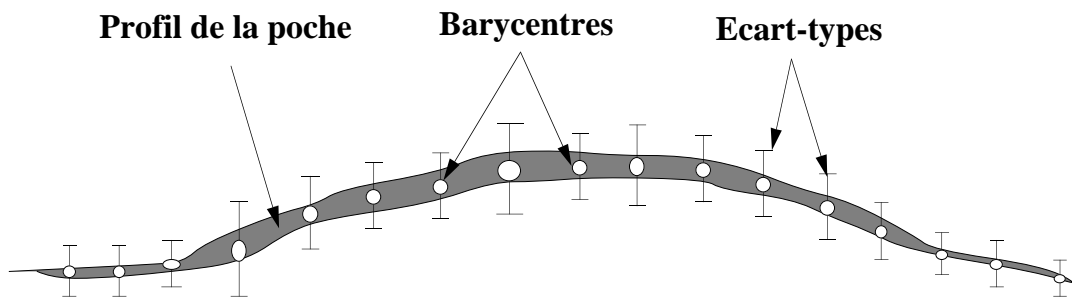


Figure I.2.5: Détermination des barycentres sur les lignes verticales

des différentes grandeurs, le profil l par rapport auquel elles sont calculées étant défini analytiquement à angle nul.

5. Interpolation des positions des barycentres par un polynôme d'ordre 5 ajusté au sens des moindres carrés, ainsi qu'illustré par la figure I.2.6.

Cette interpolation se fait en deux parties. En effet, comme le montrent les images de la figure I.2.3, le départ de poche est toujours clairement défini. Par contre, la fermeture de poche est très approximative et d'aspect variable selon les conditions hydrodynamiques considérées et requiert un critère permettant de la définir de façon systématique, quelles soient les conditions. Le critère retenu est celui de la dérivée première de la courbe des barycentres. Cette dérivée, reportée sur la figure I.2.6, montre un maximum systématique dans la zone de fermeture correspondant à un point d'inflexion sur la courbe des

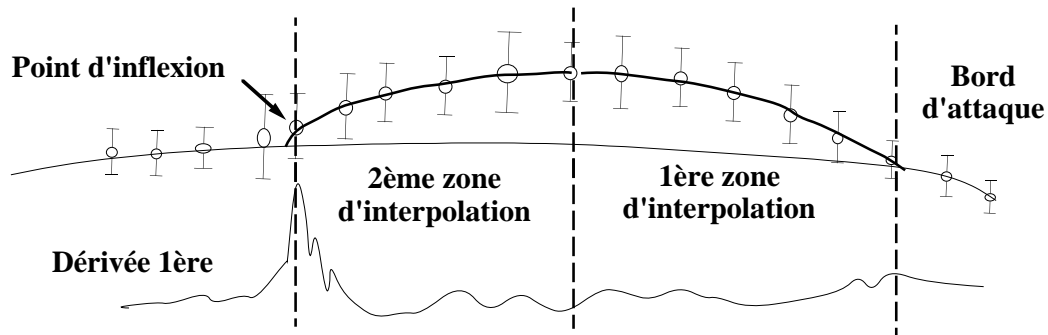


Figure I.2.6: Définition des zones d'interpolation

barycentres.

L'abscisse correspondant à l'ordonnée maximale du barycentre est choisie pour délimiter deux zones d'interpolation. Les barycentres à l'amont de ce point (côté bord d'attaque) permettent de définir le premier polynôme. Du côté aval (fermeture de poche), les barycentres compris entre le point médian et le point d'inflexion localisé à l'aide de la dérivée première permettent de définir le deuxième polynôme. La contrainte existant entre les deux polynômes est la continuité de la dérivée seconde au point de séparation.

6. Détermination des dimensions l et h , illustrée sur la figure I.2.7.
 - (a) La longueur est donnée par la projection sur la corde du profil de la distance entre les points d'intersection des deux polynômes avec le profil analytique.
 - (b) L'épaisseur, ou hauteur, de la poche est donnée par la distance maximale entre le segment défini par les deux points d'intersection et les barycentres.
7. Correction des deux distances pour tenir compte de l'angle de visée.
8. l et h sont adimensionnalisées par rapport à la corde L du profil.

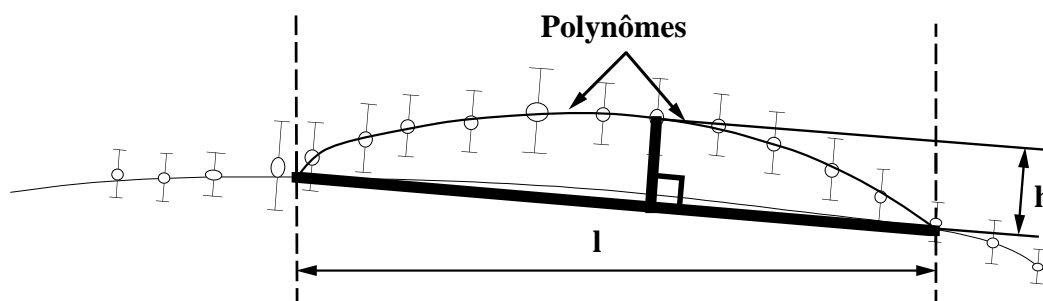


Figure I.2.7: Calcul de la longueur et de la hauteur de la poche

2.3 Conditions hydrodynamiques

La figure I.2.8 représente les conditions expérimentales explorées. L'incidence du profil l est prise égale à 2.5° , 3.0° , 3.5° et 4.0° . La vitesse moyenne de l'écoulement est variée de 20 à $40 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, correspondant à une plage de Reynolds allant de $2 \cdot 10^6$ à $4 \cdot 10^6$. La longueur moyenne de la poche est variée en ajustant le coefficient de cavitation σ .

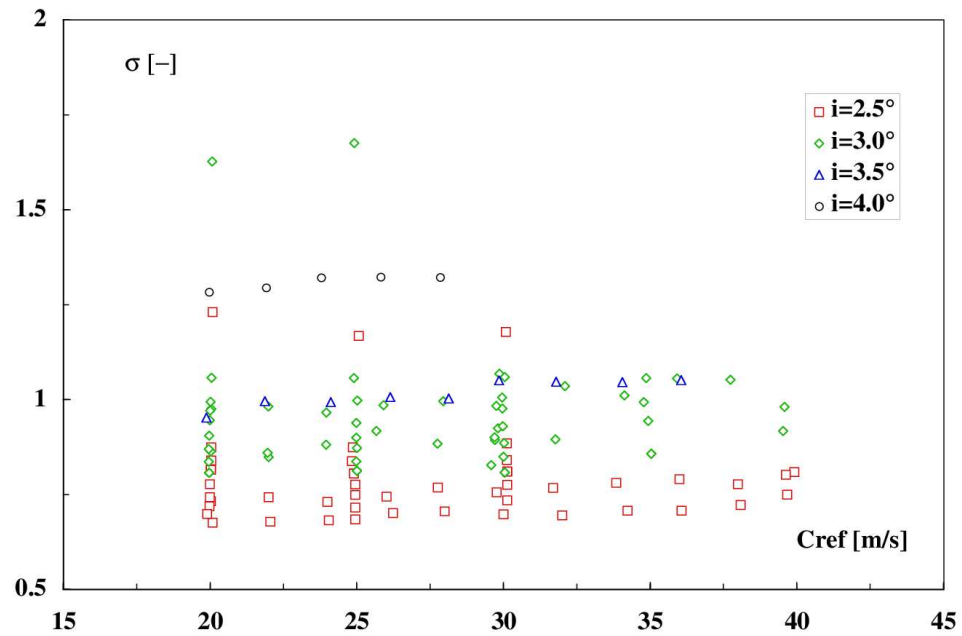


Figure I.2.8: Conditions hydrodynamiques pour la mesure des dimensions de poche - Paramètres mesurés

Chapitre 3

Champ de pression en paroi

3.1 Dispositif expérimental

La figure I.3.1 illustre la chaîne de mesure des pressions en paroi du profil, détaillée ci-après.

3.1.1 Instrumentation de pression

Profil instrumenté

Les mesures sont réalisées sur un profil symétrique en acier inoxydable dont la forme est celle du profil standard *NACA 65012*. La corde est de 100 mm et l'envergure de 150 mm , l'épaisseur au centre étant de 12 mm , comme l'illustre la figure I.3.2.

Treize capteurs de pression instationnaire, décrits ci-dessous, sont implantés dans le profil suivant la disposition illustrée sur la figure I.3.2.

Capteurs de pression

Les mesures de la pression induite dans le sillage de la poche de cavitation sont réalisées à l'aide de capteurs de type *Keller*[®] dont le dessin de détail est reporté sur la figure I.3.3. Il s'agit de capteurs piézo-résistifs dont la plage de mesure s'étend de 0 à 200 bar , avec une surpression d'épreuve de 100 bar . Ils sont du même type que ceux utilisés lors de travaux antérieurs (Farhat *et al.*, 1993). L'élément sensible du capteur, de dimensions $2.2 \times 2.2 \times 1\text{ mm}^3$, est un pont de Wheatstone diffusé placé au centre d'une pastille en acier de 4.5 mm de diamètre et 2 mm de hauteur. Il est protégé par une couche en silicone.

Chaque capteur est alimenté par une source de courant (4 mA , 15 V) indépendante pourvue d'un circuit de réglage des zéros des capteurs permettant de compenser l'influence de la température de l'eau d'essai. En outre, un circuit d'amplifi ca-

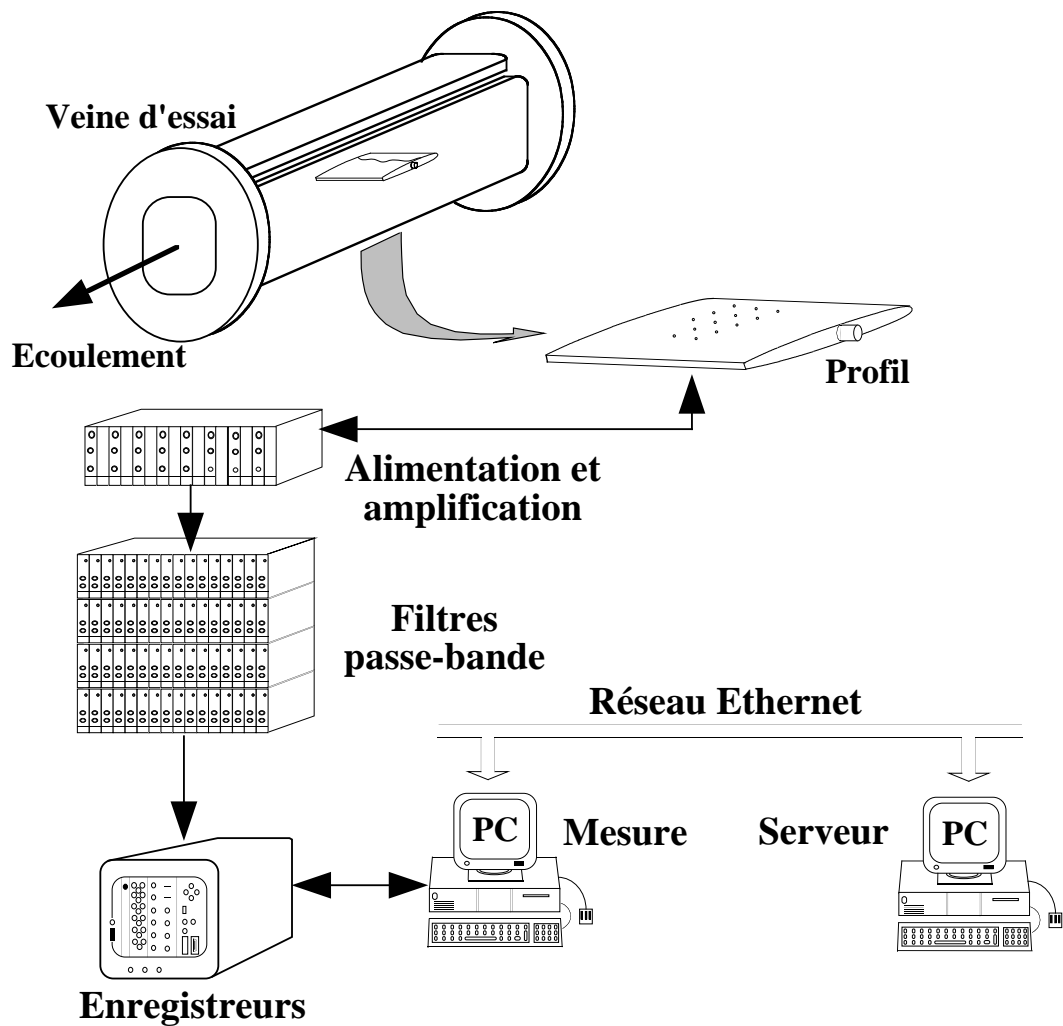


Figure I.3.1: Dispositif de mesure des pressions en paroi du profil

tion permet d'adapter le gain aux valeurs 1, 10, 100, 200 ou 500. La fréquence de coupure des amplificateurs dépend de ce facteur d'amplification, la valeur maximale étant de 200 kHz.

Implantation des capteurs de pression

Les capteurs *Keller*[®] sont montés noyés dans le profil étudié. Cette configuration permet de protéger, dans la mesure du possible, les capteurs des effets destructeurs de la cavitation. La figure I.3.4 décrit le montage. La pression est transmise par des accès cylindriques de diamètre 0.5 mm et de longueur 1 mm environ, percés perpendiculairement à la surface du profil. Une attention particulière est accordée au dimensionnement de la chambre abritant le capteur et de la prise de pression afin d'atténuer les effets liés à la fréquence du résonateur de Helmholtz constitué par ce

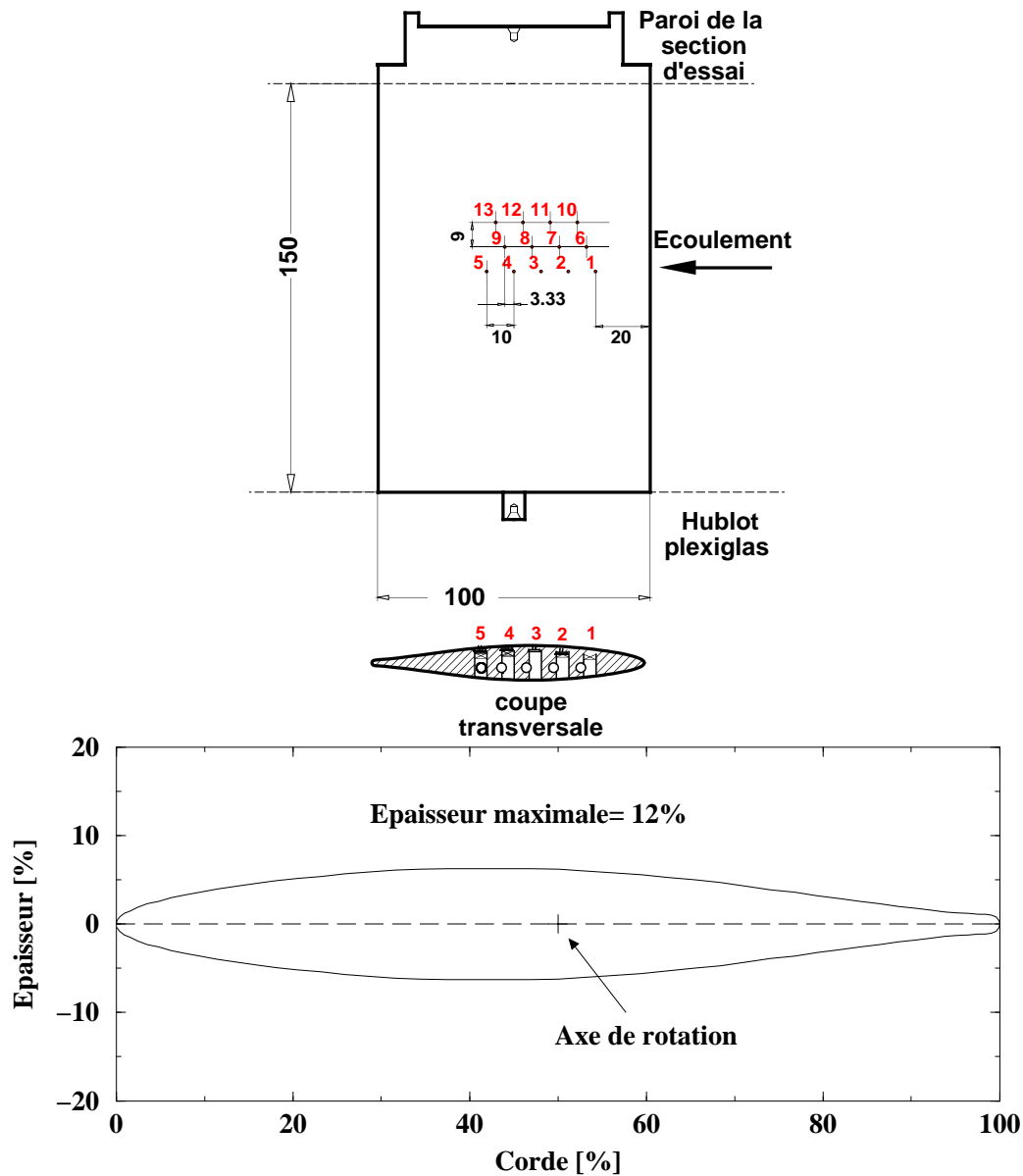


Figure I.3.2: Profil d'essai instrumenté NACA 65012 pour la mesure du coefficient de pression C_p

volume libre. Cet aspect sera abordé lors de la phase d'étalonnage dynamique. Par ailleurs, ce montage nécessite, avant toute expérience, une opération de purge de l'air bloqué dans la chambre.

3.1.2 Acquisition et archivage

Les signaux en tension sont filtrés afin d'éviter le repliement des spectres ('aliasing') et satisfaire le théorème d'échantillonnage de Shannon. Les filtres utilisés

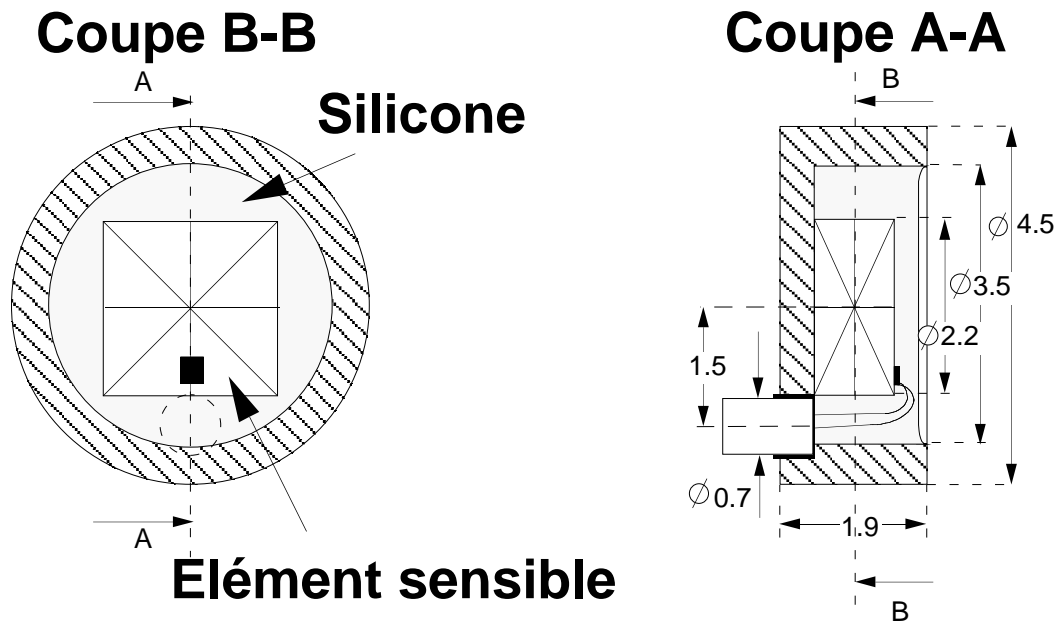


Figure I.3.3: Détail d'un capteur de pression instationnaire Keller[®]

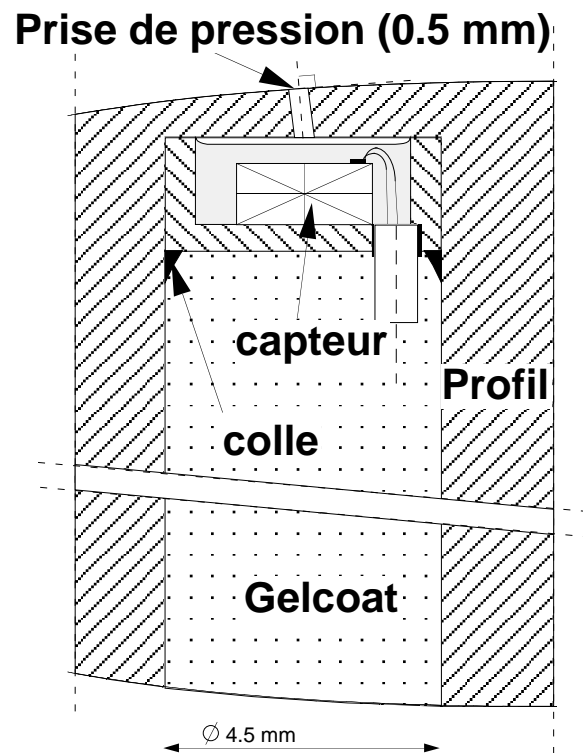


Figure I.3.4: Montage d'un capteur Keller[®] dans le profil expérimental

sont de type Chebyshev à 5 pôles. La fréquence de coupure des filtres passe-haut peut être sélectionnée dans la gamme suivante : 10, 20, 50, 100, 200, 500, 1000 ou 2000 *Hz*. La fréquence de coupure des filtres passe-bas peut valoir 0.5, 1, 2, 5, 10, 20, 50 ou 100 *kHz*. Un filtre passe-bande est obtenu en chaînant un filtre passe-bas avec un filtre passe-haut.

La numérisation des signaux est assurée par trois enregistreurs *LeCroy*[®] de type 6810 pour l'acquisition à haute fréquence et de type 8212A pour les mesures des pressions à basse fréquence. La conversion analogique-numérique est réalisée avec une résolution de 12 bits (4096 niveaux).

Chaque module 6810 est doté d'une mémoire de 1 M-octets et permet de numériser simultanément 1, 2 ou 4 canaux aux cadences maximales respectives de 5, 2 et 1 *MHz*. Le module 8212A permet les numérisations simultanées de 32 canaux à une cadence maximale de 5 *kHz* avec une profondeur de mémoire de 1 k-octets par canal. Les enregistreurs utilisent le concept de la mémoire circulaire : une fois armés, ils entament de manière permanente la numérisation des signaux d'entrée en attendant le signal de déclenchement qui fixe l'origine des temps.

Le système d'acquisition des signaux utilise la norme *IEEE* – 583 (ou *CAMAC*) pour la gestion interne des modules d'enregistrement. Un module supplémentaire joue le rôle de contrôleur du bus *CAMAC* et permet la communication avec un ordinateur externe à travers une interface *GPIB*. Les modules d'enregistrement 6810 et 8212A sont montés séparément dans deux paniers *CAMAC* dotés respectivement des contrôleurs *LeCroy*[®] 6010 et 8901A.

La visualisation et le contrôle des signaux en temps réel est effectuée au moyen d'un oscilloscope numérique à 2 canaux *LeCroy*[®] *DO9400*.

Les fonctions de gestion des modules, d'acquisition, de transfert et d'archivage sur mémoire de masse (disque dur amovible) sont effectuées à l'aide d'un logiciel développé dans l'environnement *ASYST* (Farhat, 1994a).

Les données sont conservées sous leur forme temporelle brute, i.e. sans aucun traitement préalable. Les données sont par conséquent archivées sur des supports de grande capacité (disque dur accessible par le réseau *ETHERNET*, disques durs amovibles).

3.2 Traitement

Les programmes de traitement du signal ont été développés dans le langage de programmation *C*, langage dont la portabilité permet d'utiliser les capacités de calcul et de transfert de données existant dans l'environnement *UNIX*. Certaines fonctions ont été élaborées sur la base d'une pré-étude à l'aide du logiciel *MATLAB*[™]. Les opérations suivantes peuvent être effectuées sur les signaux numérisés :

- Moments statistiques principaux
- Densités de probabilité et fonctions de répartition
- Spectres et interspectres à l'aide de la transformée de Fourier rapide
- Fonctions d'auto et d'inter-corrélation
- Fonctions de transfert et de cohérence
- Modulation d'amplitude à l'aide de la transformée de Hilbert
- Représentation dans l'espace temps-échelle à l'aide de la transformée en ondelettes continue
- Filtrage numérique

3.3 Étallonages

3.3.1 Statique

Dispositif expérimental

L'étalonnage statique des capteurs est effectué avec le profil monté dans la veine d'essai, en pressurant le tunnel de 0.2 à 10 *bar* et en comparant la réponse de chaque capteur à la pression de référence fournie par un étalon de transfert de pression *Huber*[®] de type *PRF/PHF* 3000. Ce capteur, de type inductif, permet de mesurer une pression avec une précision de 0.3% de la gamme de mesure considérée. La valeur de la pression est disponible sous forme numérisée par le biais d'une ligne sérielle *RS232*.

La série de pressions de référence sélectionnées est effectuée en suivant les pressions croissantes puis décroissantes dans la limite des pressions possibles (0.2 à 10 *bar*). Ce procédé permet de mettre en évidence les éventuels comportements par hystérésis du capteur à étalonner. En outre, un certain nombre de mesures sont réalisées à des pressions de référence inférieures à la pression atmosphérique. En effet, il est important de connaître le comportement des capteurs au vide, même partiel, dans la mesure où ils sont mis en présence d'un écoulement cavitant présentant une phase gazeuse dont la pression moyenne est égale à la pression de vapeur.

Résultats

La figure I.3.5 représente la droite d'étalonnage établie pour le capteur n° 13 de la figure I.3.2 ainsi que l'écart entre les valeurs mesurées et cette droite (écart de linéarité). Le comportement du capteur pour les pressions au-dessus de la pression atmosphérique fait apparaître clairement une hystérèse. Celle-ci est attribuée à la réponse non-linéaire à la compression de l'ensemble composé de l'élément sensible et de la couche de protection en silicone. En revanche, ce problème disparaît

lorsqu'une tension (ou dépression) est appliquée au capteur.

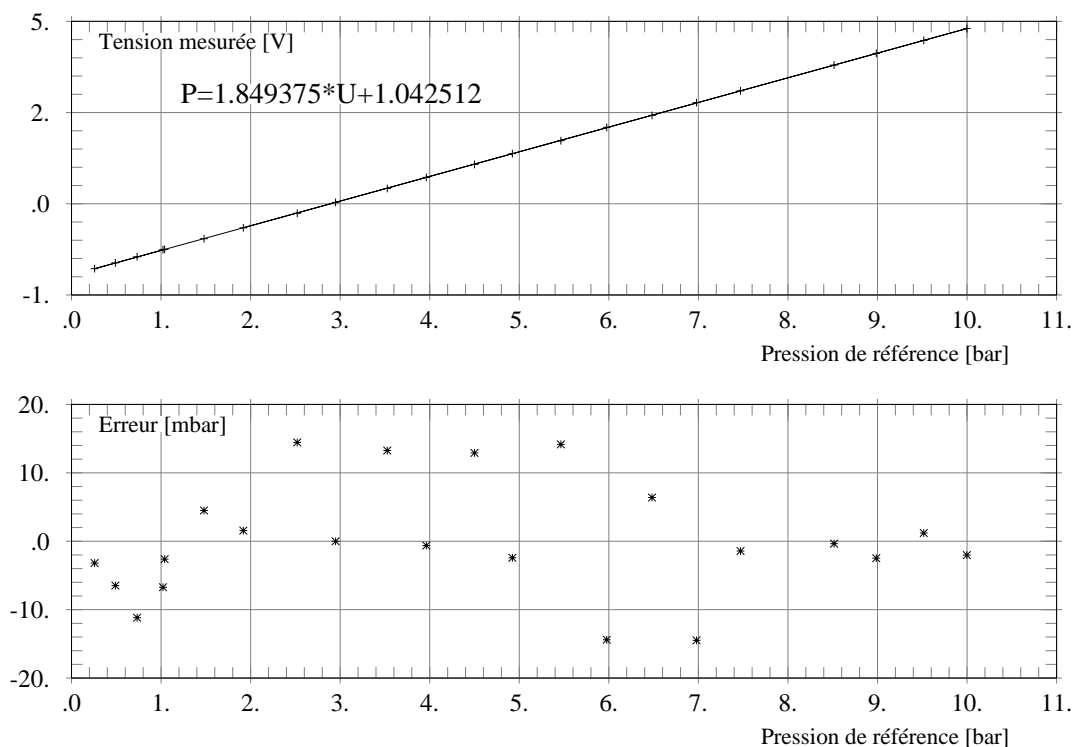


Figure I.3.5: Droite d'étalonnage statique d'un capteur de pression instationnaire *Keller*[®] et écarts de linéarité

3.3.2 Dynamique

L'étalonnage dynamique d'un capteur destiné à mesurer une grandeur physique instationnaire consiste à établir sa fonction de transfert afin de contrôler la linéarité des capteurs en dynamique. Cette fonction caractérise la réponse en fréquence du capteur, dans la configuration spécifique de travail, à une excitation de type impulsionnelle.

Dispositif expérimental

Le générateur d'impulsions de pression Un système d'étalonnage dynamique de capteurs instationnaires a été conçu et réalisé à l'*IMHEF-LMH* et décrit en détail par Pereira *et al.* (1993). Ce dispositif, illustré sur la figure I.3.6, permet de créer une impulsion de pression d'amplitude élevée et de durée très courte (*impulsionnelle*) par génération d'un arc électrique dans l'eau.

L'énergie nécessaire à cette décharge est stockée dans un condensateur chargé au moyen d'une source de tension de 4.3 kV. Cette tension est supérieure à la ten-

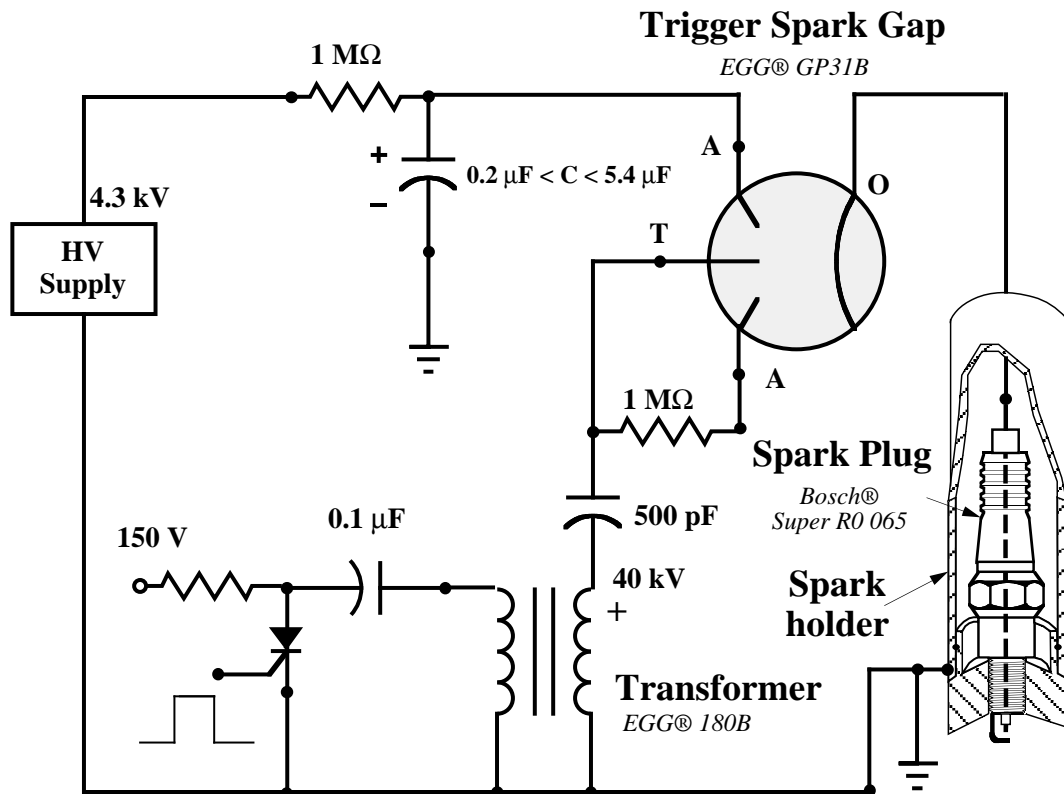


Figure I.3.6: Schéma de principe du circuit électrique du générateur d'impulsions de pression

sion d'auto-déclenchement du milieu (Vitkovitsky, 1987), laquelle dépend essentiellement de l'écartement des électrodes et de la qualité de l'eau utilisée. L'énergie peut varier de 1.8 à 50 J selon les valeurs des capacités utilisées, celles-ci allant de 0.2 à 5.4 μF . La décharge électrique est contrôlée par un interrupteur ultra-rapide EG&G® GP31B assurant le découplage des électrodes du circuit haute tension en dessous de 6 kV. Le couplage est réalisé au moyen d'une impulsion de tension de 40 kV délivrée par le transformateur EG&G® 180B, appliquant la tension de charge de façon quasi instantanée à la cathode. Le temps de décharge, mesuré au tiers du pic de tension et dépendant du voltage et de la capacitance, est inférieur à 25 μs . Le changement brutal d'état dû à l'ionisation de l'eau entre les électrodes provoque la génération d'une bulle de cavitation dont l'interface se déplace à une vitesse supersonique dans les premiers instants de l'explosion. Ce phénomène explosif s'accompagne par l'émission d'une onde de choc sphérique dont le front présente une différence de pression élevée. Le phénomène a été observé (Pereira *et al.*, 1993) à l'aide de moyens cinématographiques ultra-rapides (200000 images par seconde). La figure I.3.7 illustre quatre instants de la vie de la bulle de vapeur générée par la décharge électrique. L'observation par ombroscopie des fronts d'onde a permis,

par une analyse d'image appropriée, d'estimer les pics de pression associés à ces ondes de choc. Les amplitudes relevées, de l'ordre de 1000 MPa , sont cohérentes avec les valeurs reportées par Avellan et Farhat (1989) : le phénomène mis en jeu est comparable au processus d'implosion d'un tourbillon cavitant près d'une paroi. La phase d'implosion est suivie d'un rebond présentant également des fronts d'onde multiples.

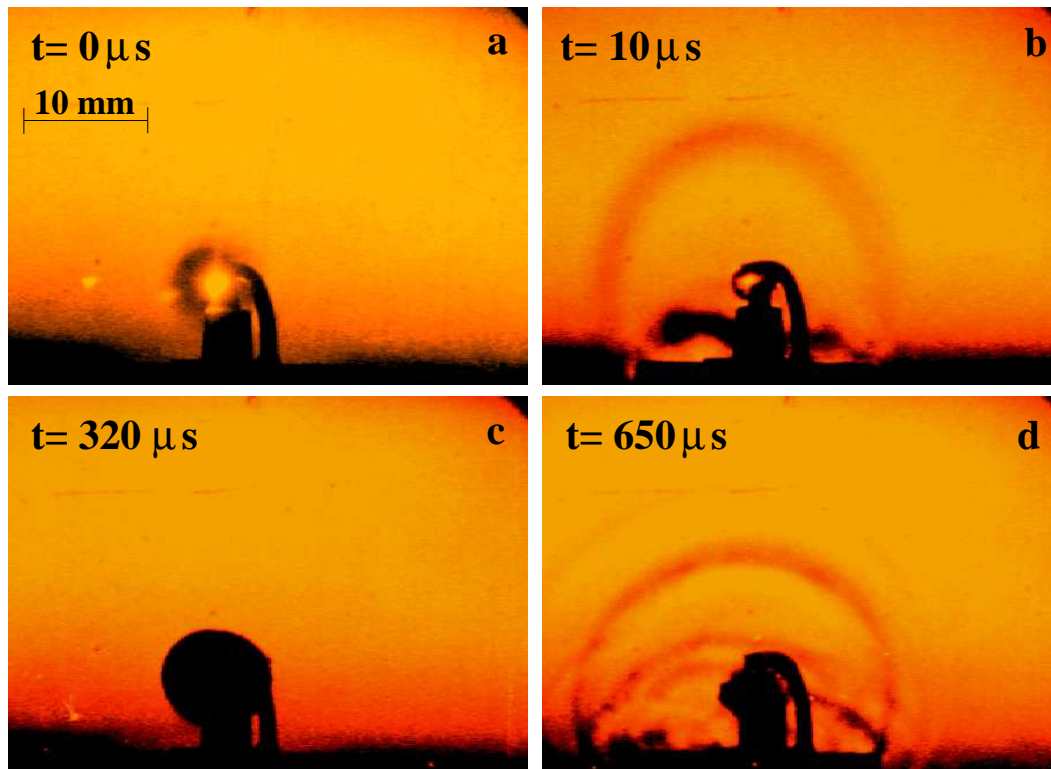


Figure I.3.7: Visualisation ultra-rapide (200000 images/s) de la bulle de vapeur produite par le générateur d'impulsions de pression. *a) Décharge électrique - b) Onde de choc à l'explosion - c) Volume maximal de la bulle de cavitation - d) Ondes de choc après implosion*

Instrumentation La figure I.3.8 illustre le montage expérimental pour l'étalonnage dynamique des capteurs de pression Keller équipant le profil d'essai. L'étalonnage est réalisé dans la veine du tunnel de cavitation, afin d'une part de se placer dans la configuration de travail et d'autre part de pouvoir ajuster le niveau de pression statique et varier ainsi l'intensité des surpressions d'étalonnage. Un capteur de pression Kistler® 601A est monté en paroi de la veine et utilisé comme capteur de référence. Ce capteur possède une plage de pression s'étendant jusqu'à 250 bar , une fréquence propre de 150 kHz et un temps de montée de $1 \mu s$. La réponse en fré-

quence du *Kistler*[®], réalisée dans des conditions idéales par le constructeur, montre en outre une densité spectrale sensiblement constante sur une bande de fréquences s'étendant jusqu'à 50 kHz , adéquate pour effectuer une comparaison avec la réponse des capteurs *Keller*[®] à étalonner. Ce capteur fournit un courant converti en tension à l'aide d'un amplificateur de charge *Vibrometer*[®] TA/3D utilisé avec une fréquence de coupure supérieure de 300 kHz , une constante de temps de 1 s et un gain de 15 pC/V . L'éclateur électrique est introduit dans la veine et placé à une distance sensiblement égale du capteur de référence et des capteurs à étalonner. Le profil est orienté de sorte que les capteurs reçoivent l'onde directe.

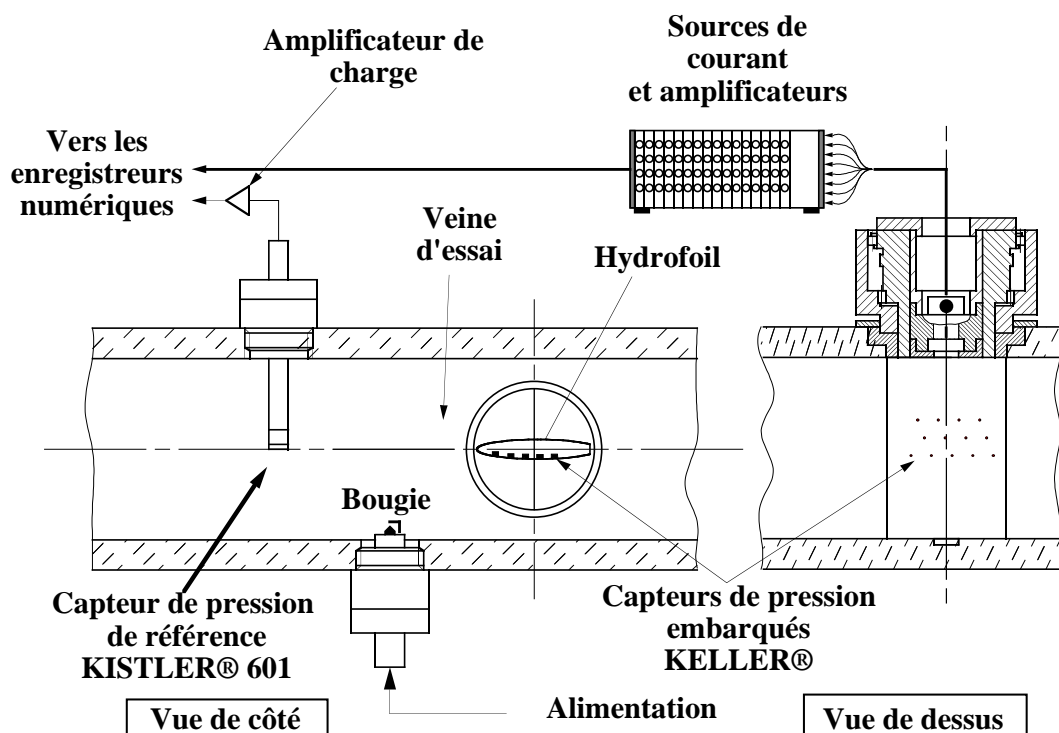


Figure I.3.8: Dispositif expérimental pour l'étalonnage dynamique dans la veine d'essai du tunnel de cavitation

Acquisition et traitement L'acquisition des signaux se fait à l'aide des modules rapides *LeCroy*[®] 6810 décrits plus haut, à une cadence de 1 MHz sur 16 k -échantillons. Le déclenchement de l'acquisition se fait sur le front montant du signal de pression du capteur de référence, l'information antérieure étant néanmoins accessible du fait du fonctionnement en mémoire circulaire des modules de numérisation *LeCroy*[®], voir §3.1.2. Le temps d'acquisition est de 16 ms environ, suffisant pour enregistrer l'essentiel du phénomène. Les signaux sont filtrés en passe-bas à 100 kHz .

Le traitement des signaux se décompose comme suit :

1. Calcul des densités spectrales, ou spectres, des signaux provenant du capteur de pression de référence *Kistler*[®] et du capteur *Keller*[®] considéré. Si nous désignons respectivement par $x(t)$ et $y(t)$ ces deux signaux, t étant la variable temps, il vient la définition bien connue de la transformée de Fourier qui, à toute fonction $g(t)$ appartenant à l'espace $\mathcal{L}^2(\mathbf{C})$ des fonctions de carrés sommables (ou à énergie finie : bornée, intégrale sur $[-\infty, +\infty]$ finie, nombre fini de discontinuités et de mini/maxima), lui associe la fonction $G(f)$ (f fréquence) suivante :

$$\mathcal{F}\mathcal{F}[g(t)] = G(f) = \int_{-\infty}^{+\infty} g(t)e^{-i2\pi ft} dt$$

$G(f)$ est la représentation dans l'espace des fréquences de $g(t)$. Dans les conditions ci-dessus, la réciproque existe et prend la forme :

$$\mathcal{F}\mathcal{F}^{-1}[G(f)] = g(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} G(f)e^{i2\pi ft} df$$

La densité spectrale d'énergie (ou autospectre), pour un signal à énergie finie, est alors définie d'après le théorème de Wiener-Kinchine par la transformée de Fourier de la fonction de corrélation :

$$S_{xx}(\tau) = \mathcal{F}\mathcal{F}[E\{x(t)x^*(t-\tau)\}] = \mathcal{F}\mathcal{F}\left[\lim_{T \rightarrow \infty} \int_0^T x(t)x^*(t-\tau) dt\right]$$

$$S_{yy}(\tau) = \mathcal{F}\mathcal{F}[E\{y(t)y^*(t-\tau)\}] = \mathcal{F}\mathcal{F}\left[\lim_{T \rightarrow \infty} \int_0^T y(t)y^*(t-\tau) dt\right]$$

où E est l'espérance mathématique.

L'interspectre, ou spectre de densité d'énergie d'interaction entre $x(t)$ et $y(t)$, est défini par :

$$S_{xy}(\tau) = \mathcal{F}\mathcal{F}[E\{x(t)y^*(t-\tau)\}] = \mathcal{F}\mathcal{F}\left[\lim_{T \rightarrow \infty} \int_0^T x(t)y^*(t-\tau) dt\right]$$

2. Calcul de la fonction de transfert $H(f)$ définie par la relation suivante :

$$|H(f)|^2 = \frac{S_{yy}(f)}{S_{xx}(f)}$$

En termes rigoureux, la fonction $H(f)$ est, pour un système linéaire, la transformée de Fourier de la réponse impulsionnelle du système. Son module détermine le gain (amplification ou atténuation) du système entre l'entrée et la sortie.

3. Calcul de la fonction de cohérence $\Gamma(f)$ définie par la relation suivante :

$$\Gamma_{xy}(f) = \frac{|S_{xy}(f)|^2}{S_{xx}(f)S_{yy}(f)}$$

Cette fonction permet de déterminer la partie du spectre dans laquelle $x(t)$ et $y(t)$ sont cohérents, c'est-à-dire la bande de fréquence dans laquelle les phénomènes que représentent $x(t)$ et $y(t)$ échangent de l'information, et donc dans laquelle la mesure $y(t)$ peut être prédit d'après $x(t)$. Dans le cas particulier d'un système linéaire, la fonction de cohérence $\Gamma(f)$ est égale à l'unité. En effet, dans ce cas, nous avons les relations suivantes :

$$H(f) = \frac{S_{xy}(f)}{S_{xx}(f)}$$

$$\Gamma_{xy}(f) = \frac{|H(f)|^2 |S_{xx}(f)|^2}{S_{xx}(f) |H(f)|^2 S_{xx}(f)} = 1$$

Si $x(t)$ et $y(t)$ ne sont pas corrélés, la fonction de cohérence est comprise dans l'intervalle $[0, 1[$. Trois causes essentielles peuvent expliquer ceci :

- (a) le système comporte une autre entrée que $x(t)$
- (b) le système reliant les deux signaux n'est pas totalement linéaire
- (c) du bruit s'est superposé aux mesures de $x(t)$ et/ou $y(t)$

La fonction de transfert ainsi que la fonction de cohérence sont obtenues à partir des spectres moyennés sur 32 enregistrements, dans la limite de la mémoire de numérisation des modules d'acquisition. L'écart-type normalisé ($= \sqrt{E\{\Gamma_{xy}\}}/\Gamma_{xy} \approx \sqrt{2}(1 - \Gamma_{xy})/|\sqrt{\Gamma_{xy}n}|$, n nombre de lots), pour une valeur de la fonction de cohérence de 0.95, est inférieur à 1%. L'intervalle de confiance à 95% est $[0.93, 0.97]$.

Résultats

Sur la figure I.3.9, sont reportées les traces en temps des signaux de pression du capteur de pression de référence et du capteur *Keller*[®] n° 3 (voir figure I.3.2), les spectres associés, la fonction de transfert et la fonction de cohérence. Le signal du capteur de référence fait clairement apparaître les pics de pression associés d'une part à l'onde de choc résultant de l'explosion, d'autre part à l'onde de choc produite par le rebond suivant l'implosion. Les maxima observés montrent que la surpression au passage de l'onde issue du rebond est inférieure à celle de l'onde principale.

Par ailleurs, le spectre du capteur *Keller*[®] montre un pic d'amplitude autour de 16.5 kHz. Cette fréquence est associée à la fréquence propre du résonateur de Helmholtz constitué par le trou de la prise de pression (diamètre 0.5 mm) associé au

volume libre du logement du capteur (voir figure I.3.4). La fréquence propre de ce type de résonateur est donnée par la relation suivante :

$$f_0 = \frac{c}{2\pi} \sqrt{\frac{A}{Vd}}$$

où c est la vitesse du son dans l'eau, A est la section du conduit, d est sa longueur et V est le volume de la cavité au-dessus du capteur. Le calcul donne une fréquence propre voisine de 20 kHz . La différence avec la fréquence mesurée provient de l'incertitude sur la mesure de l'épaisseur de la couche de silicone recouvrant le capteur. La fréquence mesurée varie pour cette raison, selon le capteur considéré, dans l'intervalle $15 - 25 \text{ kHz}$.

Le spectre fait également apparaître un pic léger autour de 1 kHz , qui correspond approximativement au mode principal de vibration du profil. Également excité, celui-ci induit des fluctuations de pression dans le milieu fluide mesurées par les capteurs.

La fonction de transfert est sensiblement constante en-deçà de la fréquence de Helmholtz, avec une amplification visible autour de la fréquence propre du profil. Au-delà, le signal est atténué en suivant une droite de pente d'environ -86 dB par décade : la cavité accueillant le capteur joue le rôle d'un filtre passe-bas d'ordre approximatif 4.

La fonction de cohérence est très proche de 1 dans la bande de fréquences allant de 200 Hz à 20 kHz . Le système est donc linéaire dans cette plage de fréquences, le gain étant donné par la fonction de transfert. Pour les fréquences inférieures à 200 Hz , la mauvaise cohérence est due aux réflexions des ondes de pression sur les parois de la veine, de sorte que les signaux ne sont pas corrélés.

3.4 Conditions hydrodynamiques

Les conditions expérimentales explorées sont reportées sur le tableau I.3.1, représentant les triplets de paramètres (i, C_{ref}, σ) . Trois longueurs de poche sont explorées : 20%, 30% et 40% de la corde.

La valeur du coefficient de cavitation σ est ajustée pour obtenir la longueur de poche recherchée. Le contrôle de la longueur se fait, sous un éclairage continu, en s'aidant de l'image vidéo affichée sur un moniteur gradué et provenant d'une caméra placée au-dessus de la veine. Lorsque les conditions choisies sont stables, les paramètres hydrodynamiques principaux (vitesse moyenne C_{ref} , coefficient de cavitation σ et incidence), acquis selon le protocole RS232, sont moyennés sur une durée d'environ 5 s , correspondant à 20 mesures (voir §1.2).

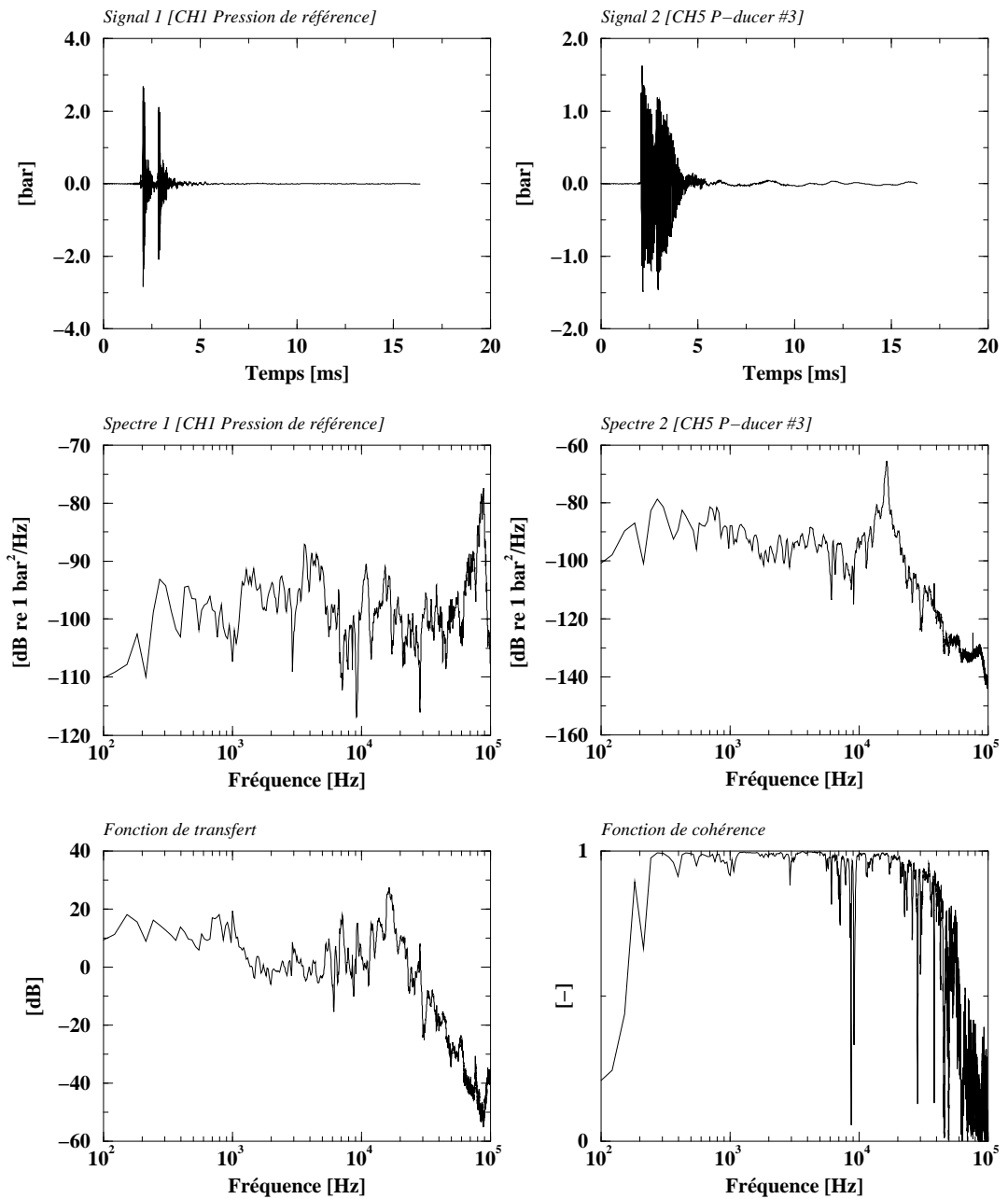


Figure I.3.9: Étalonnage dynamique d'un capteur de pression instationnaire *Keller*[®] : traces temporelles, densités spectrales de puissance, fonction de transfert et fonction de cohérence

i [°]	C_{ref} [$m \cdot s^{-1}$]	σ		
		$l/L = 20\%$	$l/L = 30\%$	$l/L = 40\%$
4°	15	1.20	1.13	1.08
	20	1.23	1.16	1.11
	25	1.25	1.17	1.12
	30	1.26	1.18	1.13
	32	1.26	1.18	1.13

Tableau I.3.1: Conditions hydrodynamiques pour la mesure des pressions en paroi du profil
- Paramètres consignés

Les signaux de pression sont enregistrés simultanément d'une part à une fréquence d'échantillonnage de 200 Hz par le module *LeCroy*® 8212A, d'autre part à la cadence de 200 kHz par les modules rapides 6810.

Chapitre 4

Taux de production des cavités tourbillonnaires

4.1 Mesure du taux de production

4.1.1 Profil d'essai

Le profil expérimental utilisé, illustré sur la figure I.4.1, est géométriquement identique au profil utilisé pour les mesures de pression (voir §3.1.1).

Ce profil présente une échancrure longitudinale de 30 *mm* de large s'étendant sur toute la longueur du profil et dans laquelle est insérée une pièce en acier inoxydable polie.

4.1.2 Principe de mesure et instrumentation

Afin d'établir le taux de production par classe de taille de cavité de vapeur, un technique simple, détaillée sur la figure I.4.2, est mise en œuvre.

Un faisceau de lumière cohérente, issu d'un laser à Argon d'une puissance de 5 *W*, est pointé sur la partie réfléchissante du profil à l'aval de la fermeture de la poche de cavitation. Le faisceau est orienté perpendiculairement à la surface du profil, de sorte que le retour se fait suivant le même parcours.

Un cube séparateur non-polarisant est interposé sur le chemin du faisceau. La moitié de l'intensité lumineuse est transmise à travers cette optique. La lumière réfléchi par la partie polie du profil traverse à nouveau au retour le cube séparateur, lequel divise le faisceau en deux parties d'intensités équivalentes. La partie renvoyée à 90° par rapport au faisceau incident est dirigée sur une photodiode *EG&G*® *FND100* ultra-rapide (temps de montée de 1 *ns*).

Le signal est maximal lorsque tout le faisceau incident est réfléchi et minimal, ou tout au moins atténué, lors du passage d'une structure de vapeur au droit du

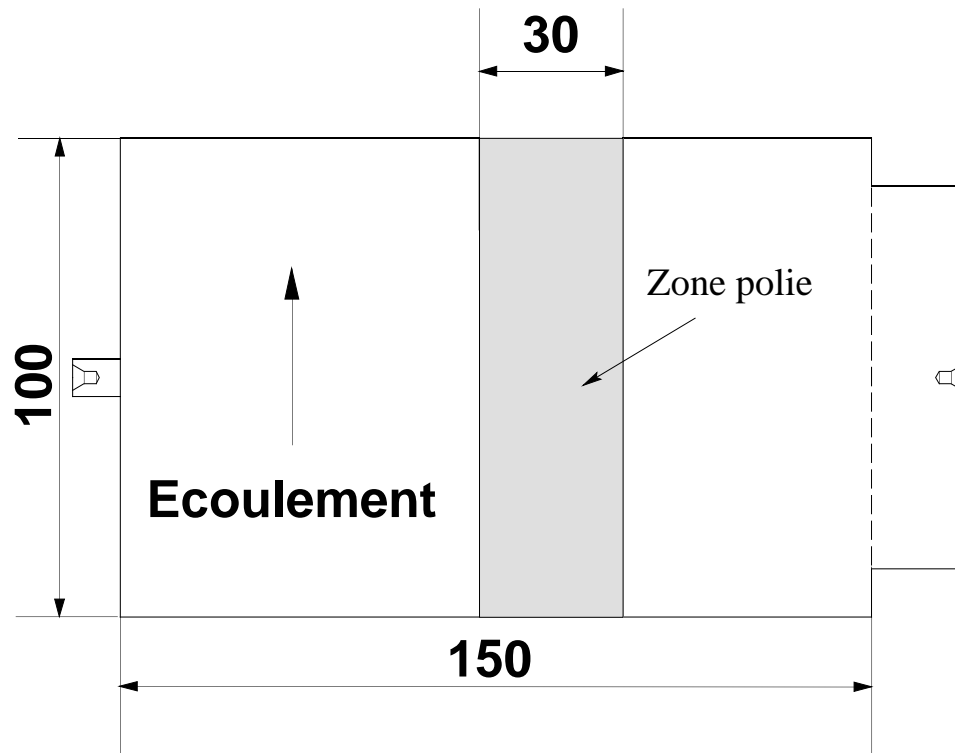


Figure I.4.1: Profil d'essai NACA 65012 pour la mesure du taux de production des cavités tourbillonnaires

faisceau. Ces deux situations sont illustrées par les photographies de la figure I.4.3.

Cette information permet, à l'aide d'un traitement du signal adéquat décrit ci-après, d'établir la taille de la cavité d'après le temps d'extinction du faisceau lumineux et d'après la vitesse de convection C_c . En outre, le dénombrement sur la période de mesure des cavités d'une taille donnée permet de déduire le taux de production associé à cette classe de cavités.

4.1.3 Hypothèses de travail

Restrictions

1. Les cavités ne sont pas complètement opaques, de sorte qu'il n'y a pas d'extinction totale du faisceau incident par diffusion au passage de la cavité.
2. Le faisceau incident peut être en partie réfléchi par l'interface de la cavité et altérer l'interprétation de la mesure.
3. La longueur établie d'après le temps de passage d'une cavité sous le faisceau peut être sous-estimée, la mesure étant très localisée et la cavité ne présentant pas la même étendue sur toute son envergure.

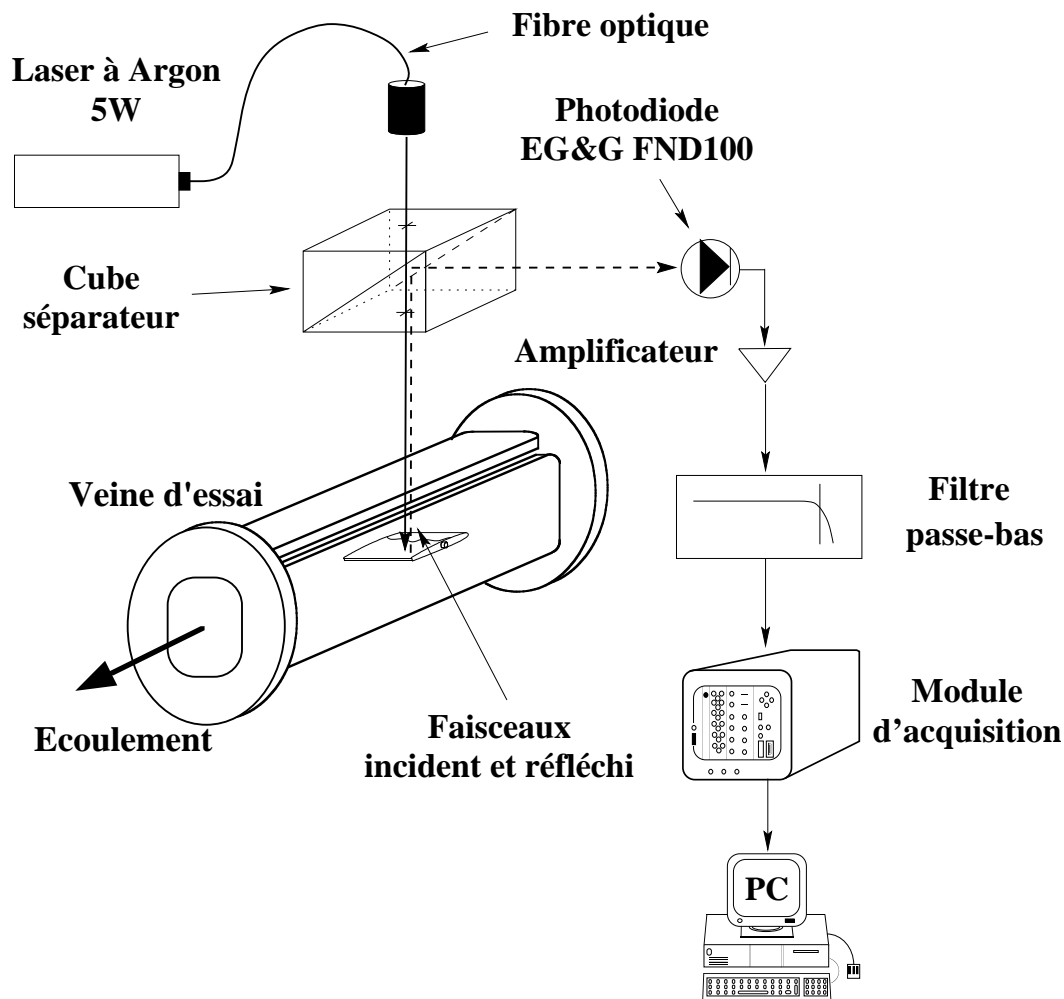


Figure I.4.2: Dispositif de mesure du taux de production des cavités de vapeur

4. La technique ne permet pas d'établir des corrélations spatiales susceptibles de fournir une information quant à l'organisation spatiale, en particulier dans le sens transversal, des cavités de vapeur produites par la poche de cavitation partielle.
5. Le procédé est sensible à deux sources principales de bruit :
 - (a) Les vibrations induites par l'implosion des cavités de vapeur sur le profil ainsi que par la structure du tunnel peuvent changer l'angle d'incidence du faisceau par rapport au profil et par conséquent influencer la mesure.
 - (b) Les bulles de vapeur ou de gaz non-dissous, convectées par l'écoulement, diffusent très fortement la lumière.

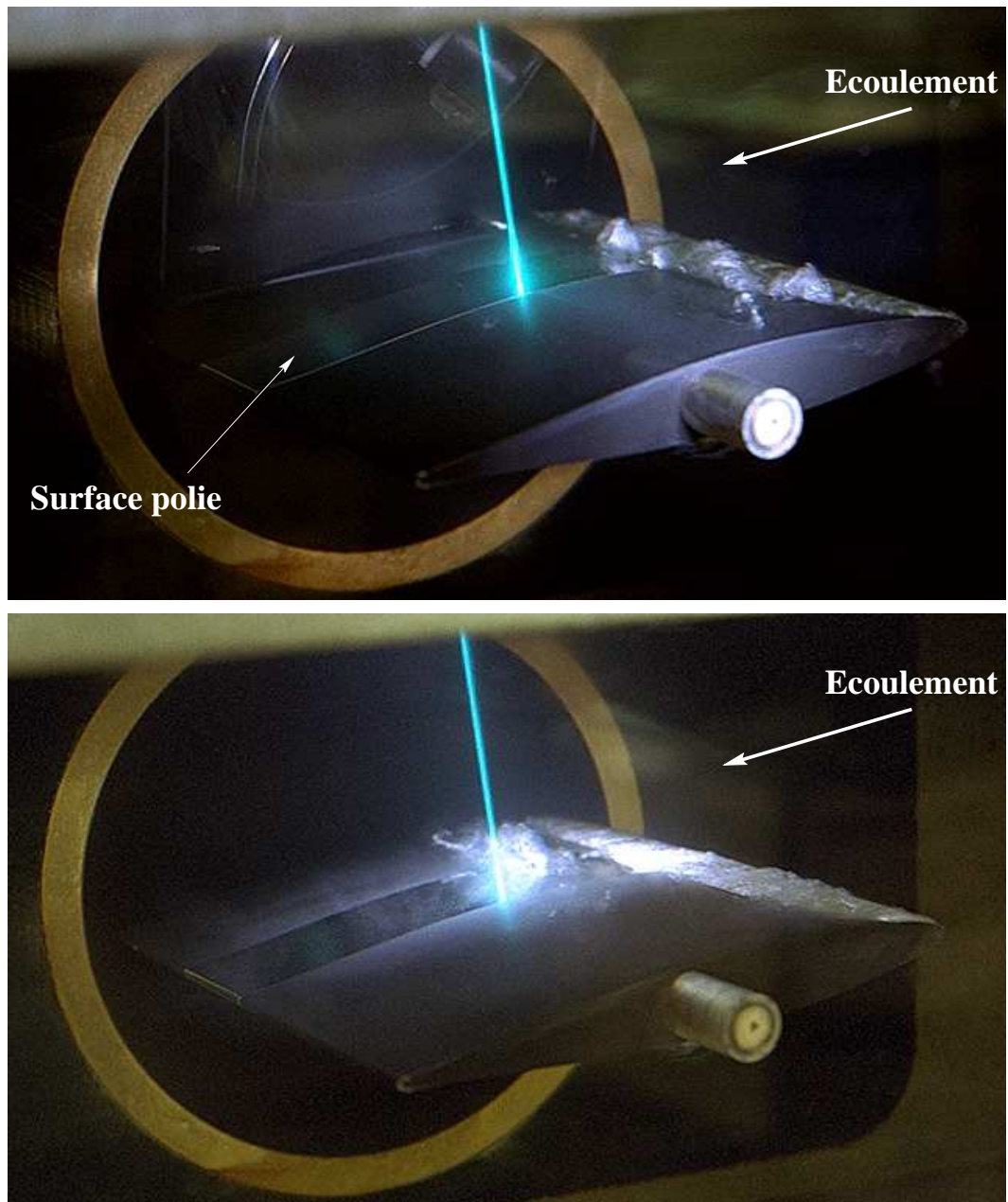


Figure I.4.3: Photographies illustrant le passage d'une cavité à travers le faisceau du laser

Hypothèses

Les limitations énumérées ci-dessus impliquent les hypothèses suivantes :

- Hyp. 1** Les cavités de vapeur sont des objets complètement opaques : toute l'intensité lumineuse incidente est diffusée au contact de l'interface des cavités.
- Hyp. 2** La dimension relevée est la taille maximale de la cavité selon la direction de l'écoulement et est considérée comme étant la taille caractéristique de la

cavité.

Hyp. 3 Les cavités sont produites de la même façon sur toute l'envergure du profil, avec un déphasage qui ne peut pas être appréhendé dans la configuration actuelle.

4.1.4 Acquisition et archivage

Le signal en tension fourni par la photodiode est amplifié afin de compenser les atténuations successives dues au passage par le cube séparateur. Il est ensuite filtré par un filtre passe-bas ayant une fréquence de coupure de 100 kHz. Les étapes d'amplification et de filtrage sont assurées par une électronique Wavetek® 852.

L'acquisition se fait avec les modules LeCroy® 6810 de numérisation à haute fréquence déjà décrits auparavant (se référer à la section §3.1.2). La cadence d'échantillonnage est fixée à 200 kHz et le signal numérisé sur une période de temps de 2.6 s environ. Cette durée d'enregistrement correspond au remplissage de la totalité de la mémoire de numérisation disponible à bord du module (1 M-octets ou 512 k-échantillons).

Les données sont stockées, sous leur forme brute, sur un disque dur de grande capacité accessible par le réseau *ETHERNET*.

4.2 Traitement

4.2.1 Objectifs

Nous nous efforçons de quantifier le taux de production associé à chaque taille de cavité de vapeur. Nous devons utiliser par conséquent une technique de décomposition, à la fois en temps et en échelle, capable de détecter et d'analyser les structures présentes dans le sillage d'une poche de cavitation. En outre, la technique recherchée doit pouvoir décrire un phénomène de nature aléatoire et présentant éventuellement des comportements transitoires complexes, voire des singularités. L'analyse de Fourier n'est pas adaptée pour cela. Nous avons ainsi été conduits à utiliser la transformée en ondelettes et son extension directe dite transformée en ondelettes continue¹.

¹Nous utiliserons par la suite la terminologie *CWT*, abréviation de "Continuous Wavelet Transform"

4.2.2 Analyse temps-échelle

Définitions

Si le concept de la décomposition temps-échelle trouve ses origines dans les années 1930, le formalisme de la transformée en ondelettes a été posé en 1980 grâce au travail de Morlet et, par la suite, de ses collaborateurs. Citons en particulier : Grossmann et Morlet (1985), Grossmann et Kronland-Martinet (1988), Meyer (1992). Une revue exhaustive des transformées en ondelettes peut être trouvée dans l'étude menée par Farge (1992).

Transformée en ondelettes Toute transformée réalise une correspondance entre l'espace physique t et l'espace spectral ϕ , en convoluant le signal à analyser $f(t)$ avec une fonction d'analyse $\psi(t)$. La variable ϕ joue le même rôle qu'une fréquence dans l'analyse de Fourier.

Citons quatre fonctions d'analyse parmi les plus utilisées et leur comportement vis-à-vis du principe d'incertitude de Nyquist $\Delta t \Delta \phi \geq 2\pi$ (Meyer, 1992) :

1. Analyse spectrale à l'aide de la transformée de Fourier
 - Fonctions d'analyse : fonctions harmoniques
 - Aucune résolution temporelle Δt
 - Résolution optimale en échelle $\Delta \phi$
2. Analyse temporelle à l'aide de l'échantillonnage de Shannon
 - Fonctions d'analyse : impulsions de Dirac
 - Résolution temporelle optimale
 - Pas de résolution en échelle
3. Analyse temps-échelle à l'aide de la transformée de Gabor (appelée également transformée de Fourier à fenêtre glissante)
 - Fonctions d'analyse : fonctions à enveloppe gaussienne constante
 - Mêmes résolutions en temps et en échelle
4. Analyse temps-échelle à l'aide de la transformée en ondelettes
 - Fonctions d'analyse : ondelettes
 - Résolutions en temps et en échelle optimales, adaptées pour chaque cellule $(\Delta t, \Delta \phi)$.

La transformée en ondelettes réalise donc un compromis optimal entre une résolution temporelle Δt et une résolution en échelle $\Delta \phi$. En outre, à l'opposé de la transformée de Fourier, la transformée en ondelettes conserve toute l'information locale du signal $f(t)$. Elle est donc particulièrement adaptée à l'étude des signaux instationnaires.

Soit une fonction ψ à moyenne nulle, à énergie finie et dont la transformée de Fourier existe ; si elle vérifie la condition nécessaire et suffisante dite condition d'admissibilité énoncée ci-après, alors elle est appelée ondelette d'analyse (ou ondelette-mère) :

$$C_\psi = (2\pi)^n \int_{\mathbf{R}^n} |\hat{\psi}(\phi)|^2 \frac{d^n \phi}{|\phi|^n} < +\infty \quad (\text{I.4.1})$$

avec

$$\hat{\psi}(\phi) = (2\pi)^{-n} \int_{\mathbf{R}^n} \psi(t) e^{-\sqrt{-1}\phi t} d^n t \quad (\text{I.4.2})$$

où $\hat{\psi}$ est la transformée de Fourier de ψ et n est le nombre de dimensions (en l'occurrence, $n = 1$). C_ψ est appelé coefficient de l'ondelette ψ .

Transformée en ondelettes continue (CWT) La fonction $\psi(t)$ présente des oscillations à l'intérieur d'une enveloppe gaussienne pouvant être translatée (paramètre $\tau \in \mathbf{R}$) et dilatée (paramètre $\kappa \in \mathbf{R}^+$). Il est ainsi possible de générer à partir de l'ondelette-mère $\psi(t)$ une famille d'ondelettes de la forme (rappelons que le nombre de dimensions n est égal à 1) :

$$\psi_{\kappa,\tau}(t) = \kappa^{-\frac{1}{2}} \psi\left(\frac{t-\tau}{\kappa}\right) \quad (\text{I.4.3})$$

Les paramètres adimensionnels κ et τ sont souvent désignés, dans la littérature sur la CWT, par a et b pour rappeler que cette transformée appartient au groupe des transformations affines de la forme $ax + b$.

La transformée en ondelettes continue de tout signal f à énergie finie est égale au produit de convolution dans $\mathcal{L}^2(\mathbf{R})$ entre f et la famille d'ondelettes $\psi_{\kappa,\tau}$, d'où la décomposition suivante :

Analyse :

$$\begin{aligned} \tilde{f}(\kappa, \tau) &= \langle \psi_{\kappa,\tau} | f \rangle = \int_{\mathbf{R}} \psi_{\kappa,\tau}^*(t) f(t) dt \\ &= \kappa^{-\frac{1}{2}} \int_{\mathbf{R}} \psi^*\left(\frac{t-\tau}{\kappa}\right) f(t) dt \end{aligned} \quad (\text{I.4.4a})$$

Synthèse :

$$f(t) = \frac{1}{C_\psi} \int_{\kappa=0^+}^{+\infty} \kappa^{-\frac{1}{2}} \int_{\tau=-\infty}^{+\infty} \tilde{f}(\kappa, \tau) \psi\left(\frac{t-\tau}{\kappa}\right) \frac{d\kappa d\tau}{\kappa^2} \quad (\text{I.4.4b})$$

où ψ^* est le conjugué complexe de ψ . \tilde{f} est la **transformée en ondelettes continue** du signal $f(t)$.

Par ailleurs, la transformée en ondelettes conserve l'énergie non seulement globalement mais également localement. Elle vérifie en cela le théorème de Parseval (Bendat et Piersol, 1986) exprimant le fait que l'énergie totale du signal ne dépend pas de la représentation choisie : elle sera la même qu'il s'agisse de la représentation en temps ou de la représentation en temps-échelle. Ceci implique qu'il n'y a pas de perte d'information dans la transformation du signal en coefficients d'ondelette. Par application du théorème de Plancherel généralisé à la CWT, on obtient la relation exprimant la conservation d'énergie totale :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} |f(t)|^2 dt = \frac{1}{C_\psi} \int_{\kappa=0^+}^{+\infty} \int_{\tau=-\infty}^{+\infty} |\tilde{f}(\kappa, \tau)| \cdot |\tilde{f}^*(\kappa, \tau)| \frac{d\kappa d\tau}{\kappa^2} \quad (\text{I.4.5})$$

L'énergie associée à une échelle particulière est donnée par la relation suivante :

$$E(\kappa) = \frac{1}{C_\psi} \int_{-\infty}^{+\infty} |\tilde{f}(\kappa, \tau)|^2 \frac{d\tau}{\kappa^2} \quad (\text{I.4.6})$$

Ondelette de Morlet L'analyse d'un signal à valeurs réelles suggère le choix d'une ondelette à valeurs complexes. En effet, le déphasage de $\pi/2$ entre parties réelle et imaginaire permet une représentation sans oscillation du module des coefficients d'ondelettes. À partir des valeurs complexes des coefficients C_ψ , il devient alors aisé de déterminer le module et la phase et par voie de conséquence la densité d'énergie.

L'ondelette complexe la plus couramment utilisée est l'ondelette de Morlet définie par la relation suivante :

$$\psi(t) = e^{\sqrt{-1}\phi_\psi t} e^{-|t|^2/2} \quad (\text{I.4.7})$$

Ceci définit une onde plane présentant ϕ_ψ oscillations modulées par une enveloppe gaussienne de largeur unité. Dans la pratique, nous prenons $\phi_\psi = 5$ (certains auteurs - Farge 1992 - prennent une valeur de 6), valeur permettant de respecter la condition d'admissibilité énoncée dans l'équation (I.4.2).

La transformée de Fourier de l'ondelette de Morlet s'exprime comme suit :

$$\hat{\psi}(\phi) = \begin{cases} (2\pi)^{-1/2} e^{-(\phi - \phi_\psi)^2/2} & \text{pour } \phi > 0, \\ 0 & \text{pour } \phi \leq 0. \end{cases} \quad (\text{I.4.8})$$

Représentation énergétique de la CWT

La représentation graphique couramment utilisée des coefficients d'ondelettes consiste à représenter leur norme euclidienne en fonction de l'espace t en échelle

linéaire sur l'axe des abscisses, et de l'échelle ϕ en échelle logarithmique sur l'axe des ordonnées. En portant cette norme au carré, nous obtenons la **carte de la densité d'énergie** du signal $f(t)$, à un coefficient près. En effet, la relation (I.4.5) peut s'écrire sous la forme suivante :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} |f(t)|^2 dt = \frac{1}{\pi} \int_{0^+}^{+\infty} d\kappa \int_{-\infty}^{+\infty} |\tilde{f}(\kappa, \tau)|^2 d\tau = \int_{0^+}^{+\infty} 2E(\kappa) d\kappa \quad (\text{I.4.9})$$

dans laquelle le terme $|\tilde{f}(\kappa, \tau)|^2/\pi$ peut être interprété comme la densité spectrale d'énergie locale du signal $f(t)$. L'intégration sur toutes les cellules $(\Delta t, \Delta\phi)$ est égale à l'énergie totale du signal. Le spectre moyen, obtenu en moyennant $|\tilde{f}(\phi)_{\tau=Cste}|^2/\pi$, est qualitativement similaire au spectre de Fourier, comme le montrent Higuchi *et al.* (1994) et Lewalle (1994).

L'échelle logarithmique adoptée pour l'échelle spectrale ϕ permet de mettre en évidence les contributions existant aux échelles ϕ très petites. Nous utilisons un logarithme de base 2 permettant une représentation pratique de l'échelle ϕ sous forme d'octaves, chacune comportant un nombre de voix choisi en fonction du degré de résolution $\Delta\phi$ que nous désirons atteindre.

Traitement préliminaire des signaux

Avant de procéder au calcul des CWT, deux opérations sont effectuées sur le signal $x(t)$ provenant de la photodiode afin d'isoler l'information que nous désirons traiter (i.e. le temps de passage d'une cavité sous le faisceau) :

1. La valeur mesurée hors cavitation, correspondant à une réflexion totale, est soustraite du signal mesuré.
2. Le signal est ensuite redressé à l'aide de la transformée de Hilbert (Bendat et Piersol, 1986) définie par :

$$f(t) = \mathcal{H}[x(t)] = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{x(\tau)}{\pi(t-\tau)} d\tau$$

qui n'est autre que la convolution du signal $x(t)$ avec la fonction $1/(\pi t)$.

Relation entre échelle ϕ et taille de structure

Chaque échelle spectrale ϕ est l'inverse d'une période caractéristique du temps de passage d'une cavité sous le faisceau analysant. Posons

$$\lambda = \frac{C_c}{\phi} K \quad \text{avec} \quad K = \frac{2\pi}{\phi_\psi} \quad (\text{I.4.10})$$

où le coefficient K est introduit afin de prendre en compte la normalisation introduite par la constante ϕ_ψ de l'ondelette de Morlet définie par (I.4.7). C_c est la vitesse de convection des cavités de vapeur à l'aval immédiat de la zone de fermeture de la poche de cavitation. Nous prenons $C_c = 0.6C_{ref}$, en prenant comme base les données établies par Kiya et Sasaki (1983) ($0.5C_{ref}$) et par Farhat (1994b) ($0.65C_{ref}$).

Nous disposons maintenant d'une représentation temps-longueur équivalente permettant de repérer les structures de taille λ à tout instant t .

Caractérisation événementielle

Maxima locaux d'énergie Désignons par événement l'occurrence à un instant t d'une cavité dont la longueur est égale à λ . La représentation temps-longueur, dérivée de la représentation temps-échelle par l'équation (I.4.10), caractérise chaque événement par un maximum local d'énergie.

Un algorithme a été développé sur la base de celui mis au point par Higuchi *et al.* (1994). Il permet de détecter sur la carte de la densité spectrale d'énergie tous les maxima, en accordant une même importance aux événements à faible et forte énergie. Cet algorithme identifie les maxima locaux en suivant la procédure suivante :

1. La carte de la densité spectrale d'énergie est scrutée dans un premier temps afin de rechercher toutes les cellules $(\Delta t, \Delta \phi)$ dont la valeur est supérieure à celles des quatre cellules avoisinantes.
2. La comparaison est étendue à un domaine centré sur chaque maximum ainsi localisé, dont la hauteur est égale à l'échelle λ considérée et la largeur à deux fois celle de l'ondelette. Le maximum est retenu si les énergies internes au domaine sont toutes inférieures à l'énergie centrale.
3. Si tel est le cas, les valeurs dans chaque domaine sont normalisées par l'énergie maximale et les cellules dont le rapport à l'énergie maximale est supérieur à 80% sont retenues.

Ceci permet de construire la *carte des structures*.

Histogrammes À partir de la carte des structures, il est aisé de comptabiliser le nombre d'événements par unité de temps pour chaque classe de longueur λ_i , grandeur que nous désignerons par f_c^i et dont la dimension est celle d'une fréquence. De l'histogramme ainsi obtenu, deux représentations sont dérivées :

- Densité d'événements \hat{n}_i , obtenue par division de chaque fréquence f_c^i de

l'histogramme des événements par la largeur δ_i de la classe λ_i associée :

$$\begin{aligned}\hat{\mathbf{n}}_i &= \frac{f_c^i}{\delta_i} \\ &= \frac{n.Prob[\lambda_{i-1} \leq \lambda < \lambda_i]}{\delta_i}\end{aligned}\quad (\text{I.4.11})$$

où n est le nombre total d'événements de la carte des structures.

- Histogramme cumulé $\hat{\mathbf{N}}_i$, ou répartition statistique, représentant la somme des événements associés aux classes vérifiant $\lambda \geq \lambda_i$:

$$\begin{aligned}\hat{\mathbf{N}}_i &= n.Prob[\lambda_i \leq \lambda < +\infty] \\ &= \sum_i^n \hat{\mathbf{n}}_i \delta_i\end{aligned}\quad (\text{I.4.12})$$

Cette expression diffère de la formulation classique d'une répartition (Papoulis, 1981) : $\hat{\mathbf{N}}(\lambda) = \int_{-\infty}^{\lambda} \hat{\mathbf{n}} dl$. La formulation choisie permet de garder la cohérence avec la notion de seuil d'endommagement (voir la partie introductive) selon laquelle seuls les volumes de vapeur au-dessus de ce seuil d'énergie participent au processus de l'érosion de cavitation.

4.2.3 Traitement et archivage

Les programmes de calcul de la transformée en ondelettes continue, de recherche des maxima locaux d'énergie et de calcul des densités et des répartitions ont été développés dans le langage de programmation C.

Le choix de l'ondelette-mère la mieux adaptée aux signaux à analyser s'est appuyé sur une pré-étude à l'aide des outils d'analyse par ondelettes de la librairie *WaveLab version 7.0* du logiciel *MATLAB™*.

Les résultats des calculs des *CWT* requièrent des capacités d'archivage très importantes. Le calcul se fait pour cette raison sur des portions de signal représentant $1/16^{\text{ème}}$ du signal original. Chacune de ces portions comporte 32 k-échantillons, correspondant à une durée de signal d'environ 164 ms. Afin d'optimiser le temps de calcul et de minimiser la taille des résultats, le calcul est réalisé sur un ensemble de 9 octaves couvrant les longueurs λ allant de 0.5 à 100 mm approximativement. Chaque octave est divisée en 16 voix, de sorte que l'image de la densité spectrale d'énergie comporte un total de 144 classes en échelle λ .

Les coefficients d'ondelettes sont sauvegardés avec une résolution de 32 bits (nombres flottants), ce qui représente une place en mémoire de masse de l'ordre de 20 M-octets par image de *CWT*. Huit portions, sur les 16 que comporte le signal complet, sont ainsi traitées par condition hydrodynamique. Le calcul permettant de repérer les maxima locaux d'énergie aboutit à une image dont la résolution est

abaissée à 8 bits, suffisante pour le calcul des histogrammes. Les images, tant de *CWT* que des maxima locaux, sont en outre réduites par un algorithme de compression d'image, permettant de minimiser la place occupée en mémoire de masse.

4.3 Conditions hydrodynamiques

Les conditions expérimentales sont reportées sur le tableau I.4.1.

i [°]	C_{ref} [$m \cdot s^{-1}$]	σ		
		$l/L = 20\%$	$l/L = 30\%$	$l/L = 40\%$
4°	15	1.20	1.13	1.08
	20	1.23	1.16	1.11
	25	1.25	1.17	1.12
	30	1.26	1.18	1.13
	32	1.26	1.18	1.13
6°	15	1.88	1.72	1.59
	20	1.89	1.73	1.60
	25	1.92	1.74	1.62
	30	1.93	1.75	1.63

Tableau I.4.1: Conditions hydrodynamiques pour la mesure du taux de production des cavités tourbillonnaires - Paramètres consignés

Le point de mesure sur le profil sur lequel est dirigé le faisceau du laser se situe à environ 5% au-delà de la fermeture de la poche de cavitation. Pour chaque incidence, il est nécessaire de corriger l'orientation du faisceau laser de sorte qu'il soit perpendiculaire au profil en ce point. Les paramètres hydrodynamiques principaux (vitesse moyenne C_{ref} , coefficient de cavitation σ et incidence) sont moyennés sur une durée d'environ 30 s, correspondant à 128 mesures.

Chapitre 5

Volume des cavités tourbillonnaires

Bien qu'il soit reconnu que le volume des structures tourbillonnaires formées par une poche de cavitation soit un élément essentiel pour une compréhension approfondie du phénomène d'érosion de cavitation, il n'existe que peu de travaux relatifs à la mesure de cette grandeur. De nombreuses études existent sur la mesure de volumes quasi-statiques tels la poche de cavitation partielle : Kueny et Reboud (1991), Farhat *et al.* (1992), Ukon *et al.* (1991), Yamaguchi (1985), Tanibayashi *et al.* (1991). Lehman (1966) a été, à notre connaissance, l'un des premiers à utiliser une technique susceptible d'établir une mesure globale du volume de la poche par la combinaison de vues multiples réalisées à l'aide d'une caméra rapide. Bark et Berlekom (1978) ont estimé ce volume par la mesure de l'aire de la poche associée à une mesure approximative de son épaisseur.

Si ces techniques sont adaptées à l'observation et à la quantification de volumes changeant peu dans le temps, elles deviennent inefficaces pour l'observation de phénomènes ultra-rapides tels les tourbillons cavitants générés par la poche de cavitation. En effet, ces structures sont convectées par l'écoulement et sont soumises aux fluctuations du champ de pression les entourant, subissant de ce fait des variations très rapides de forme et de dimensions.

Ces contraintes justifient, lorsque de telles mesures sont entreprises, l'utilisation de moyens coûteux, dont la mise en œuvre est délicate ou pénible, ainsi que d'outils de dépouillement et d'analyse sophistiqués : caméras ultra-rapides (rappelons le travail de Lehman, 1966), systèmes de visualisation par tomographie (Levinthal et Ware, 1972), reconstruction par holographie du domaine de mesure (Maeda *et al.*, 1991) (application à la mesure de la population en germes de cavitation), etc. . .

Notre objectif est ici de quantifier le volume des cavités tourbillonnaires produites par une poche de cavitation partielle afin d'en établir les caractéristiques dimensionnelles et leur distribution statistique, indispensable pour la détermination de leur énergie. Pour cela, une technique originale de visualisation et de reconstruction volumique associant stéréométrie et tomographie est développée.

5.1 Mesure du volume par stéréo-tomographie

5.1.1 Principe

Le principe de base de la technique de mesure mise en œuvre ici consiste à établir le volume à partir des contours de l'objet (ici la cavité de vapeur) observé depuis différents points de vue. Ces contours sont établis par projection de l'objet sur un plan de l'espace vectoriel euclidien de dimension 3. Cette projection peut être orthogonale suivant la droite d'observation ou ponctuelle par rapport à un point de l'espace. Ce plan peut être matérialisé par la plaque photographique d'un appareil de prises de vues conventionnel, par la matrice d'éléments photosensibles d'une caméra électronique de type CCD (*Charge Coupled Device*) ou par tout autre instrument permettant d'obtenir une représentation plane de l'intensité lumineuse émise par l'objet observé.

L'image de l'objet ainsi réalisée peut être binarisée, par exemple par le biais d'une opération de seuillage, afin de réduire l'information à deux états possibles : 0 (correspondant au noir dans une échelle de gris) en dehors de l'objet et 1 (blanc) à l'intérieur de celui-ci. La frontière entre les deux zones ainsi définies représente le contour de l'objet dans le plan de projection considéré.

Chaque contour défini dans l'espace à trois dimensions un cylindre ou un cône, suivant le type de projection (orthogonale ou ponctuelle), circonscrit à l'objet observé et dont les droites génératrices ont une intersection non-nulle avec celui-ci. Dans le cas d'un objet dont la surface présente une dérivée première définie en tout point (donc sans discontinuités de surface), chacune de ces droites appartient au plan tangent à la surface de l'objet au point d'intersection. Le volume intérieur à la surface engendrée par ces droites est infini. Par contre, l'intersection d'au moins deux de ces volumes, à la condition que les droites d'observation soient distinctes (i.e. telles que le produit vectoriel de leurs vecteurs directeurs soit non-nul), forme un volume commun fini enveloppant l'objet mesuré. Nous disposons ainsi d'une mesure par excès du volume réel de l'objet, une plus grande précision pouvant être obtenue par un nombre supérieur de prises de vues.

La figure I.5.1 illustre ce principe dans le cas d'une projection orthogonale de l'objet sur deux plans, la direction de chaque projection étant donnée par la droite d'observation. Nous nous limitons au cas de deux projections par souci de clarté. Chacun des plans de projection est identifié par un point définissant une origine et par un repère local orthogonal lié à cette origine et dont l'axe z (respectivement z') désigne la direction de prise de vue. Les plans xOy et $x'O'y'$ représentent les plans image, c'est-à-dire les plans sur lesquels la projection d'axe z (respectivement z') est effectuée.

La technique décrite s'apparente donc à la tomographie (ou CT pour '*Compu-*

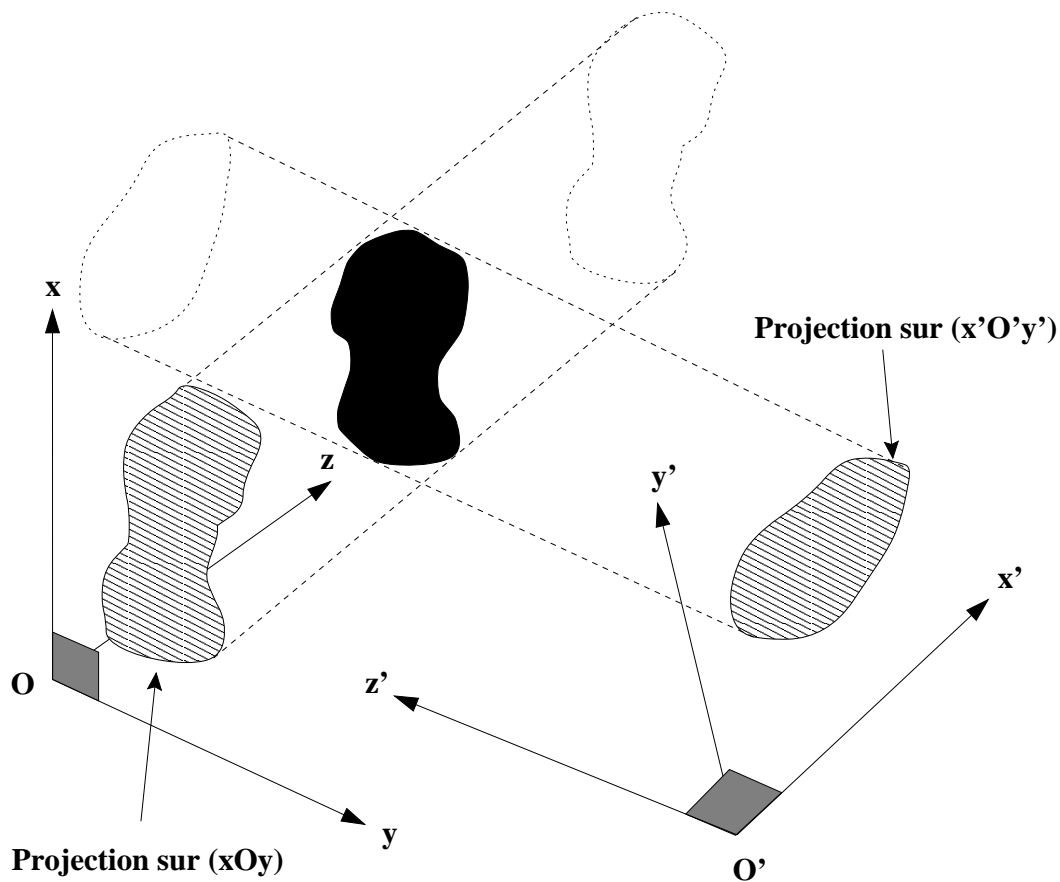


Figure I.5.1: Principe de la mesure

terized Tomography”, Herman 1980), ce qui explique la dénomination adoptée.

Le principe des techniques tomographiques originales consiste à traverser, suivant une section, le milieu à l’aide d’une onde électromagnétique ou acoustique et à récupérer l’intensité de cette onde en sortie du milieu considéré. L’image d’intensité ainsi obtenue est une projection de cette onde sur un capteur (plaque photographique, caméra, . . .), suivant une direction et dans le plan d’une section donnée du milieu. La réalisation de telles images suivant plusieurs directions et dans la même section permet d’intégrer, par une opération de déconvolution, la composition du milieu en tout point de la section mesurée. Une représentation volumique peut être établie par une mesure de plusieurs sections parallèles (Levinthal et Ware, 1972).

Ces techniques ont été développées dans le cadre d’études de milieux opaques (corps humain) ou hautement nocifs (milieux radioactifs) et utilisent pour cela des sources de rayons X , rayons γ , et plus récemment des sources neutroniques (Domanus, 1992). Une revue de synthèse en est faite par Hewitt (1978).

Les moyens mis en œuvre dans les techniques par tomographie classique sont par conséquent très élaborés, tant en instruments de mesure qu’en outils de traite-

ment. L'approche adoptée s'en distingue par sa simplicité et est particulièrement adaptée au cas des phénomènes ultra-rapides considérés, où une mesure globale instantanée est nécessaire.

Il est intéressant de signaler quelques travaux réalisés par le passé dans les domaines de la modélisation d'objets tridimensionnels et de l'intelligence artificielle. En effet, l'approche considérée ici est à rapprocher, dans son principe, de celles développées en particulier par Barrow et Tenenbaum (1981), Martin et Aggarwal (1983), Chien et Aggarwal (1985).

5.1.2 Instrumentation

Profil d'essai

Les mesures sont réalisées sur un profil identique à celui décrit au chapitre §4.1.1. Le profil a subi un traitement galvanique lui donnant une couleur noir mat permettant d'améliorer le contraste entre les cavités de vapeur et le profil.

Caméras CCD

La technique de mesure des volumes que nous venons de décrire est basée sur l'observation des cavités de vapeur depuis différents points de vue. Afin de réaliser ces prises de vue, le choix s'est naturellement porté sur les caméras électroniques utilisant la technologie CCD (Beynon et Lamb, 1980). Outre leur facilité d'emploi, l'information peut être mise sous une forme numérique aisément exploitable par les programmes de traitement et d'analyse. Un gain de temps considérable est obtenu sur les méthodes traditionnelles utilisant l'appareil photographique. L'inconvénient principal est une perte de résolution spatiale inhérente aux prises de vue électroniques, acceptable toutefois dans le cadre des mesures considérées. Cette erreur sera quantifiée lors de la phase d'étalonnage du système.

La visualisation des cavités de vapeur est réalisée à l'aide de quatre caméras CCD noir-blanc basées sur le module *FTM800* développé par *Philips*®. Le nombre de caméras doit permettre la reconstitution des structures de vapeur le plus fidèlement possible, objectif qui ne peut être atteint qu'avec un nombre élevé de points de vue. La configuration de la veine d'essai ainsi que les possibilités mécaniques de fixation des caméras constituent les contraintes ayant porté notre choix sur l'utilisation de quatre caméras.

Fonctionnement d'un module *FTM800* Les principales caractéristiques techniques de ces caméras sont les suivantes :

- La matrice d'éléments photosensibles comporte 754 éléments en horizontal et 575 en vertical ; les dimensions d'un élément sont de $8.5 \times 16.8 \mu\text{m}$.

- La cadence d'image est de 50 Hz en mode non-entrelacé.
- La technologie employée est dite à "transfert d'image" : l'information électronique se trouvant dans la partie photosensible est transférée, après chaque période d'intégration (20 ms), dans une zone adjacente identique mais protégée de la lumière. La fonction de cette dernière, appelée zone de stockage ou zone tampon, est de stocker et de délivrer les charges électriques vers l'électronique de conditionnement, comportant entre autres, un contrôle du gain et une correction gamma. Cette technique de transfert permet d'avoir des éléments sensibles joints, améliorant ainsi la résolution spatiale de l'image.
- La résolution du signal vidéo de sortie est de 565 lignes vidéo en entrelacé.
- La sensibilité maximale est inférieure à 0.1 lux pour une ouverture de diaphragme de 1.8.
- L'encombrement est réduit, comme indiqué sur la figure I.5.2. En outre, les composants sont regroupés sous une forme modulaire qui permet une adaptation mécanique aisée.

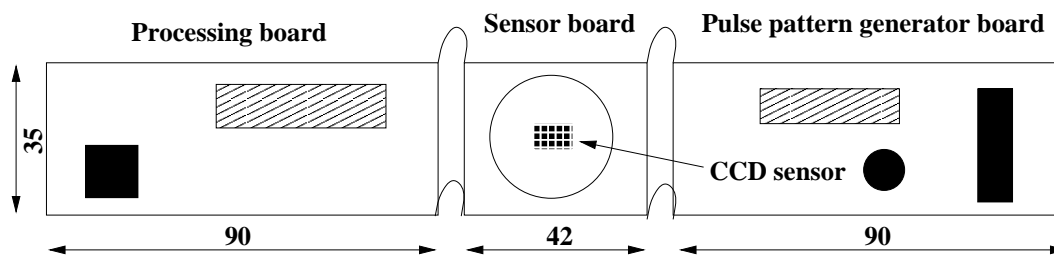


Figure I.5.2: Schéma d'ensemble du module Philips[®] FTM800

Certaines fonctions de déclenchement ont été spécialement introduites par Philips[®] afin de répondre aux besoins de l'expérience. Deux modes de fonctionnement sont disponibles : mode continu et mode déclenché. Le premier, désigné par **CM** pour "continuous mode", est le mode par défaut et permet une utilisation classique de la caméra pour une observation en continu de la scène, à la cadence vidéo du standard PAL-CCIR (50 Hz). Le second mode permet le fonctionnement déclenché, dit "monocoup", sur réception d'un signal électrique à la norme TTL, désigné **INT** pour "integration". Ce mode est adapté à l'observation conditionnelle d'un phénomène, permettant en particulier la synchronisation de l'acquisition d'image avec d'autres processus. Après la période d'intégration, l'information est transférée dans la zone tampon du capteur. Contrairement au mode continu, l'information y est gardée jusqu'à réception d'un second signal TTL, dénommé **RO** pour "read output", donnant l'ordre de délivrer l'information sur la sortie vidéo de la caméra. La figure I.5.3 détaille la séquence des signaux dans le mode déclenché.

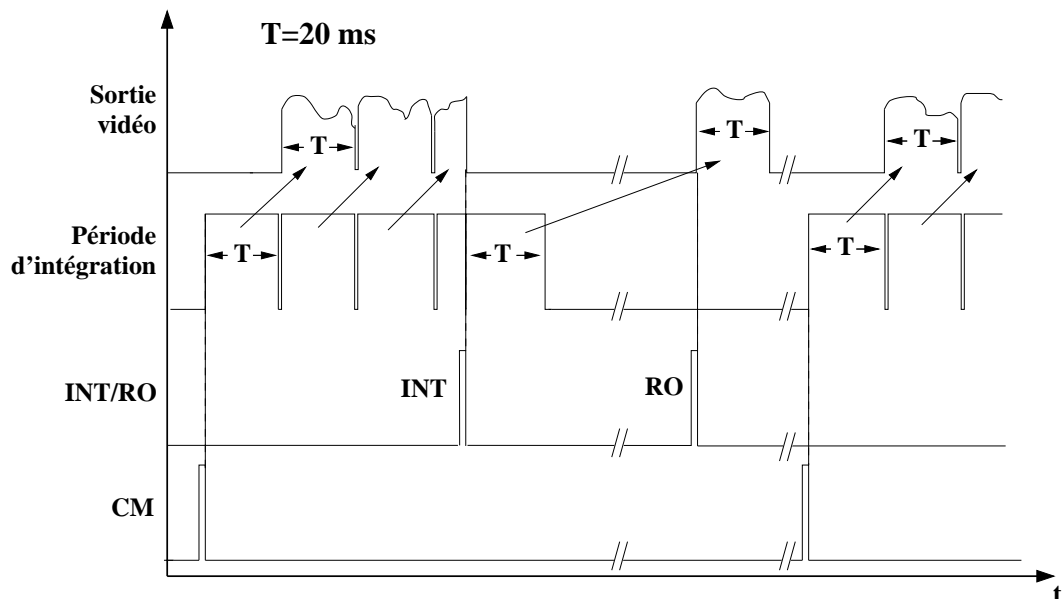


Figure I.5.3: Séquence des signaux du module *FTM800* en mode de fonctionnement déclenché

Électronique de commande des caméras Afin de réaliser des prises de vue simultanées par les quatre caméras, un circuit électronique a été spécialement développé à l'*IMHEF-LMH*. Ce circuit permet le pilotage des caméras depuis un ordinateur de type PC compatible équipé d'une carte programmable pourvue de 24 lignes d'entrées-sorties à la norme *TTL*. Le schéma de principe de cette électronique est reporté sur la figure I.5.4. Le port **A** de la carte est réservé au signal *CM*, le port **B** est dédié aux signaux de déclenchement du mode "monocoup" (*INT/RO*) et le port **C** permet l'adressage des caméras. Celui-ci se fait par l'intermédiaire d'un multiplexeur vidéo ultra-rapide permettant de sélectionner le signal vidéo désiré, lequel est ensuite envoyé vers la carte de numérisation d'image également installée à bord de l'ordinateur et dont une description est donnée au chapitre §2.1.3. L'électronique actuelle autorise l'utilisation de 8 caméras au maximum, ce nombre pouvant néanmoins être étendu à 16.

Montage optique

Support de caméra Un support mécanique a été conçu afin de pourvoir au réglage en position de la caméra associée : translation dans le plan de l'image, translation suivant l'axe de la caméra (axe optique), rotation autour de cet axe. Par ailleurs, ce support forme l'armature de la caméra et assure la rigidité de l'ensemble. Enfin, une réalisation en aluminium a permis de minimiser l'encombrement de l'ensemble ainsi que son poids (environ 400 grammes). La connectique se résume à un

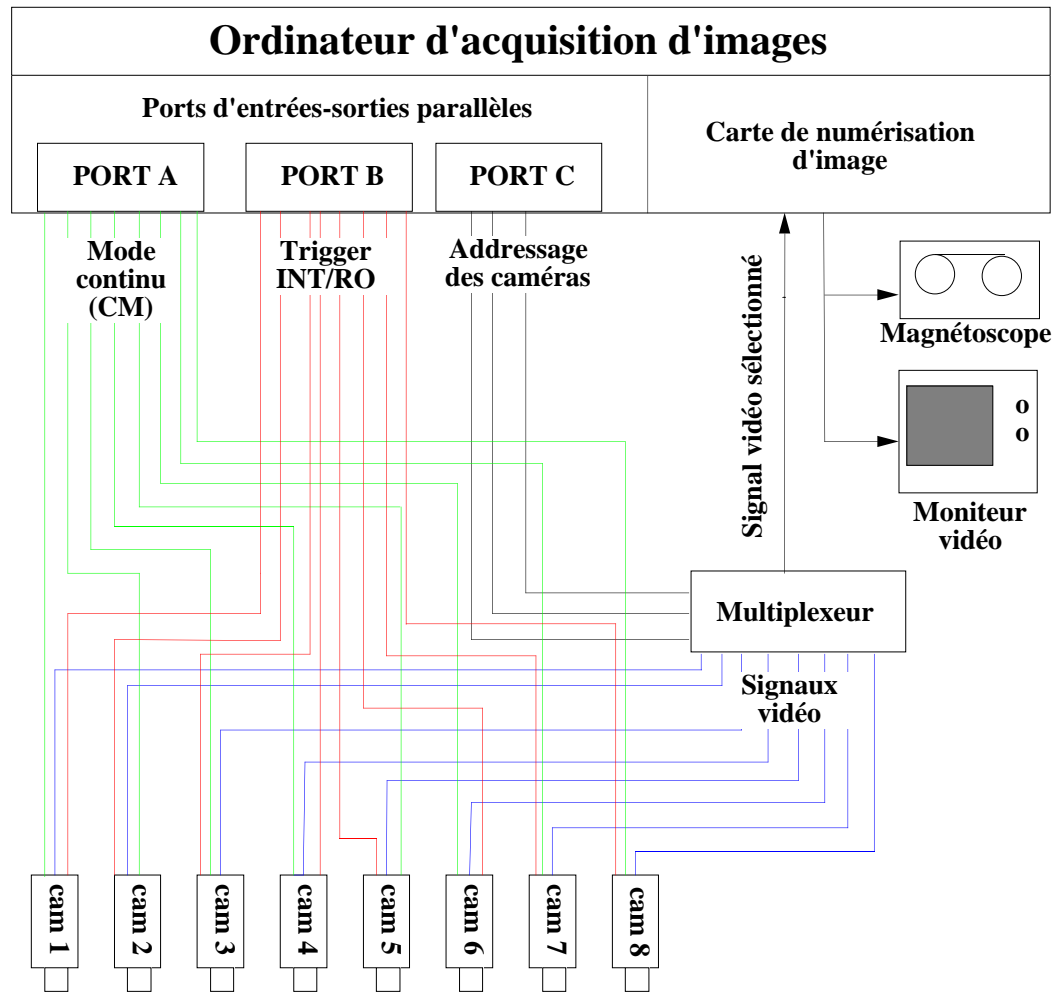
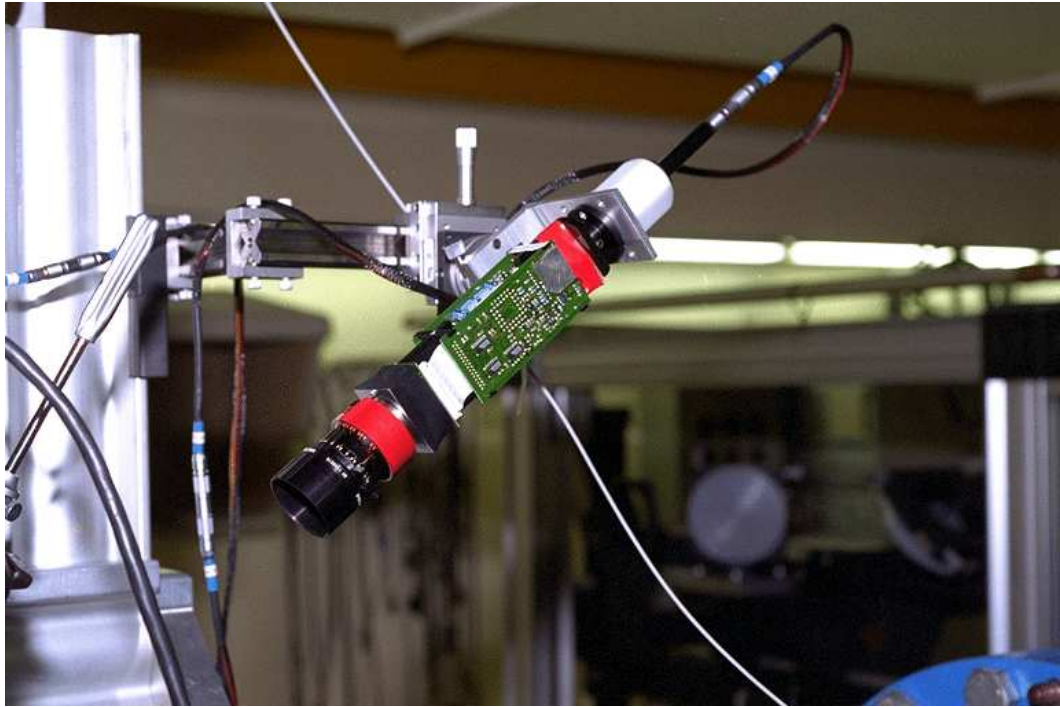


Figure I.5.4: Schéma de principe de la commande des modules *FTM800*

connecteur unique comportant l'ensemble des signaux requis : signaux de contrôle (*INT/RO*, *CM*), alimentation de l'électronique de la caméra, signal vidéo avec une impédance adaptée à 75Ω . Une caméra montée sur son support est montrée sur la photographie de la figure I.5.5, après installation sur le banc optique. L'ensemble est ici fixé sur des platines de translation additionnelles permettant d'avoir des plages de déplacement élargies.

Banc optique Les quatre caméras sont disposées autour de la veine d'essai comme illustré sur les photographies des figures I.5.6 et I.5.7. Les caméras sont désignées par les termes C_1 , C_2 , C_3 et C_4 .

Le schéma synoptique de la figure I.5.8 indique l'orientation des repères attachés aux caméras. Chaque repère est le résultat d'une translation $\vec{T} = (T_x, T_y, T_z)$ et d'une rotation $\vec{R} = (R_x, R_y, R_z)$ du repère absolu *OXYZ* lié au profil et dont l'ori-

Figure I.5.5: Support mécanique d'un module *FTM800*

gine O est placée sur le bord d'attaque comme le montre la figure. L'axe X indique la corde et est orienté dans le sens de l'écoulement, l'axe Y est parallèle au bord d'attaque, l'axe Z est normal au plan de symétrie du profil à incidence nulle. Les vecteurs \vec{T} et \vec{R} sont établis précisément par un étalonnage de chacune des caméras, selon une procédure qui sera détaillée ultérieurement. Une mesure des inclinaisons à l'aide d'un inclinomètre donne, pour les angles de rotation R_x , R_y et R_z , les valeurs reportées sur le tableau I.5.1. Ces valeurs sont approximatives dans la mesure où elles ne sont pas établies au niveau du plan image de chaque caméra.

Caméra	R_x	R_y	R_z
C_1	180°	0°	-90°
C_2	-180°	-36°	-90°
C_3	104°	0°	-180°
C_4	103°	-24°	-180°

Tableau I.5.1: Angles de rotation mesurés des caméras

Notons que les valeurs mesurées ont été corrigées à l'aide de la seconde loi de Descartes (ou loi de Snell, Born et Wolf (1980)) ($n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2$, θ_1 et θ_2 étant les angles des rayons incidents avec les interfaces entre les milieux 1 et 2) afin de tenir compte des interfaces entre le milieu d'entrée (air, d'indice de réfraction

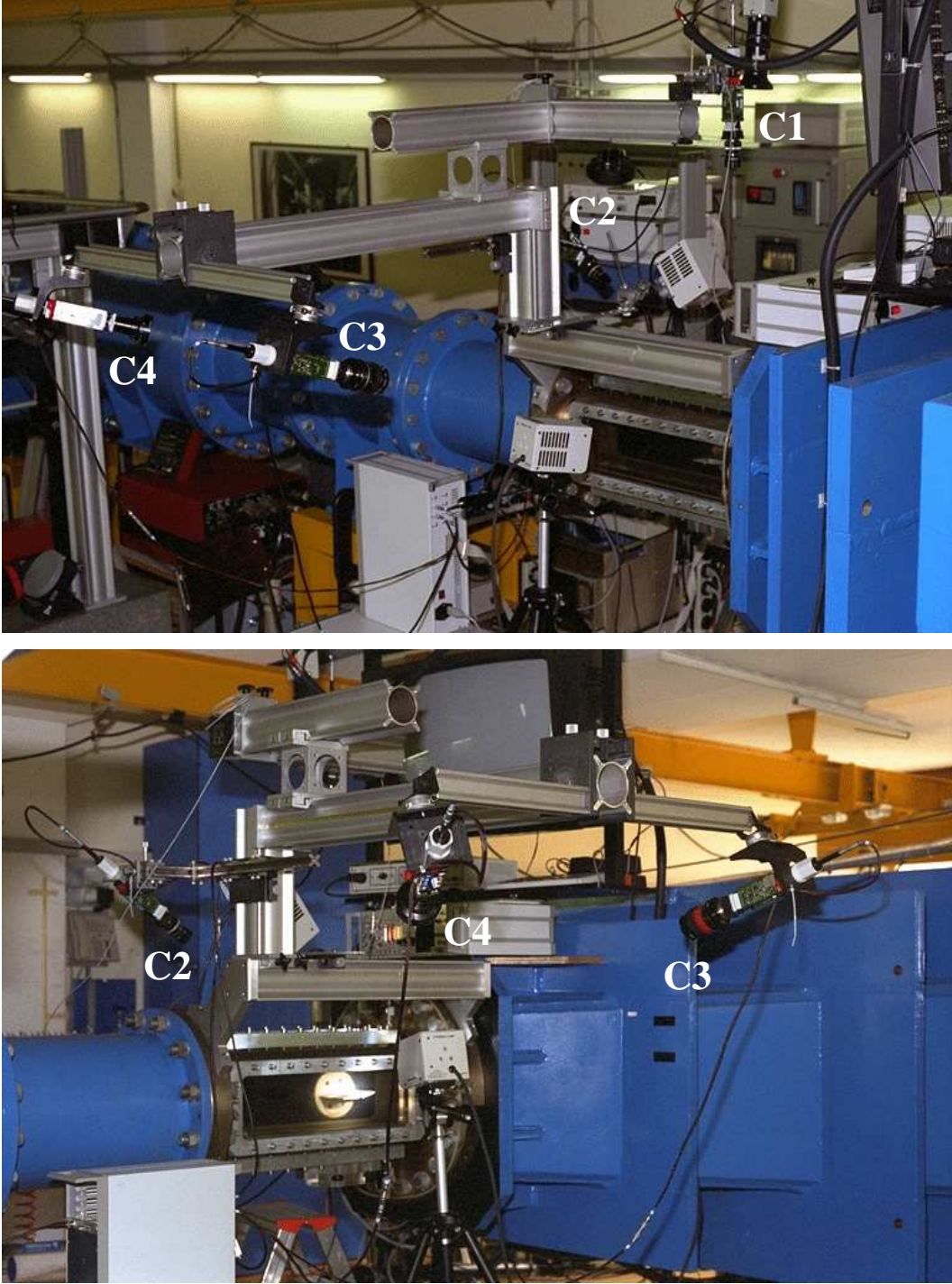


Figure I.5.6: Banc optique - Vues d'ensemble 1

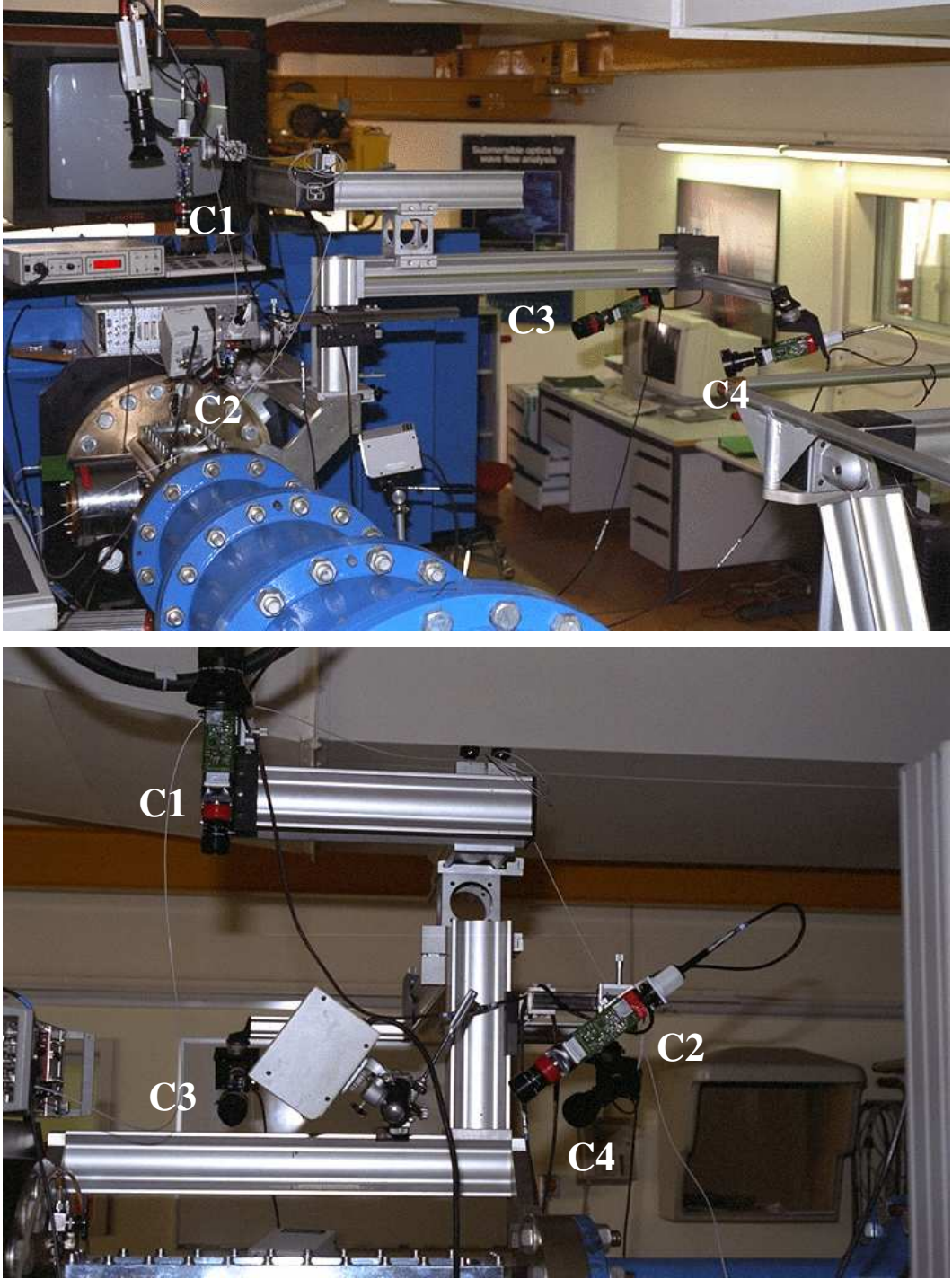


Figure I.5.7: Banc optique - Vues d'ensemble 2

$n_1 = 1$) et le milieu de sortie (eau, d'indice $n_2 \approx 1.33$).

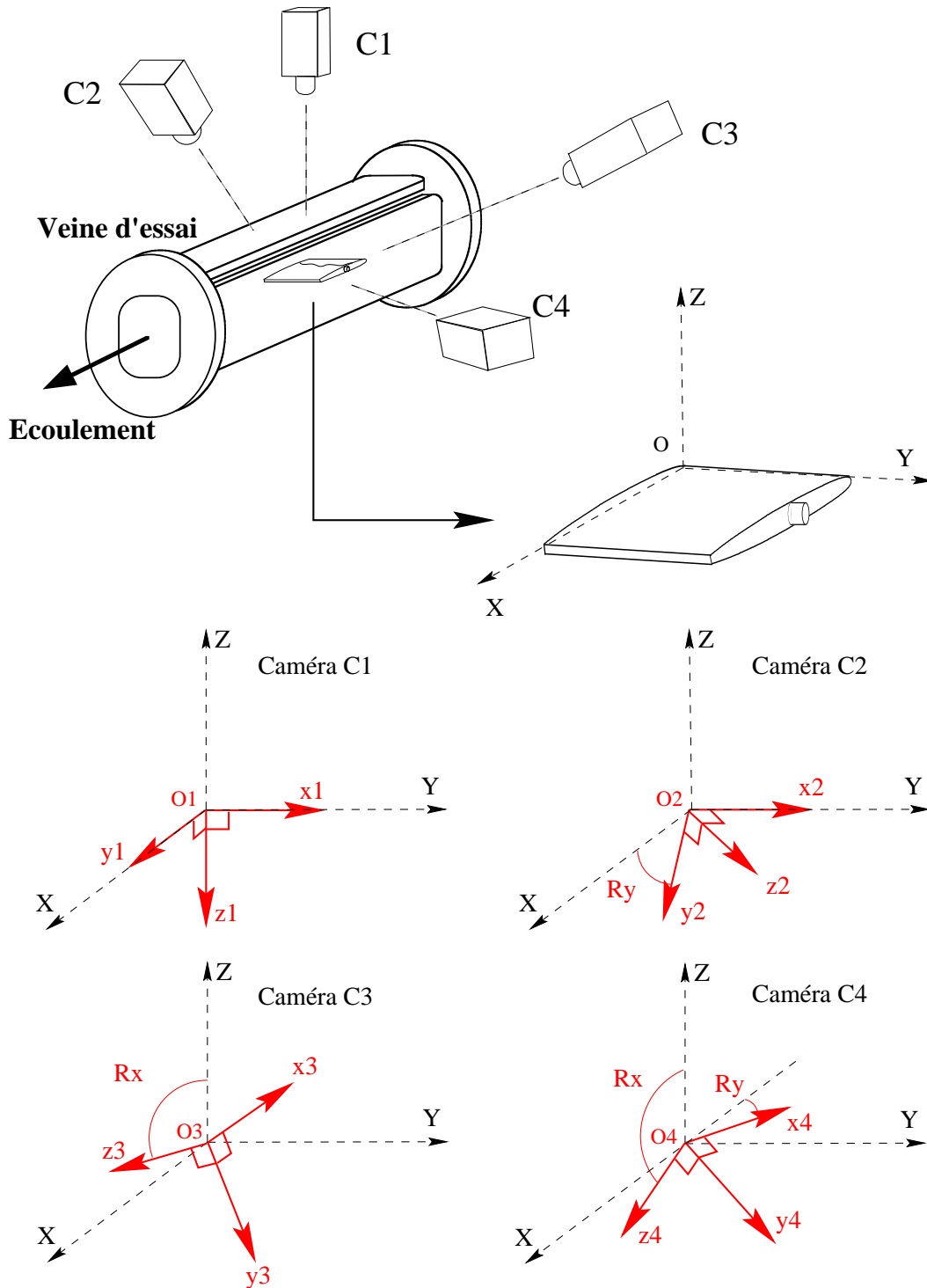


Figure I.5.8: Définition des systèmes de coordonnées des caméras

Éclairage L'éclairage est assuré par deux sources flash de marque *Chadwick-Helmuth*[®] fournissant une énergie de $1.23 J$ par éclair, pour une durée de $12 \mu s$. Ces sources sont adaptées à l'observation de phénomènes rapides. Les deux sources sont disposées respectivement sur le côté et au-dessus de la veine d'essai, comme le montrent les photographies de la figure I.5.6. Elles sont déclenchées simultanément par l'intermédiaire d'un signal *TTL* envoyé par l'ordinateur de commande via la carte d'entrées-sortie parallèles. Les décharges des lampes-flash génèrent des bruits à très haute fréquence et de voltage élevé susceptibles de perturber les circuits électroniques sensibles des caméras. Pour éviter toute détérioration, les alimentations des lampes sont découplées de toute l'instrumentation de visualisation par l'usage d'un transformateur à isolation galvanique. Le signal de déclenchement est quant à lui transmis par le biais d'une fibre optique.

Les sources-flash sont déclenchées aléatoirement durant la période d'intégration des 4 caméras afin d'éviter toute mise en phase avec le phénomène physique observé (fréquence de lâcher des cavités de vapeur, pulsations de la poche partielle).

Objectifs Deux types d'objectifs sont utilisés : C_1 et C_2 sont équipées d'objectifs *Kern*[®] Macro-Switar ayant une focale de $26 mm$ et une ouverture pouvant être réglée en continu de 1.1 à 22 ; C_3 et C_4 sont pourvues d'objectifs *Nikon*[®] dont la focale est de $50 mm$ et dont l'ouverture peut être ajustée par pas discrets de 2.8 à 32.

Les objectifs *Kern*[®] permettent d'obtenir des images de grande qualité grâce à la profondeur de champ importante ($120 mm$ pour une mise au point sur un objet se trouvant à $500 mm$ et pour une ouverture de 5.6). Pour cette raison, ils sont installés préférentiellement sur les caméras C_1 et C_2 .

Numérisation d'image et archivage

Numérisation La numérisation du signal vidéo est réalisée à l'aide de la carte d'acquisition d'image *Matrox*[®] décrite dans la section §2.1.3 relative à la mesure des dimensions de la poche de bord d'attaque. Rappelons ses caractéristiques principales : numérisation sur 8 bits (256 niveaux de gris), quatre plans mémoire de 512×512 pixels chacun.

La séquence temporelle des événements décrivant l'acquisition par les quatre caméras et la numérisation de leur signal vidéo est décrite sur la figure I.5.9.

La période d'intégration est déclenchée simultanément sur les 4 caméras grâce au signal *INT* et dure $20 ms$. L'information est ensuite transférée, pour chacune des caméras, dans la zone de stockage où elle demeure jusqu'à réception du signal *RO*. Le temps de transfert est inférieur à la milliseconde. Après sélection de la caméra par adressage du multiplexeur, ce signal lui est envoyé. Le signal vidéo est alors

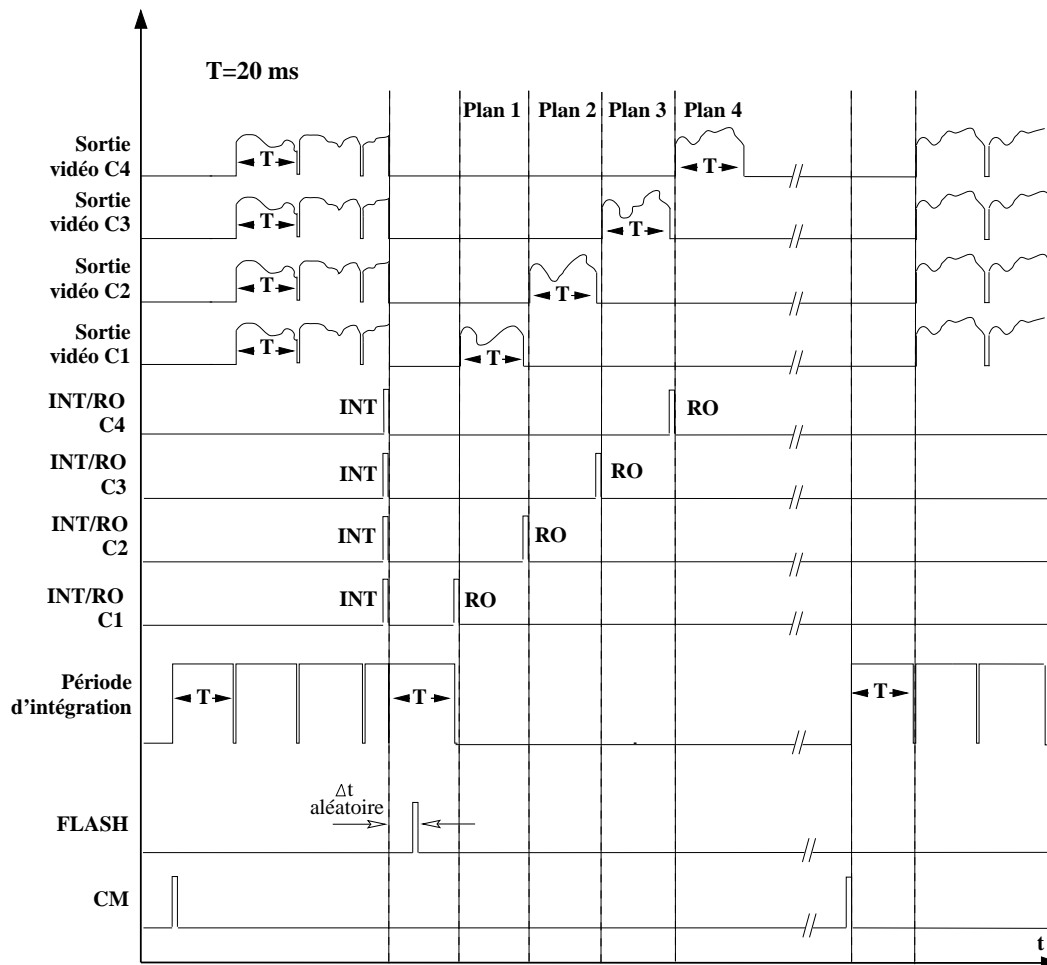


Figure I.5.9: Séquence des signaux d'acquisition des images sur les 4 caméras

dirigé en sortie et numérisé par la carte image. L'opération se répète pour chaque caméra, l'intervalle de temps entre deux lectures étant minimisé afin d'éviter la dégradation de l'information présente dans la zone de stockage des caméras. En effet, cette information peut être altérée par le courant d'obscurité créé par l'élévation de température des composants électroniques (Beynon et Lamb, 1980). Le cycle complet, allant de la prise d'image à la numérisation des 4 signaux vidéo, dure 100 ms. Un exemple d'une séquence est donnée sur la figure I.5.10.

Archivage Après la phase d'acquisition, l'information mise en mémoire de la carte image est délivrée en sortie de celle-ci sous forme analogique, comme indiqué sur la figure I.5.4. Ce signal vidéo est envoyé d'une part sur un moniteur vidéo pour le contrôle visuel en continu, d'autre part sur un magnétoscope pour un enregistrement sur bande vidéo selon le format *S-VHS*, lequel assure une excellente reproduction vidéo. Cette solution est la plus adaptée à la situation. En effet, archi-

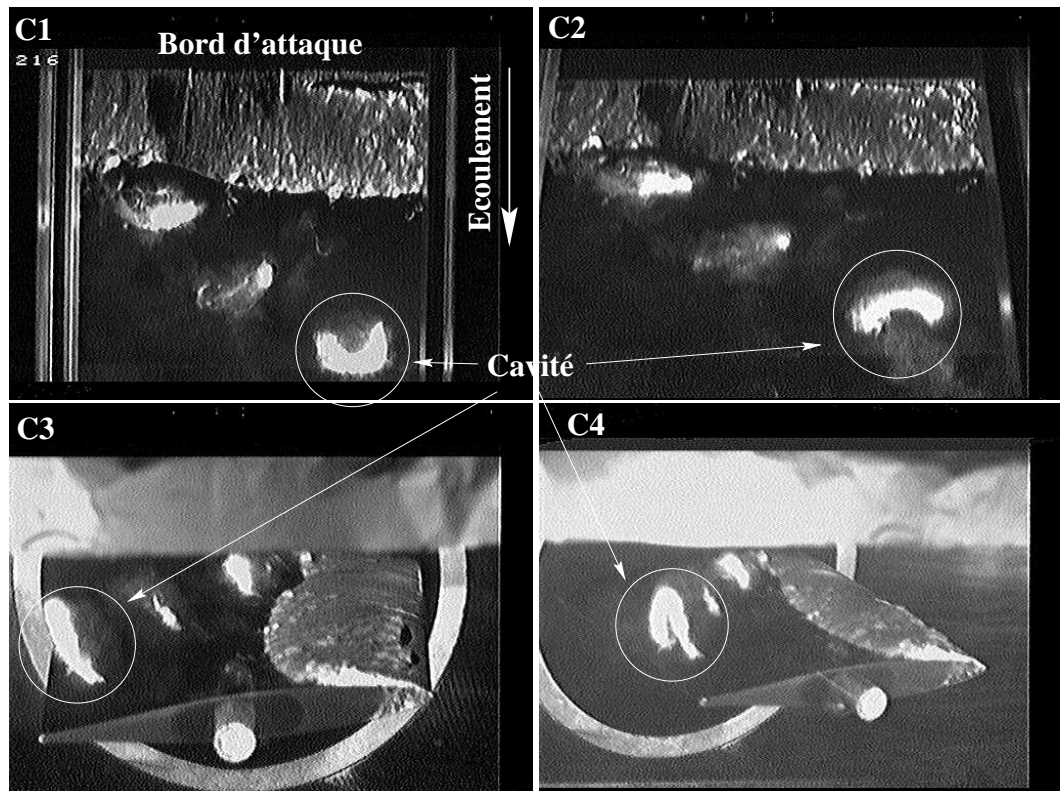


Figure I.5.10: Exemple de séquence de prise de vues simultanées par les 4 caméras

ver les images numérisées originales permet de conserver toute la définition spatiale, mais requiert l'utilisation de mémoires de masse de très grande capacité ainsi que des taux de transfert élevés, l'idéal étant l'archivage des données en temps réel sur support optique, avec une éventuelle compression. La solution adoptée offre un compromis en adéquation avec les spécifications recherchées : une définition spatiale suffisante pour distinguer des objets de taille supérieure au mm^2 approximativement sur la caméra la plus éloignée et des capacités d'archivage supérieures à 10 G-octets en données numériques équivalentes.

L'ensemble de la chaîne est asynchrone, ce qui a nécessité une gestion logicielle des signaux de synchronisation vidéo entre les trois éléments (caméra, carte de numérisation et magnétoscope).

Cadence d'acquisition Le cycle complet d'acquisition d'une série de quatre images (prise d'image par les caméras, transfert en mémoire de la carte image, enregistrement sur bande) dure 140 ms, ce qui permet une cadence d'acquisition de 7.12 Hz.

5.2 Traitement et analyse

5.2.1 Outils

L'analyse d'image opérée comporte quatre aspects :

1. Rehaussement et filtrage d'image
2. Identification de contour
3. Opérations morphologiques
4. Reconstruction volumique

Une étude préliminaire a été réalisée afin d'identifier les opérateurs les plus adaptés au type d'images à analyser. Nous avons utilisé pour cela la librairie très étendue mise à disposition sous l'environnement de développement *KHOROS* (Rasure et Kubica, 1994). Les programmes de traitement d'image ont ensuite été développés sur cette base dans le langage de programmation *C*. Les étapes de traitement sont décrites en détail dans les sections suivantes.

Les données provenant de ce dépouillement initial sont ensuite traitées par des programmes, également développés en *C*, effectuant le calcul de reconstruction volumique selon la technique de stéréo-tomographie introduite dans ce travail. Les résultats sont visualisés à l'aide du logiciel *IRIS Explorer*TM de *Silicon Graphics*TM.

5.2.2 Extraction des contours

Le contour peut être établi suivant deux manières :

- À l'aide d'une suite de traitements informatiques de l'image, le contour peut être isolé du reste de l'information contenue dans l'image pour devenir une entité aisément quantifiable. Les étapes utilisées aboutissant à ce résultat sont appliquées non pas à l'ensemble de l'image mais sur des fenêtres de taille réduite à l'intérieur de celle-ci. Ceci permet de faire intervenir des critères de traitement tels que les grandeurs statistiques locales (en particulier la moyenne des niveaux de gris et leur écart-type) et ainsi d'affiner le traitement. La procédure suivie appliquée à chaque fenêtre se décline comme suit :
 1. Normalisation de l'image permettant d'étendre la dynamique à 256 niveaux de gris.
 2. Seuillage de l'image en sélectionnant un niveau de gris séparant clairement l'objet dont nous désirons établir le contour et le reste de l'image analysée. Le seuil est aisément déterminé à partir de l'histogramme des niveaux de gris.

3. Extraction du contour par application d'un opérateur qui, à toute image $f(x,y)$, fait correspondre son gradient défini par le vecteur de dimension 2 suivant

$$\vec{\nabla}[f(x,y)] = \begin{bmatrix} G_x \\ G_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{\partial f(x,y)}{\partial x} \\ \frac{\partial f(x,y)}{\partial y} \end{bmatrix}$$

La norme $G[f(x,y)]$ de ce vecteur est préférée pour désigner le gradient de l'image au point (x,y) , avec

$$G[f(x,y)] = |\vec{\nabla}[f(x,y)]| = [G_x^2 + G_y^2]^{\frac{1}{2}}$$

L'opérateur gradient est en effet sensible aux hautes fréquences. Il est donc particulièrement efficace sur les images binarisées où les différences d'intensité sont brutales et très localisées spatialement. L'opérateur de Sobel, de type différentiel-intégrateur, est choisi pour le calcul du contour, lequel se fait par deux convolutions successives entre l'image et deux masques de pondération de dimension 3×3 . Ces opérations sont décrites dans la littérature relative au traitement d'image (Schalkoff, 1985; Gonzalez et Wintz, 1987) ainsi que dans l'ouvrage de Kunt (1993).

- Lorsque l'image ne permet pas l'application de la procédure précédente, soit par manque de contraste entre l'objet et le reste de l'image, soit parce que les objets présents sur une image ne sont pas clairement isolés les uns des autres, une procédure manuelle doit être suivie pour éviter toute ambiguïté dans les mesures. Les contours sont, dans ce cas, relevés à l'aide d'un pointeur graphique.

Une opération morphologique est enfin appliquée sur les contours ainsi mesurés afin de construire des contours fermés. La figure I.5.11 illustre la procédure sur le cas d'une cavité de vapeur extraite des images de la figure I.5.10.

Les contours sont définis par un ensemble de points de l'image, ou pixels, localisés dans le plan de l'image par le couplet de valeurs entières (x_f, y_f) , x_f désignant l'abscisse et y_f l'ordonnée dans le repère de la carte de numérisation.

5.2.3 Détermination de l'intersection par stéréométrie

Chaque pixel $F(x_f, y_f)$ d'un contour sur une caméra donnée est l'image dans la projection sur cette caméra d'un point de l'objet observé de coordonnées absolues (X, Y, Z) . Cette projection est donc une application surjective : tous les points se trouvant sur la droite de projection ont une et une seule image donnée par le pixel

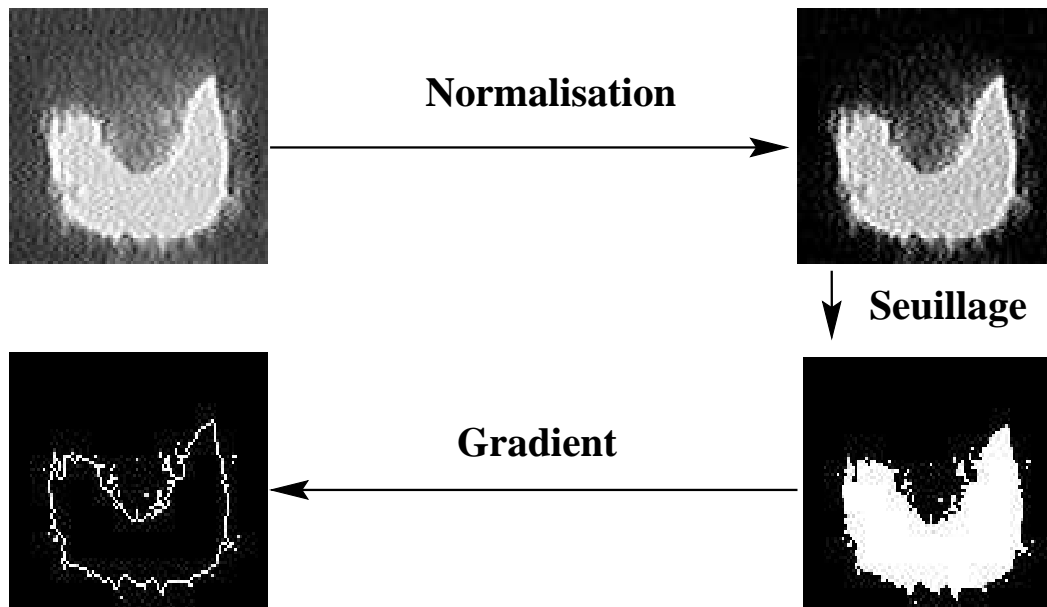


Figure I.5.11: Procédure d'extraction du contour d'une cavité de vapeur

$F(x_f, y_f)$. L'indétermination peut être levée si nous disposons d'une projection distincte, c'est-à-dire non-colinéaire, du même point de l'espace. En effet, celle-ci définit une deuxième droite dans l'espace, dont l'intersection avec la première droite permet de déterminer complètement les coordonnées (X, Y, Z) . Néanmoins, dans la pratique, le domaine de mesure considéré comporte généralement plusieurs points distincts (par exemple, les particules d'ensemencement d'un écoulement, les bulles d'air créées par la cavitation et non-résorbées par le circuit, ...) et l'intersection précédente peut conduire à la détermination de points de l'espace qui n'existent pas, si une correspondance directe point-point n'est pas établie entre les images. Une troisième projection doit par conséquent être faite pour que le système d'équations ait une solution unique.

Cette technique, dénommée *photogrammétrie stéréoscopique* ou *stéréométrie*, est en particulier utilisée dans le domaine de la vélocimétrie appliquée aux écoulements, sous la forme de PIV (*Particle Image Velocimetry*) (Prasad et Adrian, 1993), de PTV (*Particle Tracking Velocimetry*) (Nishino *et al.*, 1989) et de LIF (*Laser Induced Fluorescence*), tant en 2-D qu'en 3-D. Une revue détaillée de ces techniques peut être trouvée dans Merzkirch (1987); Nieuwstadt (1993); Lauterborn et Vogel (1984); Hesselink (1988). Des méthodes d'étalonnage des systèmes de stéréométrie ont été développées afin de reconstruire l'information géométrique tridimensionnelle à partir de l'information bidimensionnelle provenant de films photographiques ou d'images numériques réalisées à l'aide de caméras CCD.

Afin d'appliquer ces méthodes, nous étendons la procédure d'intersection en

construisant l'ensemble des droites de l'espace définies par les points d'un contour donné et en calculant, pour chacune d'entre elles, toutes les intersections possibles avec les droites définies par les autres contours, lorsque ceux-ci existent.

Du fait des incertitudes de mesure dues à la résolution finie des caméras et de l'image numérisée, les droites ne se coupent pas au sens mathématique du terme, mais se croisent à une distance d . La figure I.5.12 montre comment le problème est résolu. Soient $M_1(X_1, Y_1, Z_1)$ et $M_2(X_2, Y_2, Z_2)$ les points pour lesquels la distance d entre deux droites \mathcal{D}_1 et \mathcal{D}_2 est minimale. \mathcal{D}_1 et \mathcal{D}_2 sont définies respectivement par les points $P_1(p_1, q_1, 0)$ et $P_2(p_2, q_2, 0)$ et par les vecteurs $\overrightarrow{O_1A}(a_1, b_1, 1)$ et $\overrightarrow{O_2B}(a_2, b_2, 1)$, O_1 et O_2 étant les centres de projection. Par conséquent, tout point d'une droite \mathcal{D}_i est défini par

$$\begin{cases} X = a_i Z + p_i \\ Y = b_i Z + q_i \end{cases} \quad (\text{I.5.1})$$

où les coefficients a_i , b_i , p_i et q_i sont des fonctions des paramètres d'étalonnage de la caméra i ainsi que du point $F(x_f, y_f)$ sur le contour \mathcal{C}_i , projection de la droite \mathcal{D}_i sur le plan image de la caméra C_i .

Il suffit de minimiser la norme euclidienne $d = |\overrightarrow{M_1 M_2}|$, paramétrée par l'ordonnée z , pour déterminer complètement M_1 et M_2 .

Comme critère de décision, un croisement de deux droites est considéré comme intersection si la distance d vérifie la relation suivante :

$$d < \varepsilon_{max} \quad (\text{I.5.2})$$

où ε_{max} représente l'erreur de mesure maximale dans tout le domaine d'observation. Le vecteur $\vec{\varepsilon}$ de norme ε_{max} sera calculé lors de la phase d'étalonnage du système de visualisation.

Si cette relation est vérifiée, le point d'intersection M de coordonnées (X, Y, Z) est positionné au milieu du segment joignant les deux droites et de norme d .

5.2.4 Évaluation du volume

Les points résultant de l'opération d'intersection des cônes circonscrits à l'objet observé définissent un domaine limité dans l'espace géométrique à trois dimensions. Un parallélépipède rectangle enfermant ce domaine est construit de telle sorte qu'il ait les faces parallèles aux axes du repère absolu. Il est ensuite divisé en volumes élémentaires que nous appellerons désormais *voxels* (de "volume element") par analogie avec les pixels. Chaque voxel est défini par un centre $K(X, Y, Z)$ et par un scalaire pouvant prendre les trois valeurs suivantes :

- -1 si le voxel n'appartient pas à l'objet mesuré
- 0 si le voxel est sur la frontière de l'objet

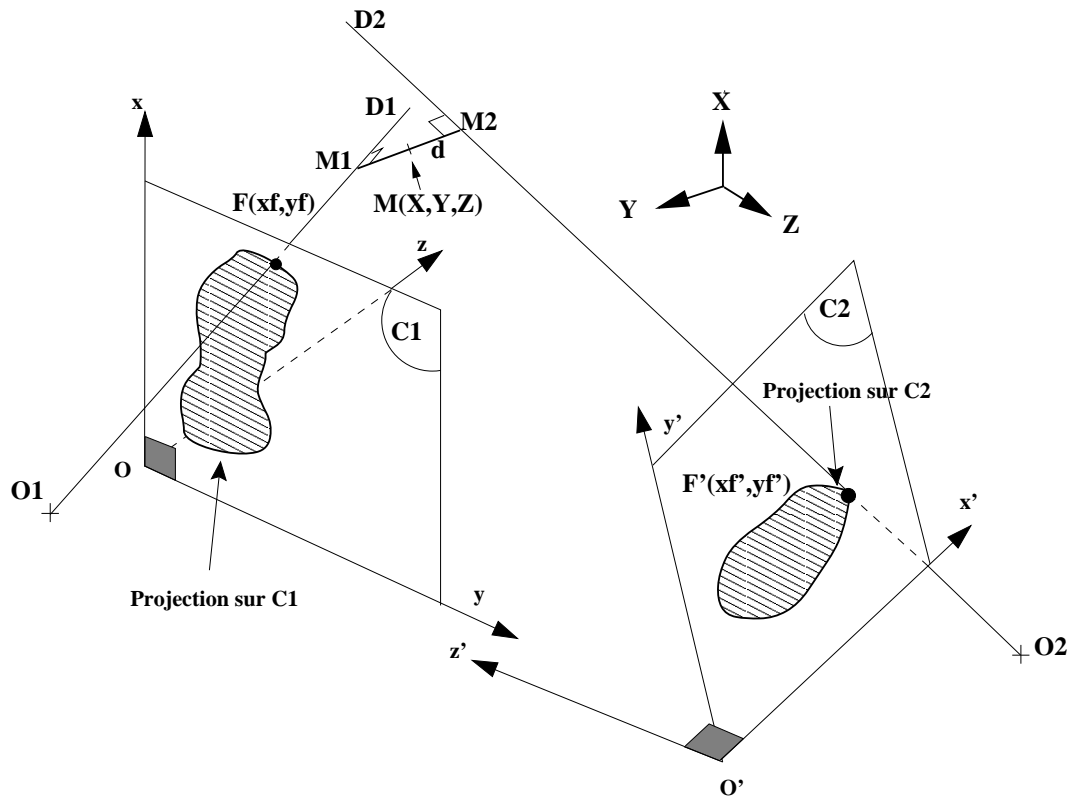


Figure I.5.12: Détermination de l'intersection de deux droites définies par leur projection sur les caméras C_1 et C_2

- 1 si le voxel est à l'intérieur de l'objet

Pour établir la norme à affecter à chaque voxel, une procédure itérative est opérée en effectuant une projection du centre K de chaque voxel sur les plans image où un contour est défini. Il suffit que le pixel P résultant de chaque projection soit à l'intérieur du contour relatif à cette projection, comme l'illustre la figure I.5.13. Pour que ceci soit vérifié, il suffit que la relation suivante soit respectée :

$$\sum_{i=1}^n \alpha_i = \sum_{i=1}^n \widehat{p_i P p_{i+1}} = 2\pi \quad \text{avec} \quad p_{n+1} = p_1 \quad (\text{I.5.3})$$

Cette relation n'est autre qu'une application du *théorème de Gauss* au cas d'une surface plane délimitée par une courbe fermée. Dans le cas général 3D, en supposant que S soit une surface fermée orientable, frontière d'un domaine \mathcal{D} , et que S soit coupée en un nombre fini de points par n'importe quelle demi-droite Δ issue d'un point O extérieur ou intérieur à S , ce nombre étant pair ou impair suivant que O est extérieur ou intérieur à S , il vient l'énoncé du théorème :

Théorème 5.1 (Gauss) *Moyennant les hypothèses indiquées, l'angle solide d'une surface fermée S relativement à un point O est égal à 4π ou à 0 suivant que O est*

intérieur ou extérieur à S .

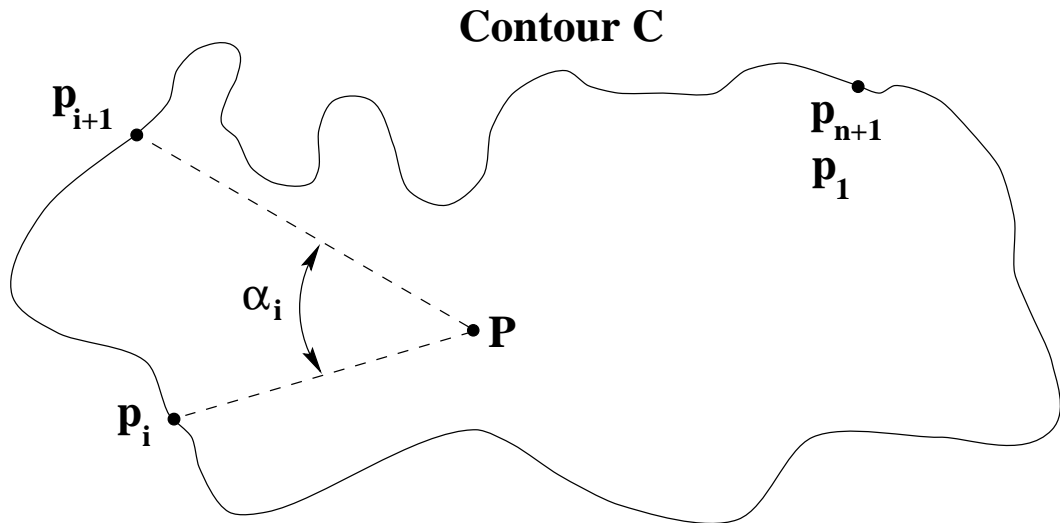


Figure I.5.13: Appartenance d'un pixel à une surface fermée

Le volume total est calculé par simple sommation des volumes élémentaires dont la norme est égale à 1.

5.2.5 Reconstruction

La figure I.5.14 montre le résultat de la reconstruction de la cavité figurant sur la séquence I.5.10. Les figures I.5.15 et I.5.16 sont deux exemples supplémentaires illustrant l'aptitude de la technique à reconstituer des volumes complexes.

5.3 Étalonnage du dispositif de visualisation

L'étalonnage d'un système de prise de vues stéréoscopiques est le procédé par lequel sont déterminées les caractéristiques géométriques et optiques internes d'une caméra (**paramètres intrinsèques**) et/ou la position 3D et l'orientation de l'image formée par cette caméra dans un système de coordonnées absolu (**paramètres extrinsèques**).

Les paramètres établis grâce à cet étalonnage permettent de déterminer la position d'un point dans l'espace tridimensionnel par l'intersection des droites définies par l'image de ce point sur au moins deux caméras. Inversement, la projection d'un point connu de l'espace 3D dans le plan image d'une caméra peut être calculée en utilisant les mêmes paramètres.

De nombreux algorithmes et procédures d'étalonnage ont été élaborés dans le cadre des applications de stéréométrie utilisant des appareils photographiques

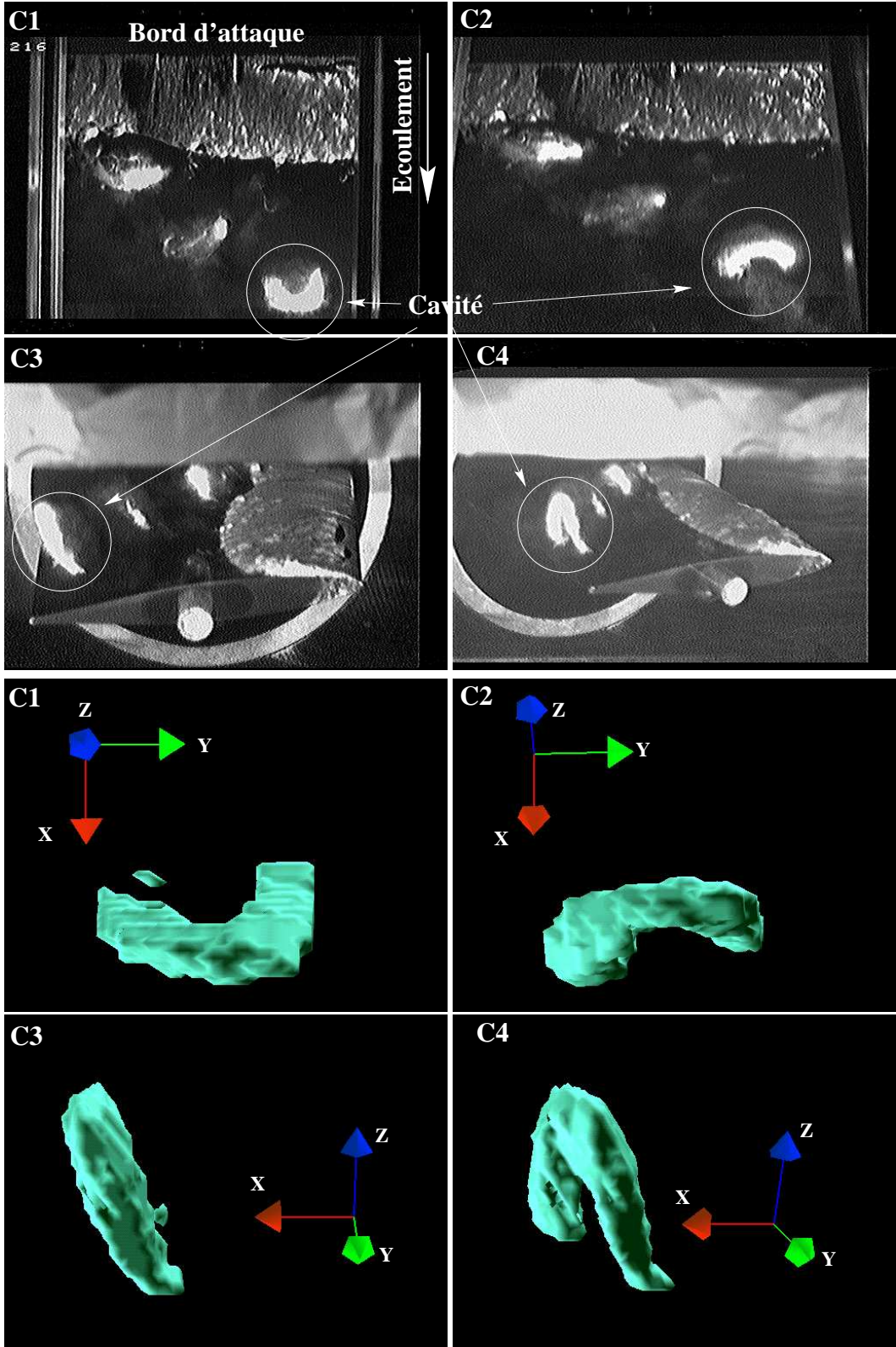


Figure I.5.14: Reconstruction d'une cavité de vapeur - exemple 1

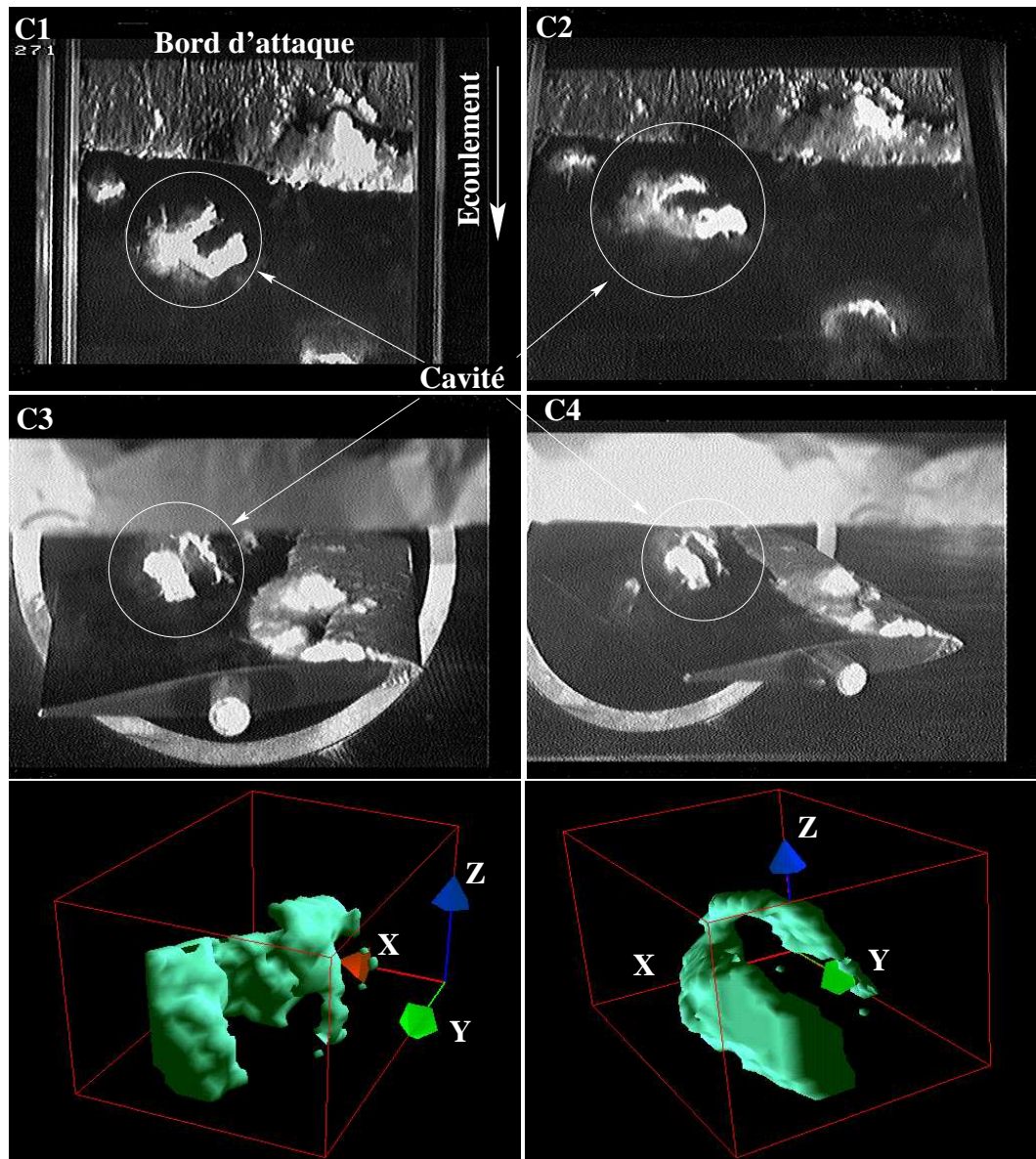


Figure I.5.15: Reconstruction d'une cavité de vapeur - exemple 2

conventionnels ou des caméras électroniques de type CCD : Abdel-Aziz et Karara (1971), Bopp et Krauss (1978), Tsai (1986). Ces instruments sont dits non-métriques dans la mesure où ils se différencient, par leurs caractéristiques techniques et par leur coût très faible, des appareils spécialisés de photogrammétrie utilisés dans le cadre des mesures topographiques et architecturales. Une revue étendue sur les techniques de photogrammétrie, métriques et non-métriques, peut être trouvée dans l'ouvrage de Karara (1989).

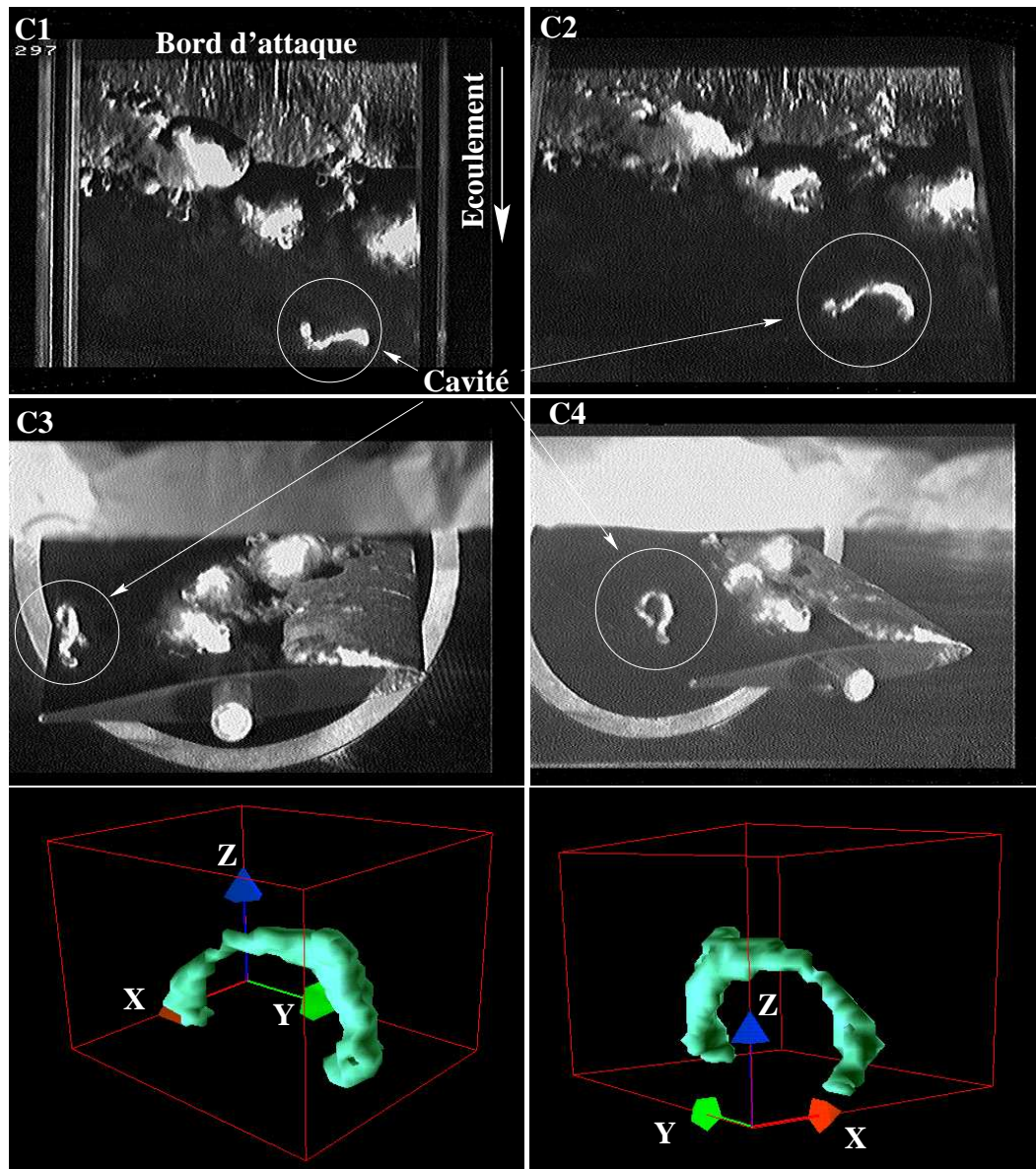


Figure I.5.16: Reconstruction d'une cavité de vapeur - exemple 3

5.3.1 Méthode

Modèle de caméra

Le modèle de caméra utilisé est présenté sur la figure I.5.17. (X, Y, Z) sont les coordonnées 3D d'un point P de l'objet observé dans le repère affine (O, \vec{B}) , où \vec{B} est une base orthonormée de l'espace vectoriel euclidien E de dimension 3. (x, y, z) sont les coordonnées cartésiennes de ce point dans le repère (O', \vec{b}) lié à la caméra, où \vec{b} est une base orthonormée de dimension 3 et O' est le centre optique de la

caméra. L'axe $O'z$ est confondu avec l'axe optique de celle-ci. L'image formée par la caméra sur la matrice d'éléments photosensibles est définie par le repère orthonormé (O_i, \vec{b}_i) de dimension 2, avec $O_ix//O'x$ et $O_iy//O'y$, O_i étant l'intersection de l'axe $O'z$ avec le plan de l'image. Le scalaire f représente la distance focale, c'est-à-dire la distance entre le centre optique et le plan de l'image. (x_u, y_u) désigne les coordonnées de l'image P_u non-déformée du point $P(x, y, z)$ si le système optique de la caméra ne présente aucune distorsion. P_d de coordonnées (x_d, y_d) est l'image réelle de $P(x, y, z)$ en prenant en considération les distorsions des composants optiques intervenant dans la formation de l'image. Enfin, définissons les coordonnées (x_f, y_f) de $P(x, y, z)$ dans le système de coordonnées de la carte de numérisation, dont la mémoire est représentée sous la forme discrète de pixels.

La transformation des coordonnées de l'espace géométrique 3D dans le repère absolu $OXYZ$ vers le système de coordonnées de la carte de numérisation peut donc se décomposer en quatre étapes, reportées sur la figure I.5.18 avec l'indication des paramètres devant être déterminés par étalonnage :

Étape 1 Transformation des coordonnées cartésiennes (X, Y, Z) du repère absolu (O, \vec{B}) vers le repère (O', \vec{b}) lié à la caméra :

$$\begin{bmatrix} x \\ y \\ z \end{bmatrix} = [R] \begin{bmatrix} X \\ Y \\ Z \end{bmatrix} + \vec{T} \quad (\text{I.5.4})$$

où $[R]$ est la matrice de rotation 3×3 définie par

$$[R] = \begin{bmatrix} r_1 & r_2 & r_3 \\ r_4 & r_5 & r_6 \\ r_7 & r_8 & r_9 \end{bmatrix} \quad (\text{I.5.5})$$

et \vec{T} est le vecteur translation

$$\vec{T} = \begin{bmatrix} T_x \\ T_y \\ T_z \end{bmatrix} \quad (\text{I.5.6})$$

Paramètres à étalonner : $[R]$ et \vec{T} .

Étape 2 Transformation des coordonnées (x, y, z) dans le repère (O', \vec{b}) lié à la caméra vers le repère (O_i, \vec{b}_i) du plan photosensible où se forme l'image. Les coordonnées (x_u, y_u) du point (x, y, z) , formé par projection ponctuelle de centre O' sans distorsion optique, sont données par :

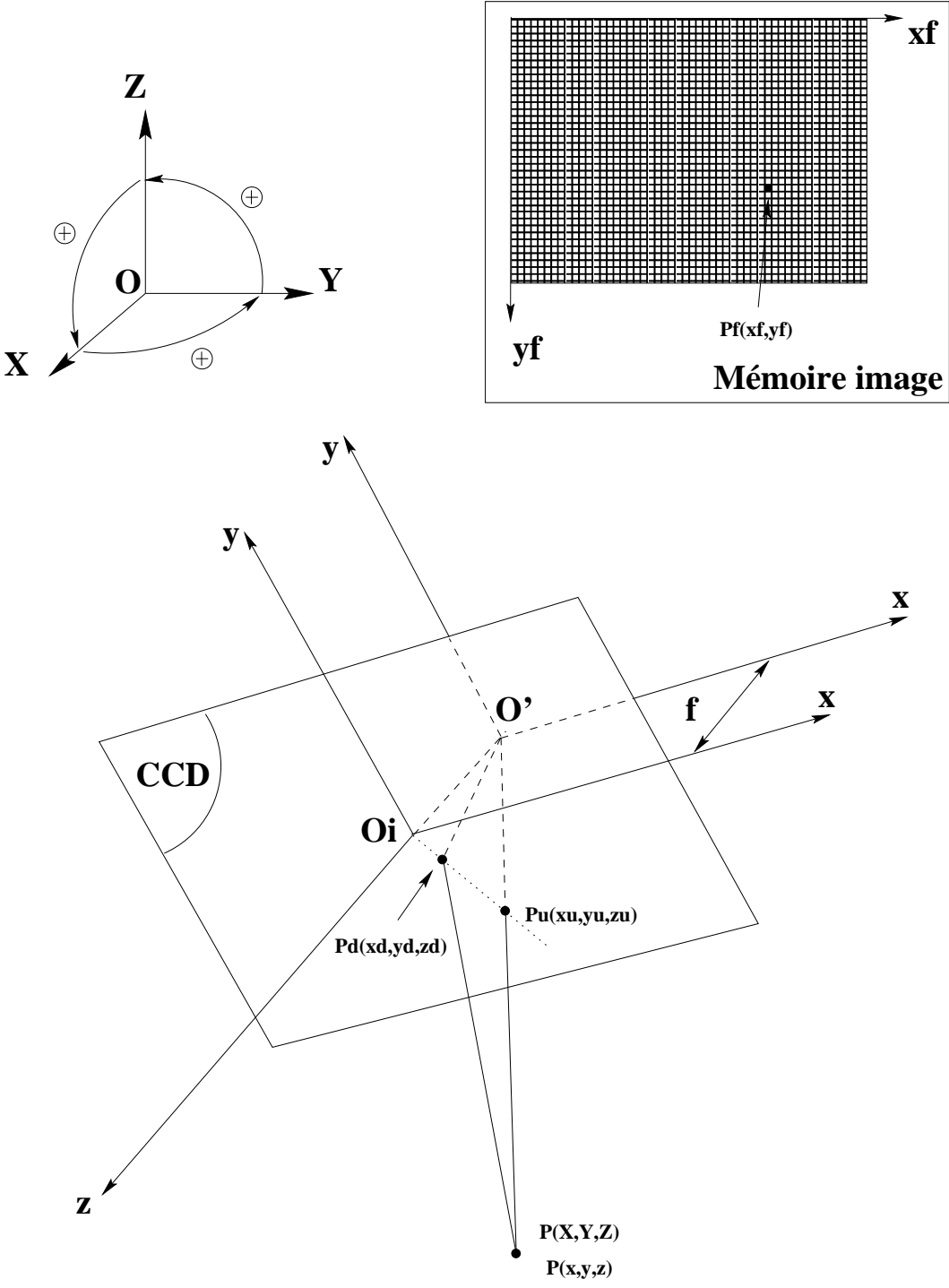


Figure I.5.17: Modèle géométrique d'une caméra

$$x_u = f \frac{x}{z} \quad (\text{I.5.7a})$$

$$y_u = f \frac{y}{z} \quad (\text{I.5.7b})$$

Paramètre à étalonner : f , distance focale.

Étape 3 Distorsion optique radiale :

$$x_d + D_x = x_u \quad (\text{I.5.8a})$$

$$y_d + D_y = y_u \quad (\text{I.5.8b})$$

où (x_d, y_d) est l'image déformée, ou réelle, formée sur le plan de l'image avec

$$D_x = x_d(\kappa_1 r^2 + \kappa_2 r^4 + \dots) \quad (\text{I.5.9a})$$

$$D_y = y_d(\kappa_1 r^2 + \kappa_2 r^4 + \dots) \quad (\text{I.5.9b})$$

où

$$r = \sqrt{x_d^2 + y_d^2}. \quad (\text{I.5.9c})$$

Les coefficients κ sont les inconnues et doivent être établis par l'étalonnage. Bien qu'il y ait deux types de distorsion, radiale et tangentielle (Born et Wolf, 1980), chacune étant définie par une série infinie, l'expérience montre que seul le premier terme de la distorsion radiale est significatif. Par conséquent, seul le coefficient du premier ordre κ_1 est pris en compte.

Paramètre à étalonner : κ_1

Étape 4 Transformation des coordonnées (x_d, y_d) dans le repère (O_i, \vec{b}_i) de l'image vers les coordonnées (x_f, y_f) dans le repère discret de la mémoire de la carte de numérisation :

$$x_f = s_x d_x^{-1} x_d + C_x \quad (\text{I.5.10a})$$

$$y_f = d_y^{-1} y_d + C_y \quad (\text{I.5.10b})$$

où

- (x_f, y_f) Position (colonne et ligne) en pixels de l'image en mémoire de la carte de numérisation.
- (C_x, C_y) Position (colonne et ligne) en pixels, dans la zone mémoire de la carte de numérisation, de l'image du point O_i , origine du repère lié à la caméra et centre de la distorsion radiale de coefficient κ .

$$d'_x = d_x \frac{N_{cx}}{N_{fx}} \quad (\text{I.5.11})$$

- d_x Distance entre les centres de deux capteurs photosensibles dans la direction O_ix .
- d_y Distance entre les centres de deux capteurs photosensibles dans la direction O_iy .
- N_{cx} Nombre de capteurs photosensibles dans la direction O_ix .
- N_{fx} Nombre de pixels sur une ligne en mémoire de la carte de numérisation.

Si la variance sur la mesure de l'abscisse x_f était nulle, x_f serait donné par la relation suivante :

$$x_f = x_d \frac{N_{fx}}{d_x N_{cx}} + C_x = x_d d'_x{}^{-1} + C_x$$

Néanmoins, l'expérience montre que la variance sur la mesure de x_f n'est jamais nulle du fait des écarts apparaissant entre les fréquences de balayage des lignes vidéo des caméras CCD et celles des cartes de numérisation. Pour cette raison, s_x est introduit comme facteur correctif sur la mesure de x_f .

d_x , d_y , N_{cx} et N_{fx} font partie des caractéristiques techniques de la caméra. Dans le cas des modules *Philips*[®] *FTM800*, les valeurs sont les suivantes :

$$\begin{aligned} d_x &= 8.5 \mu m \\ d_y &= 16.8 \mu m \\ N_{cx} &= 754 \text{ photo-éléments} \\ N_{fx} &= 512 \text{ pixels} \end{aligned}$$

Paramètres à étalonner : (C_x, C_y) et s_x .

Relations entre (x_f, y_f) et (X, Y, Z)

En combinant les étapes 2, 3 et 4, les coordonnées (x_f, y_f) sont reliées aux coordonnées 3D (X, Y, Z) par les équations suivantes :

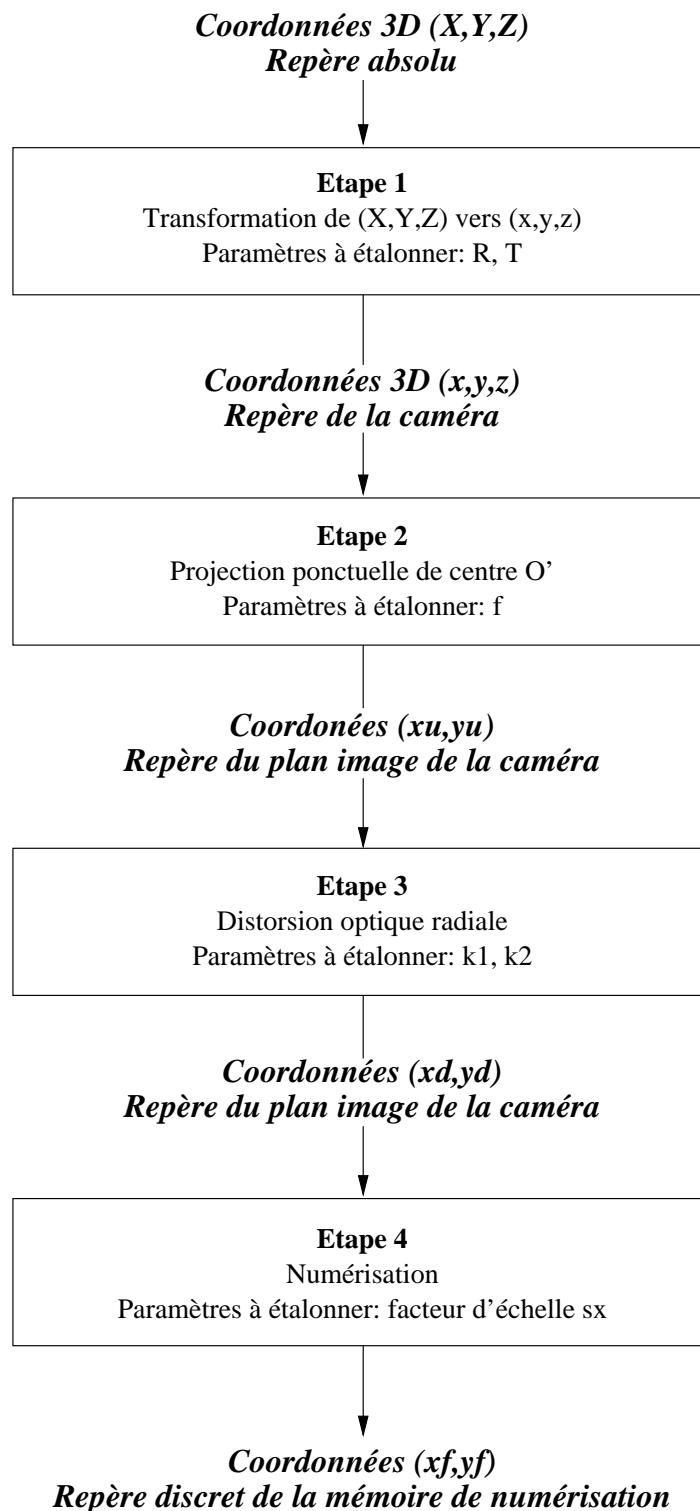


Figure I.5.18: Étapes de transformation entre les coordonnées 3D et l'image numérisée

$$s_x^{-1} d'_{xx'} x'_f + s_x^{-1} d'_{xx'} x'_f \kappa_1 r^2 = f \frac{x}{z} \quad (\text{I.5.12a})$$

$$d_y y'_f + d_y y'_f \kappa_1 r^2 = f \frac{y}{z} \quad (\text{I.5.12b})$$

où

$$r = \sqrt{(s_x^{-1} d'_{xx'} x'_f)^2 + (d_y y'_f)^2}$$

$$x'_f = x_f - C_x$$

$$y'_f = y_f - C_y$$

En substituant (I.5.4) dans ces relations, il vient

$$s_x^{-1} d'_{xx'} x'_f + s_x^{-1} d'_{xx'} x'_f \kappa_1 r^2 = f \frac{r_1 X + r_2 Y + r_3 Z + T_x}{r_7 X + r_8 Y + r_9 Z + T_z} \quad (\text{I.5.13a})$$

$$d_y y'_f + d_y y'_f \kappa_1 r^2 = f \frac{r_4 X + r_5 Y + r_6 Z + T_y}{r_7 X + r_8 Y + r_9 Z + T_z} \quad (\text{I.5.13b})$$

Relations entre (X, Y, Z) et (x_f, y_f)

Un point de l'espace 3D est localisé par l'intersection d'au moins deux droites non-colinéaires. La distance minimale entre deux droites \mathcal{D}_1 et \mathcal{D}_2 est donnée par les points $M_1(X_1, Y_1, Z_1)$ et $M_2(X_2, Y_2, Z_2)$ donnés (éq. I.5.1) par les relations suivantes :

$$\begin{cases} X_1 = a_1 Z_1 + p_1 \\ Y_1 = b_1 Z_1 + q_1 \end{cases} \quad \text{et} \quad \begin{cases} X_2 = a_2 Z_2 + p_2 \\ Y_2 = b_2 Z_2 + q_2 \end{cases} \quad (\text{I.5.14})$$

où les coefficients a_i, b_i, p_i et q_i ($i = 1, 2$) définissant les deux droites s'expriment par

$$\begin{aligned} a_i &= \frac{A_i y_u + B_i x_u + C_i}{G_i y_u + H_i x_u + I_i} \\ b_i &= - \frac{A'_i y_u + B'_i x_u + C'_i}{G_i y_u + H_i x_u + I_i} \\ p_i &= \frac{D_i y_u + E_i x_u + F_i}{G_i y_u + H_i x_u + I_i} \\ q_i &= - \frac{D'_i y_u + E'_i x_u + F'_i}{G_i y_u + H_i x_u + I_i} \end{aligned} \quad (\text{I.5.15})$$

avec

$$\begin{aligned} A_i &= (r_2 r_9 - r_3 r_8)_i \\ B_i &= (r_6 r_8 - r_5 r_9)_i \\ C_i &= (-f r_2 r_6 + f r_3 r_5)_i \\ D_i &= (r_2 T_z - r_8 T_x)_i \\ E_i &= (r_8 T_y - r_5 T_z)_i \\ F_i &= (-f r_2 T_y + f r_5 T_x)_i \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} A'_i &= (r_1 r_9 - r_3 r_7)_i \\ B'_i &= (r_6 r_7 - r_4 r_9)_i \\ C'_i &= (-f r_1 r_6 + f r_3 r_4)_i \\ D'_i &= (r_1 T_z - r_7 T_x)_i \\ E'_i &= (r_7 T_y - r_4 T_z)_i \\ F'_i &= (-f r_1 T_y + f r_4 T_x)_i \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} G_i &= (r_1 r_8 - r_2 r_7)_i \\ H_i &= (r_5 r_7 - r_4 r_8)_i \\ I_i &= (-f r_1 r_5 + f r_2 r_4)_i \end{aligned}$$

(x_u, y_u) sont déterminés d'après (x_f, y_f) par (I.5.7), (I.5.8) et (I.5.10). Le point pris comme intersection correspond au point médian du segment $M_1 M_2$:

$$M \begin{pmatrix} X = \frac{X_1 + X_2}{2} \\ Y = \frac{Y_1 + Y_2}{2} \\ Z = \frac{Z_1 + Z_2}{2} \end{pmatrix} \quad (\text{I.5.16})$$

Paramètres

Les paramètres peuvent être regroupés en deux catégories :

Extrinsèques Ils correspondent à la transformation opérée à l'étape 1 de la figure I.5.18 et sont au nombre de six : les angles d'Euler θ , ϕ , ψ et les trois composantes de la translation \vec{T} . La matrice de rotation $[R]$ s'exprime en fonction des angles d'Euler par

$$[R] = \begin{bmatrix} \cos\psi\cos\theta & \sin\psi\cos\theta & -\sin\theta \\ -\sin\psi\cos\phi + \cos\psi\cos\theta\sin\phi & \cos\psi\cos\phi + \sin\psi\cos\theta\sin\phi & \cos\theta\sin\phi \\ \cos\psi\sin\theta\cos\phi & \sin\psi\sin\theta\sin\phi & \cos\theta\cos\phi \\ \sin\psi\sin\phi + \cos\psi\sin\theta\sin\phi & -\cos\psi\sin\phi + \sin\psi\sin\theta\cos\phi & \sin\theta\cos\phi \\ \cos\psi\sin\theta\cos\phi & \sin\psi\sin\theta\cos\phi & \sin\theta\sin\phi \end{bmatrix} \quad (\text{I.5.17})$$

Intrinsèques Les transformations des étapes 2 à 4 font intervenir cinq paramètres dits intrinsèques :

- f Longueur focale effective correspondant à la distance entre le plan image et le centre de projection,
- (C_x, C_y) Position (colonne et ligne) en pixels, dans la zone mémoire de la carte de numérisation, de l'image du point O_i , origine du repère lié à la caméra,
- κ_1 Coefficient de distorsion optique radiale,
- s_x Facteur de correction pour x_f .

Définition du problème et résolution

Le problème de l'étalonnage consiste à calculer les 11 paramètres, extrinsèques et intrinsèques, à partir d'un ensemble de points de l'espace 3D dont les coordonnées (X, Y, Z) sont précisément connues et dont les coordonnées (x_f, y_f) dans le plan de l'image numérisée sont mesurées. La résolution se fait en deux étapes :

1. Détermination de l'orientation 3D de la caméra (angles d'Euler θ , ϕ et ψ définissant la matrice de rotation $[R]$), de la position T_x et T_y du vecteur de translation \vec{T} et du facteur d'échelle s_x . La solution, au sens des moindres carrés, est obtenue par résolution d'un système linéaire sur-déterminé établi à partir des équations (I.5.10) à l'aide d'un algorithme d'optimisation par minimisation du coefficient de contingence χ^2 .
2. Détermination de la longueur focale effective f , du coefficient de distorsion radiale κ_1 , de la position T_z et de (C_x, C_y) . La solution est établie par résolution, au sens des moindres carrés, d'un système non-linéaire sur-déterminé construit sur les équations (I.5.13) à l'aide de l'algorithme d'optimisation de Levenberg-Marquardt, toujours par minimisation de χ^2 .

5.3.2 Étalonnage

Points de mesure

16 marques blanches sont placées sur le profil I comme l'illustre la figure I.5.19. Les coordonnées (X, Y, Z) de chacune de ces marques sont connues dans le repère absolu (O, \vec{B}) lié au profil I, comme indiqué sur la figure I.5.8.

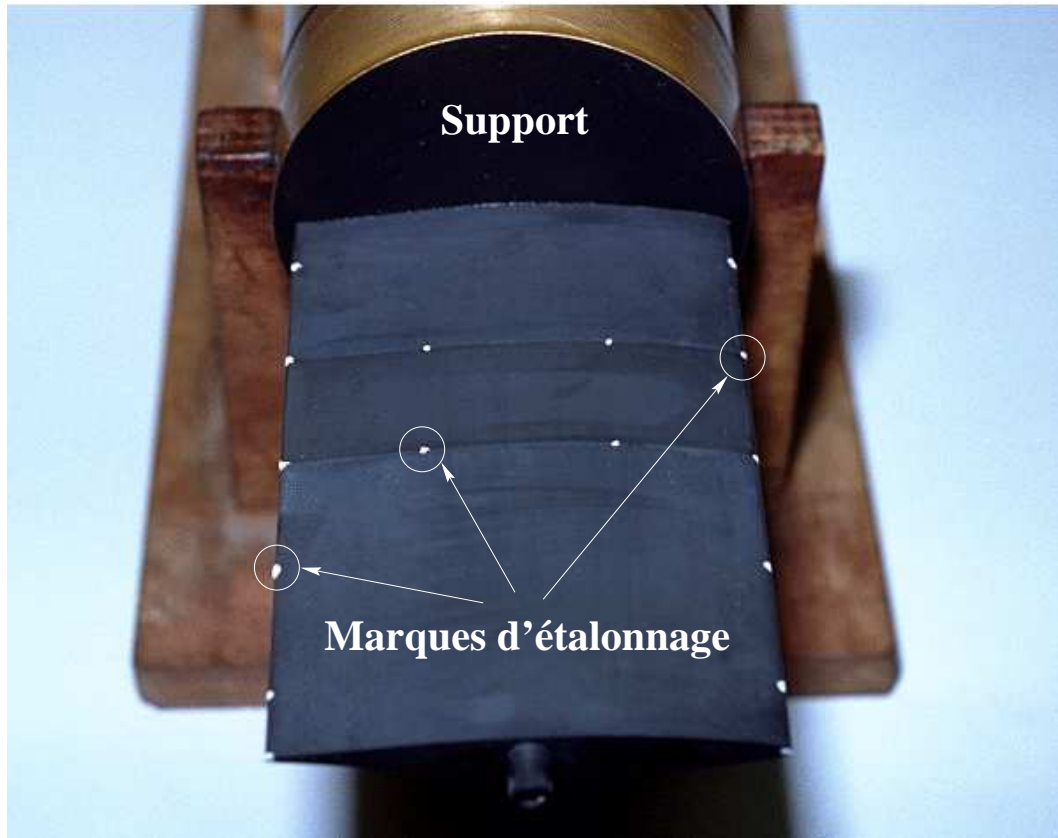


Figure I.5.19: Marques d'étalonnage sur le profil expérimental

Le profil I est pivoté de -25° à $+25^\circ$ par pas de 1° . Pour chaque position, une séquence d'images avec les 4 caméras est réalisée.

Le relevé des coordonnées (x_f, y_f) sur les images numérisées se fait à l'aide d'un pointeur graphique. Les marques ayant chacune une taille représentant sur l'image une surface couvrant plusieurs pixels, un calcul est réalisé afin de localiser le barycentre de cette surface. Ce point est sélectionné comme point d'étalonnage.

Résultats

Les calculs d'étalonnage réalisés suivant la procédure détaillée plus haut donnent, pour les angles d'Euler, les résultats reportés sur le tableau I.5.2.

Caméra	R_x	R_y	R_z
C_1	179.16°	-1.06°	-90.76°
C_2	-181.13°	-34.61°	-90.77°
C_3	104.26°	0.22°	-179.55°
C_4	102.56°	-23.73°	-181.31°

Tableau I.5.2: Angles de rotation étalonnés des caméras

Une comparaison avec les mesures reportées sur le tableau I.5.1 montre la validité des résultats d'étalonnage.

Erreur de mesure et résolution

Soit un point $P(X_p, Y_p, Z_p)$ parfaitement localisé dans le repère absolu (O, \vec{B}) . L'image de ce point sur la caméra C_i , donnée par les équations (I.5.13), donne un pixel de coordonnées (x_{fi}, y_{fi}) dans le repère de la carte de numérisation. Soit (dx_f, dy_f) le vecteur de la perturbation due à l'erreur de mesure, d'où :

$$\begin{aligned} x'_{fi} &= x_{fi} + dx_f \\ y'_{fi} &= y_{fi} + dy_f \end{aligned} \quad (\text{I.5.18})$$

Soit $P'(X'_p, Y'_p, Z'_p)$ le point correspondant à l'intersection des droites définies par les relations (I.5.15) et (I.5.16) à partir du couple de points (x'_{fi}, y'_{fi}) et (x'_{fj}, y'_{fj}) sur les caméras C_i et C_j .

Le vecteur erreur $\vec{\varepsilon}_{ij}$ dans la mesure du point P par les caméras C_i et C_j est alors donné par la relation suivante :

$$\vec{\varepsilon}_{ij} = \vec{OP}' - \vec{OP} = \begin{bmatrix} \varepsilon_{x_{ij}} \\ \varepsilon_{y_{ij}} \\ \varepsilon_{z_{ij}} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} X'_p - X_p \\ Y'_p - Y_p \\ Z'_p - Z_p \end{bmatrix} \quad (\text{I.5.19})$$

Le tableau I.5.3 représente les erreurs maximales de reconstruction mesurées en 9 points de référence placés aux extrémités du domaine de mesure, lequel est représenté par un parallélépipède rectangle de dimensions $100 \times 150 \times 50 \text{ mm}^3$.

Position et erreur [mm]									
X	0	0	100	100	0	0	100	100	50
Y	0	150	150	0	0	150	150	0	75
Z	10	10	10	10	50	50	50	50	25
ε_{max}	1.168	0.992	0.961	1.005	1.261	0.761	0.867	1.507	1.462

Tableau I.5.3: Erreurs maximales mesurées dans le domaine observé

Il en ressort que la valeur $\varepsilon_{max} = 1.507 \text{ mm}$ sera la limite permettant de vérifier la condition (I.5.2), pour laquelle le point M de la relation (I.5.16) sera considéré comme intersection valide. Par ailleurs, en considérant l'erreur minimale de localisation (0.761 mm), nous pouvons en déduire la résolution du système, c'est-à-dire le volume minimum mesurable : 0.44 mm^3 .

5.4 Conditions hydrodynamiques

Les conditions expérimentales explorées sont données sur le tableau I.4.1 relatif aux mesures du taux de production des cavités de vapeur (voir §4.3).

Lorsque les conditions choisies sont stables, les paramètres hydrodynamiques principaux sont moyennés sur une durée d'environ 30 s , correspondant à 128 mesures. La figure I.5.20 représente ces valeurs moyennes. Celles-ci sont ensuite incrustées sur une image noire avant l'enregistrement des quatre figures de cavitation, afin de faciliter l'identification des séquences lors du traitement.

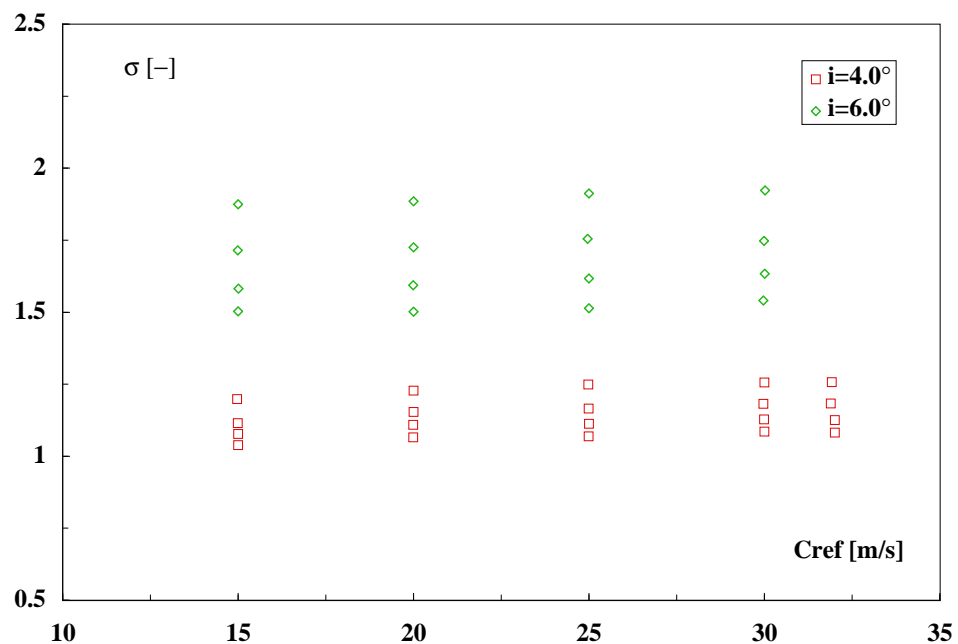


Figure I.5.20: Conditions hydrodynamiques pour la mesure du volume des cavités de vapeur
- Paramètres mesurés

Deuxième partie

Résultats et Analyse

Chapitre 1

Dimensions de la poche de cavitation

1.1 Évolution de la hauteur en fonction de la longueur

La figure II.1.1 est le résultat du traitement des images (environ 2000) pour l'ensemble des conditions hydrodynamiques. Elle représente l'évolution de l'épaisseur instantanée h en fonction de la longueur instantanée l de la poche de cavitation normalisées par la corde L du profil. Elle fait apparaître une très forte relation linéaire entre ces deux grandeurs pour une incidence donnée. Une dispersion est relevée pour les incidences supérieures à 3.0° , s'accroissant avec la longueur de la poche. En effet, pour ces incidences, le développement de cavitation est caractéristique du comportement dit instable. La transition entre mode stable et instable est mise en évidence sur les séquences de la figure II.1.2. Pour les angles d'incidence de 2.5° et 3° , la fermeture de la poche est clairement définie. Par contre, aux incidences supérieures, la poche devient instable et génère des structures de taille importante.

La figure II.1.3 montre comment les fluctuations de la longueur augmentent lorsque le coefficient de cavitation diminue, à incidence donnée.

1.2 Évolution du rapport hauteur sur longueur

La figure II.1.4 représente le rapport moyen de l'épaisseur à la longueur de la poche tracé en fonction du coefficient de cavitation pour les incidences où ce rapport est significatif, i.e. 2.5° à 3.0° (mode stable). Ce rapport est très peu influencé par la vitesse de l'écoulement mais augmente sensiblement d'une incidence à l'autre : 7% pour $i = 2.5^\circ$ à environ 8% pour $i = 3.0^\circ$.

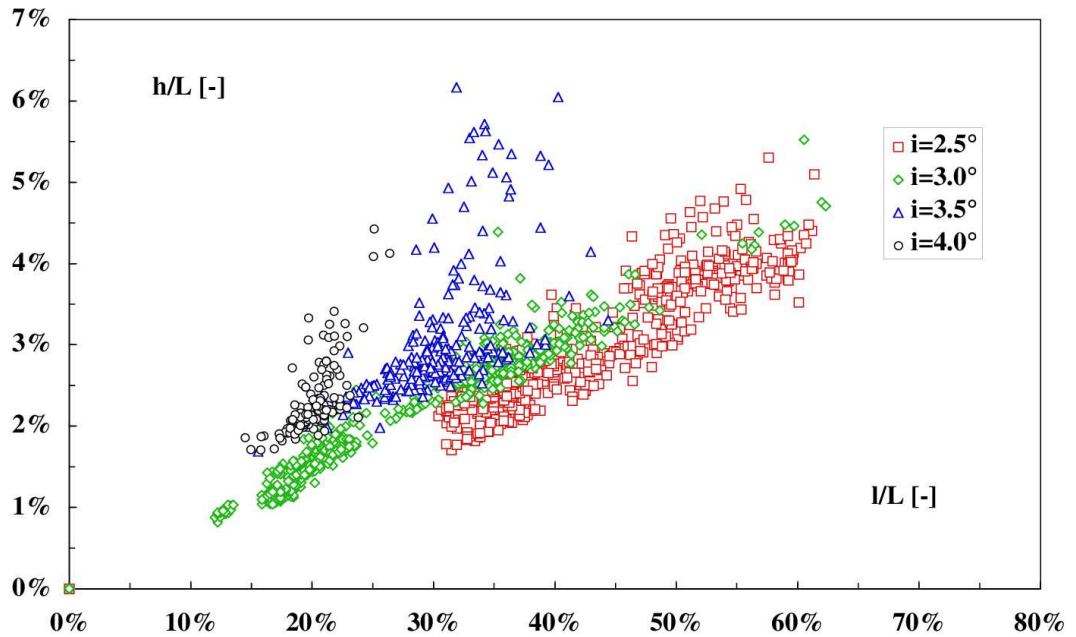


Figure II.1.1: Évolution de la hauteur de la poche h/L en fonction de la longueur l/L

1.3 Évolution des dimensions en fonction de σ

L'évolution de la longueur relative moyenne l/L ainsi que de la hauteur relative moyenne h/L en fonction du coefficient de cavitation σ sont présentées sur les figures II.1.5 et II.1.6.

La théorie linéarisée de la cavitation à poche appliquée aux obstacles minces montre que le coefficient de cavitation varie linéairement en fonction de l'incidence pour une longueur de poche fixe. En reprenant la formulation employée par Farhat (1994b), ceci s'exprime par la relation suivante :

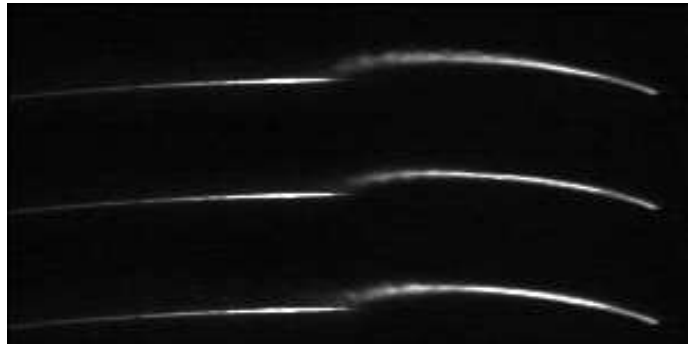
$$\sigma(i, l) = A(l)i \quad (\text{II.1.1})$$

où A est une fonction de la longueur.

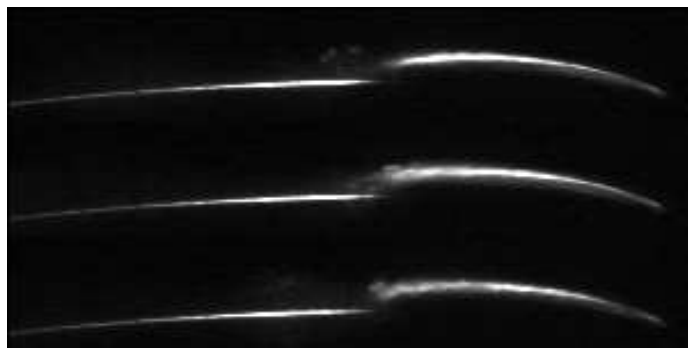
N'Guyen (1986) puis Le (1989) ont, dans le cadre d'obstacles épais (profil NACA 65012 dans le cas de leurs expériences), mis cette expression sous la forme suivante :

$$\sigma(i, l) = A(l)[i - i_a(\sigma)] \quad (\text{II.1.2})$$

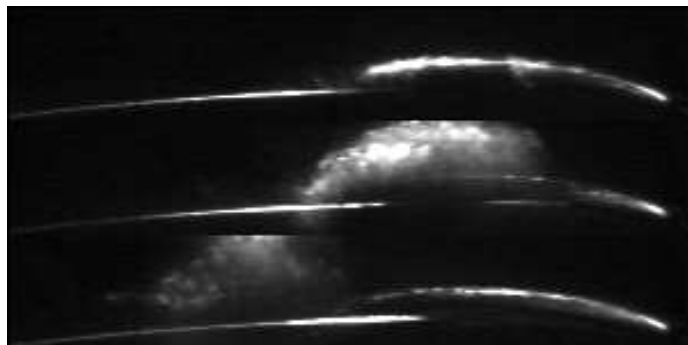
où le terme $i_a(\sigma)$ désigne l'incidence d'apparition de la cavitation pour une valeur de σ donnée. Le facteur $[i - i_a(\sigma)]$ est physiquement plus significatif du comportement global de l'écoulement que l'incidence i . En effet, il permet de prendre en compte les caractéristiques propres du profil, en particulier le domaine d'incidence dans lequel il n'existe pas de développement de cavitation.



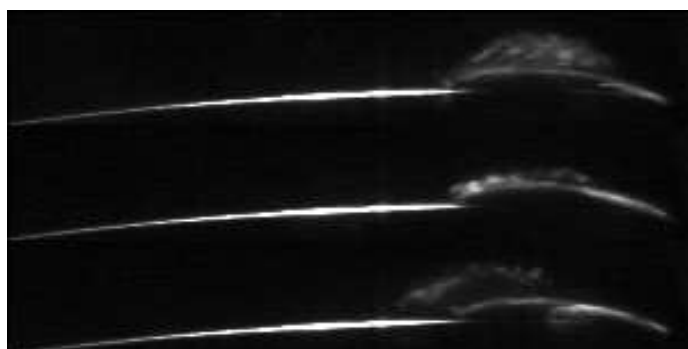
i = 2.5 deg
 C_{ref} = 36.0 m/s
 σ = 0.79
 l/L = 0.32



i = 3.0 deg
 C_{ref} = 29.7 m/s
 σ = 0.90
 l/L = 0.29



i = 3.5 deg
 C_{ref} = 26.1 m/s
 σ = 1.0
 l/L = 0.29



i = 4.0 deg
 C_{ref} = 25.8 m/s
 σ = 1.32
 l/L = 0.20

Figure II.1.2: Comportements stable et instable de la poche de cavitation partielle

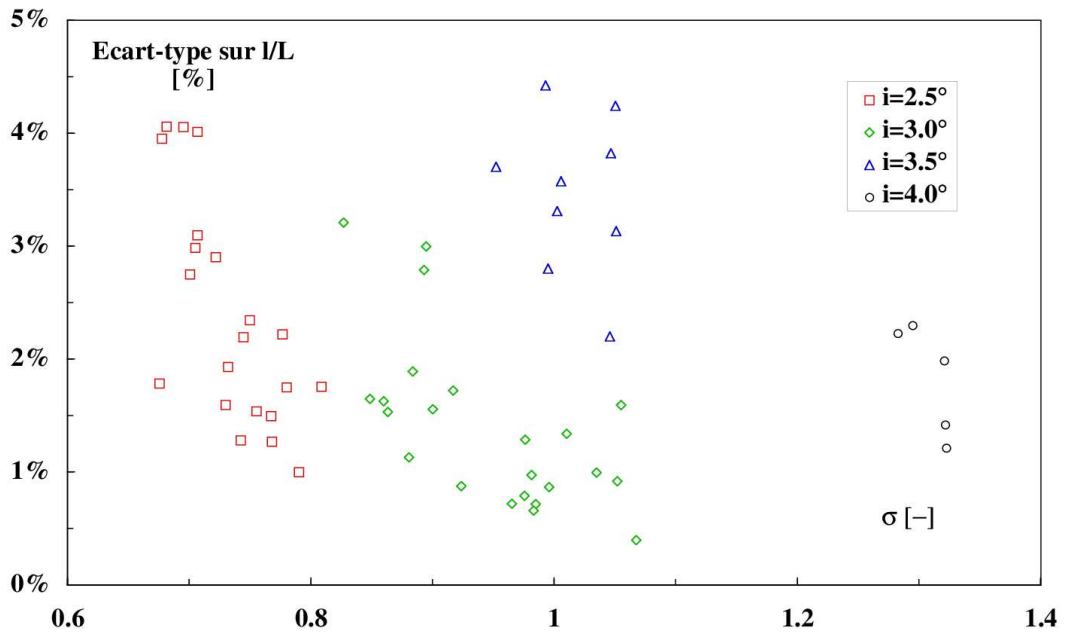


Figure II.1.3: Écart-type sur la mesure de la longueur l/L

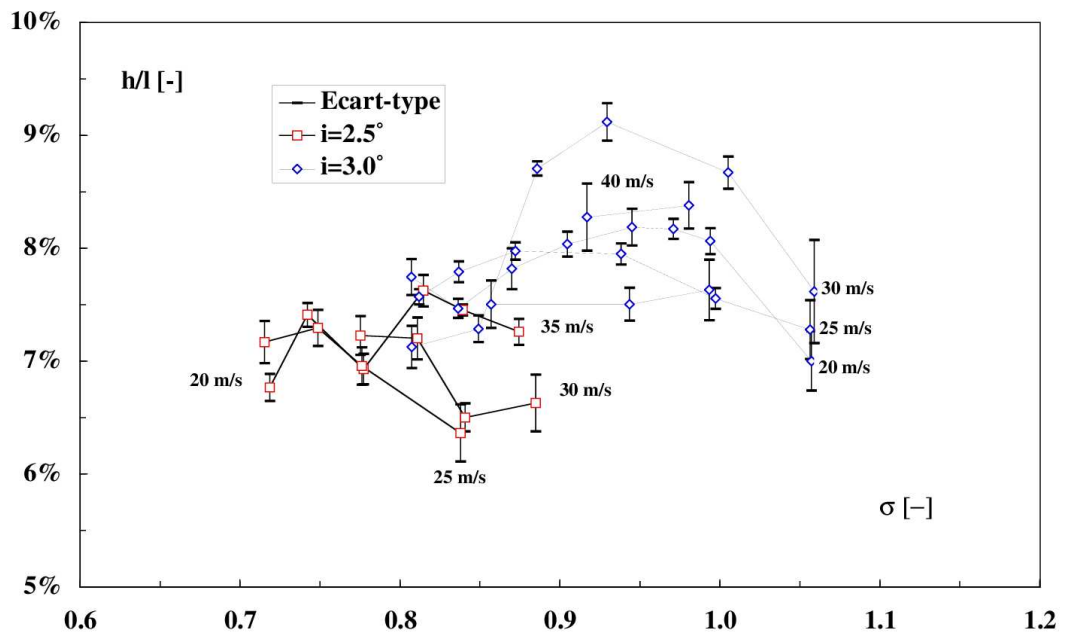


Figure II.1.4: Évolution du rapport h/l en fonction de σ

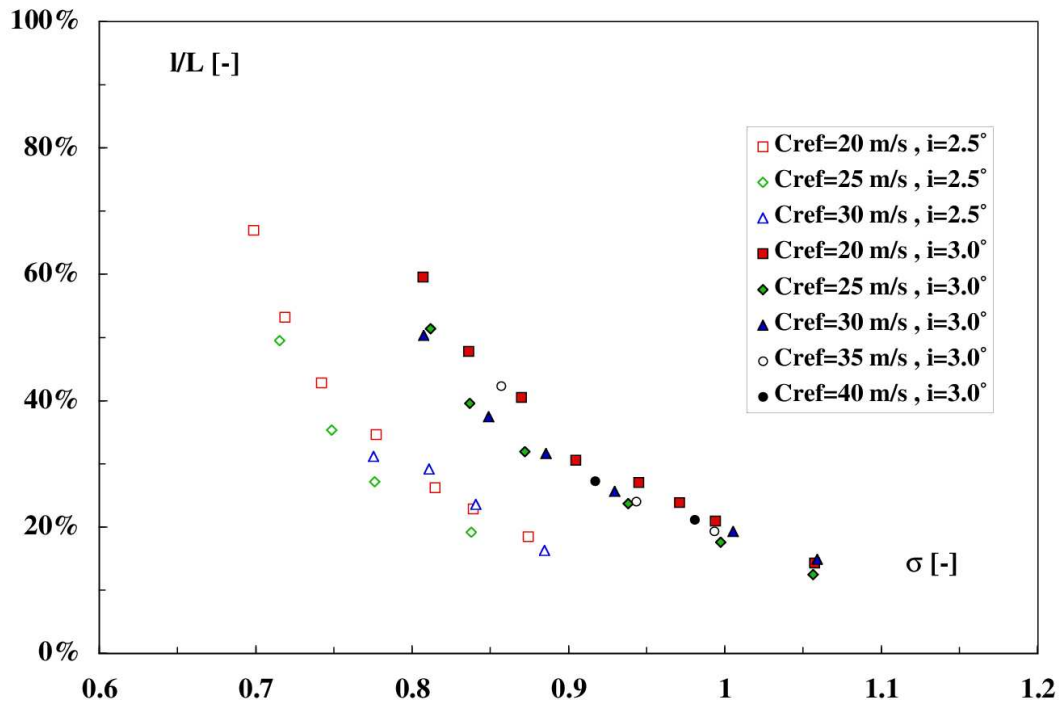


Figure II.1.5: Évolution de la longueur l/L en fonction de σ

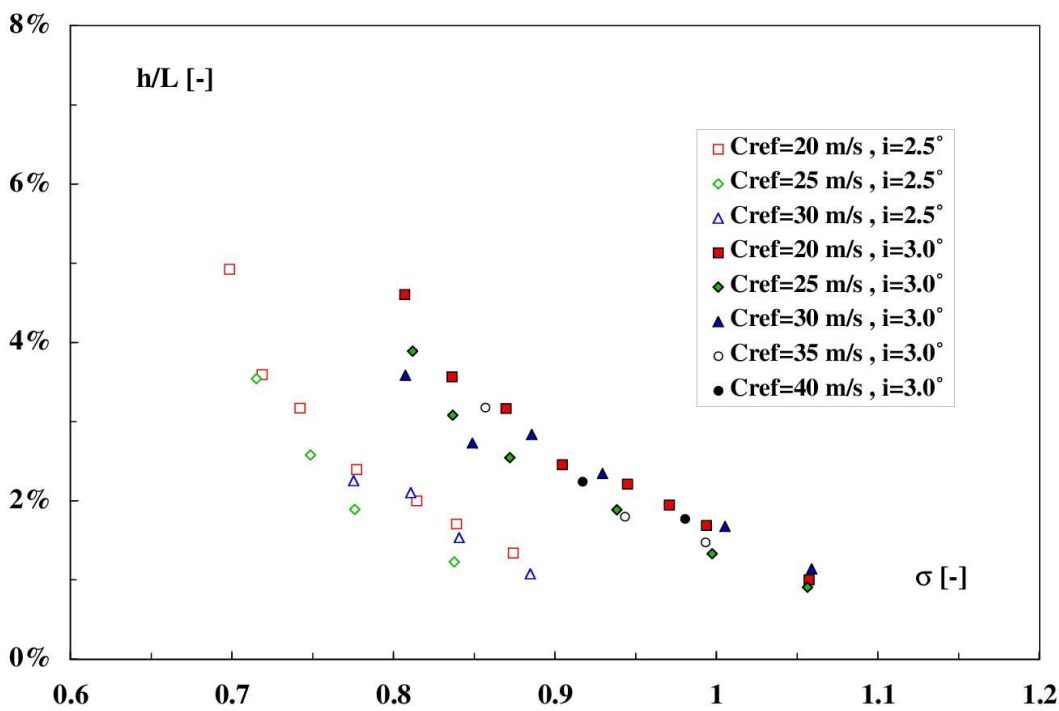


Figure II.1.6: Évolution de la hauteur h/L en fonction de σ

Les mesures réalisées par Farhat (1994b) ont permis d'établir, pour le profil étudié et dans une plage de conditions toutefois limitée, une relation linéaire entre le coefficient de cavitation σ et l'angle d'apparition i_a :

$$i_a \approx 2.77\sigma - 0.8 \quad (\text{II.1.3})$$

L'évolution de la longueur relative de la poche de cavitation en fonction du paramètre $\sigma/[i - i_a(\sigma)]$ est reportée sur la figure II.1.7.

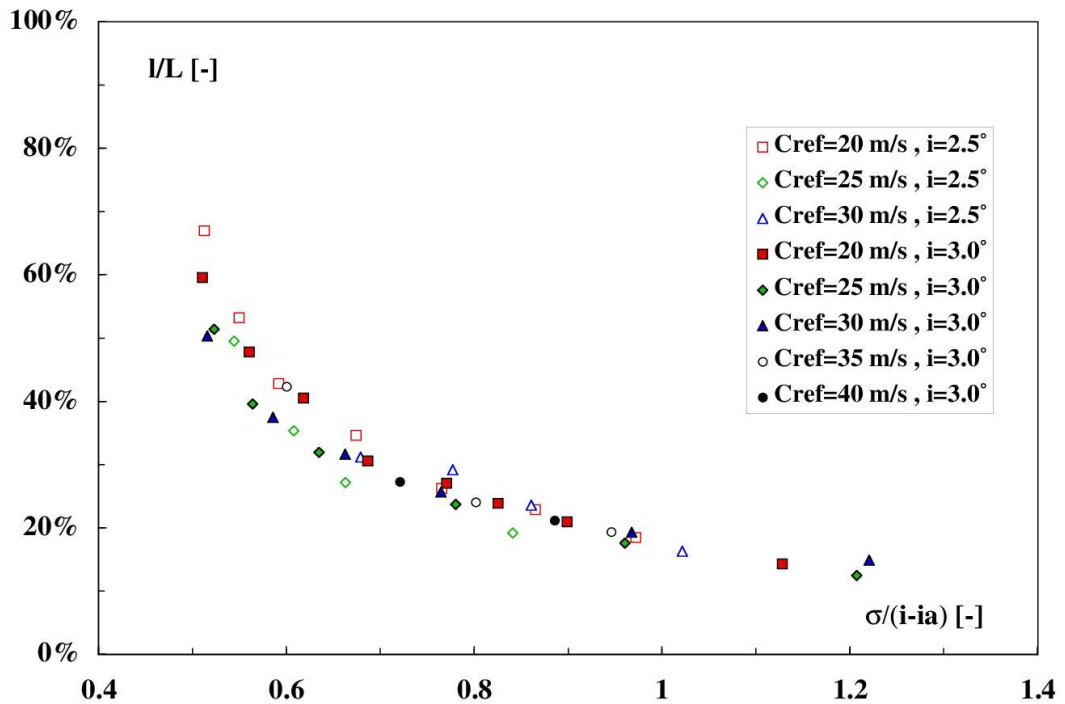


Figure II.1.7: Évolution de la longueur l/L en fonction de $\sigma/[i - i_a(\sigma)]$

Le regroupement observé montre l'efficacité de la méthode, les courbes de la figure II.1.5 étant condensées en une courbe unique ne dépendant que de la géométrie du profil. Soulignons toutefois que cette procédure n'est valable que dans le cas du profil étudié et ne peut être appliquée de façon systématique à tous les types de profils.

Chapitre 2

Champ de pression en paroi

2.1 Profil du coefficient de pression

Les grandeurs statistiques principales du coefficient de pression relatif à chacun des 13 capteurs, i.e. valeur moyenne et écart-type, sont établies à partir de 1024 échantillons. Les écarts-type doivent être considérés à titre indicatif dans la mesure où la fréquence d'échantillonnage (200 Hz) ne permet pas de suivre les fluctuations réelles de la pression.

Les figures II.2.1 à II.2.4 représentent ces grandeurs en fonction de la position sur la corde, pour une incidence de $i = 4^\circ$, 4 vitesses de référence (15, 20, 25 et 32 $m \cdot s^{-1}$) et 3 longueurs de poches (20, 30 et 40%).

Les valeurs moyennes des coefficients de pression ne sont pas altérées lorsque la vitesse de référence C_{ref} varie, comme le montre la figure II.2.5. Les différences observées proviennent des valeurs du coefficient de cavitation σ ajusté afin de conserver la même longueur de poche moyenne. En effet, un léger allongement de celle-ci a été observé lorsque le nombre de Reynolds est augmenté, phénomène déjà observé sur un profil de type NACA 009 (Dupont, 1991). La figure II.2.6 représente ces mêmes profils de C_p corrigés par l'écart entre la valeur du σ correspondant et celle mesurée à 15 $m \cdot s^{-1}$: la vitesse amont C_{ref} a une influence négligeable sur les répartitions de C_p .

La zone se trouvant sous la poche se trouve naturellement à la pression de vapeur : les profils de C_p indiquent une valeur proche de la valeur $-\sigma$.

2.2 Coefficient de pression maximum

Les profils de C_p font apparaître un maximum localisé dans la fermeture immédiate de la poche. Cette recompression a déjà été signalée par Farhat (1994b) et comparée avec succès avec la position de la fermeture, mesurée par des moyens

cinématographiques (Farhat *et al.*, 1992, 1993). Elle est en outre en parfait accord avec les mesures d'érosion entreprises par Simoneau *et al.* (1989) sur un profil bidimensionnel et montrant une perte de masse maximale dans cette même région. En effet, les cavités érosives produites par la poche de cavitation, dont le processus de génération sera étudié ultérieurement, implosent dans cette région sous l'effet de ce gradient de pression localisé.

La zone de recompression, caractérisée par un maximum local, s'étale suivant la corde du profil lorsque la longueur moyenne de la poche de cavitation est augmentée, i.e. lorsque le coefficient de cavitation est diminué. Cette observation est également cohérente avec les mesures d'érosion décrites par Simoneau *et al.* (1989), montrant un étalement de la région érodée. Ce comportement est également remarqué dans l'étude, réalisée par Le *et al.* (1993a) et Le (1989), des distributions statistiques des pics de pression mesurés dans la zone de fermeture de la poche dans un développement de cavitation en Venturi.

Le maximum, très marqué pour les poches de faible longueur, tend à disparaître lorsque le coefficient de cavitation est diminué. Ceci s'explique par la transition du régime stable au régime instable du développement de cavitation. En effet, la situation dite stable observée pour une longueur moyenne de 20% se caractérise par la production de cavités de vapeur de petite taille et par une poche dont la fermeture peut être aisément localisée. La zone de recompression est bien définie, débutant clairement à l'abscisse $x/L \approx 20\%$, comme le montre le premier graphe de la figure II.2.5. Pour les longueurs de poche supérieures, le développement de cavitation est marqué par des fluctuations croissantes de la position de la fermeture de la poche. Les distributions du coefficient de pression font clairement ressortir ce comportement : la zone de recompression s'étale de part et d'autre de la position moyenne de la fermeture de la poche. La disparition du maximum semble donc aller de pair avec l'évolution du développement de cavitation vers une situation similaire à un écoulement de recirculation, avec lâcher de structures tourbillonnaires à l'échelle de la poche de cavitation. Cette situation est à rapprocher des travaux de Kiya et Sasaki (1985) portant sur l'étude de l'écoulement de recirculation derrière une bulle de séparation et des instabilités qui lui sont associées.

2.3 Profil de l'écart-type de la pression

Les écarts-type de la pression mesurée à la cadence de 200 kHz par les modules rapides LeCroy[®] 6810, sont calculés dans la bande de fréquences [0, 100 kHz]. Il est intéressant de noter que la comparaison des distributions des valeurs quadratiques centrées peut être effectuée dans n'importe quelle bande de fréquence significative. En effet, si l'on admet que les pics de pression sont assimilables à des

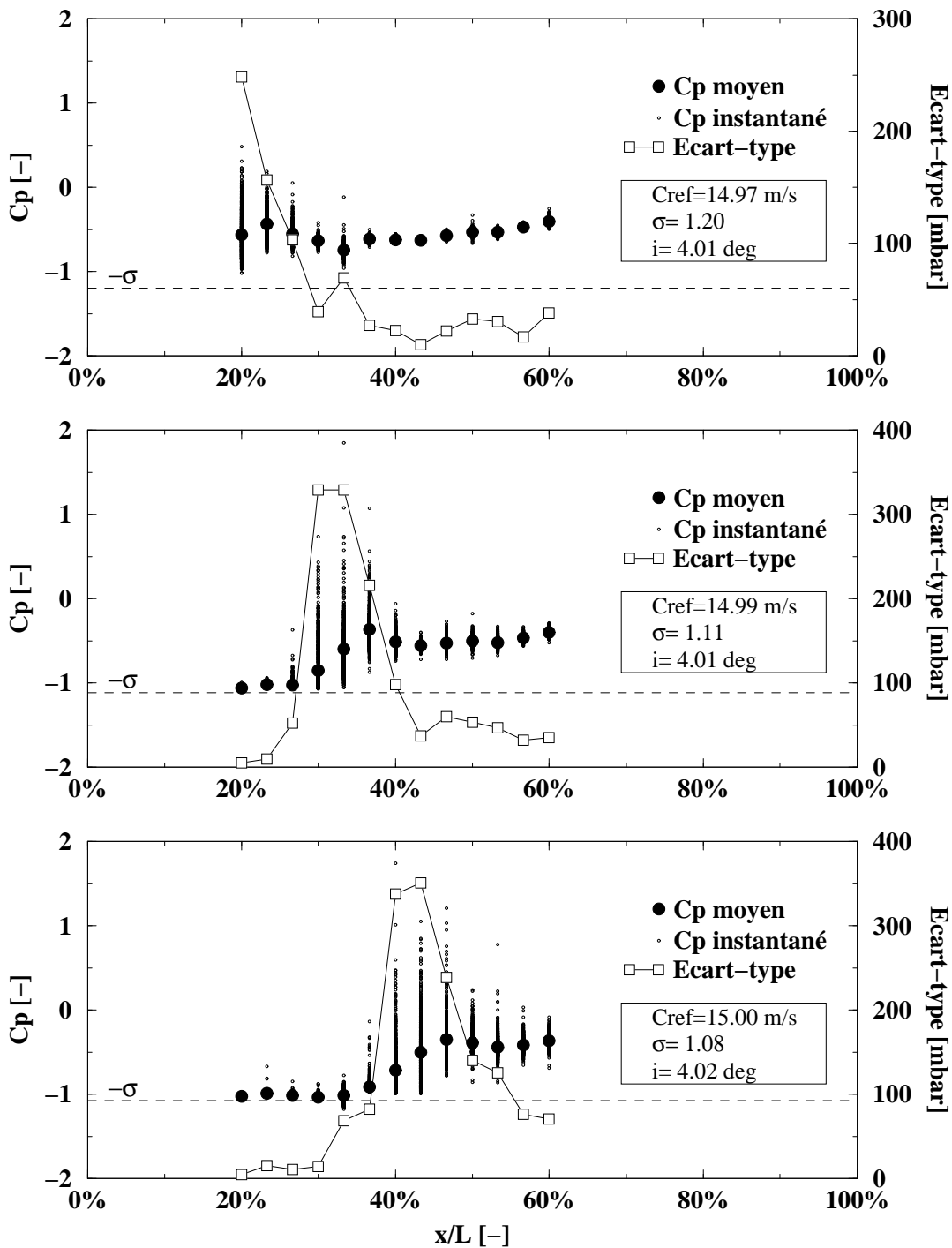


Figure II.2.1: Valeurs instantanées, moyennes et écarts-type centrés du coefficient de pression le long de la corde du profil.

$$C_{ref} = 15 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}, i = 4^\circ, l/L = 20, 30, 40\%$$

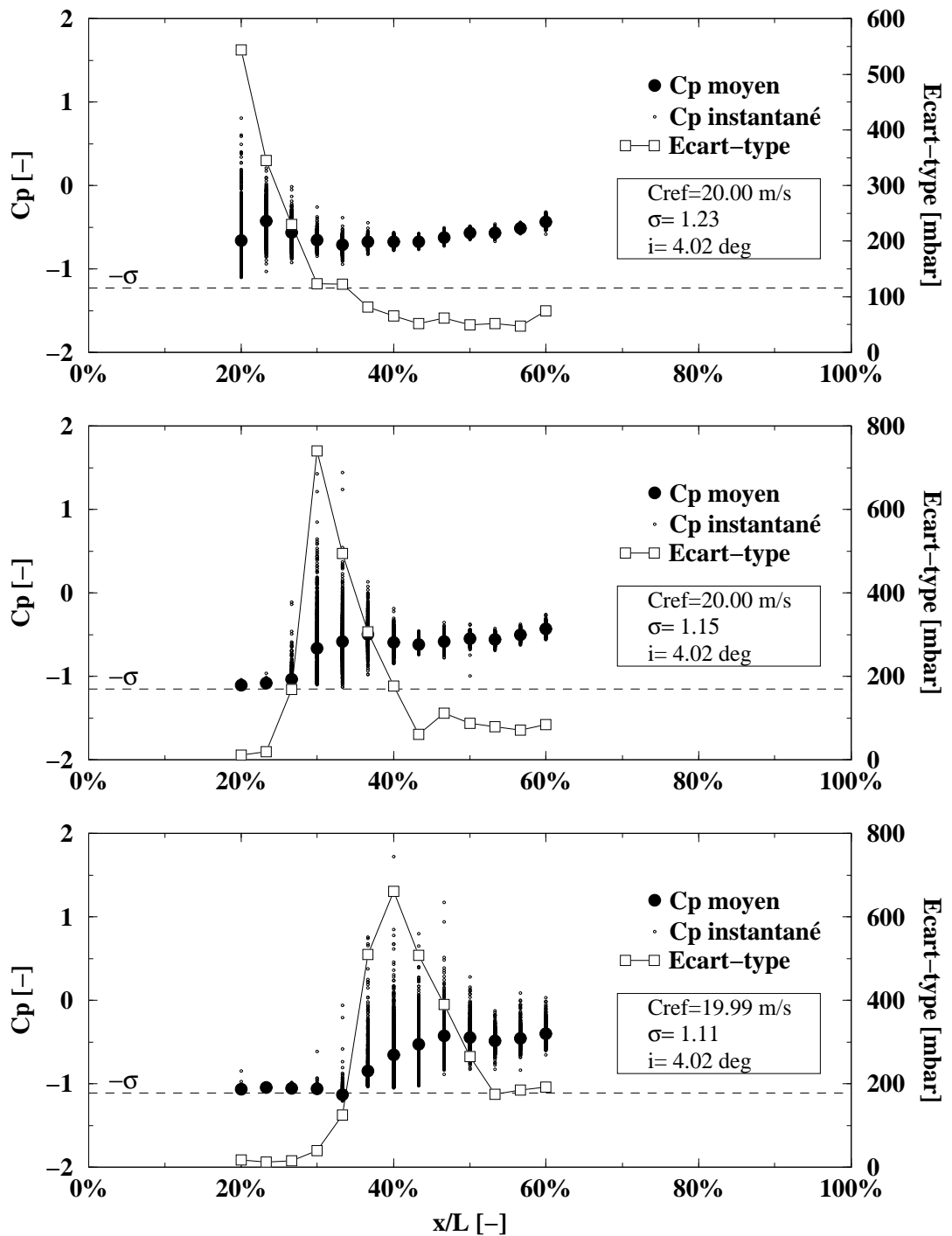


Figure II.2.2: Valeurs instantanées, moyennes et écarts-type centrés du coefficient de pression le long de la corde du profil I.

$$C_{ref} = 20 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}, i = 4^\circ, l/L = 20, 30, 40\%$$

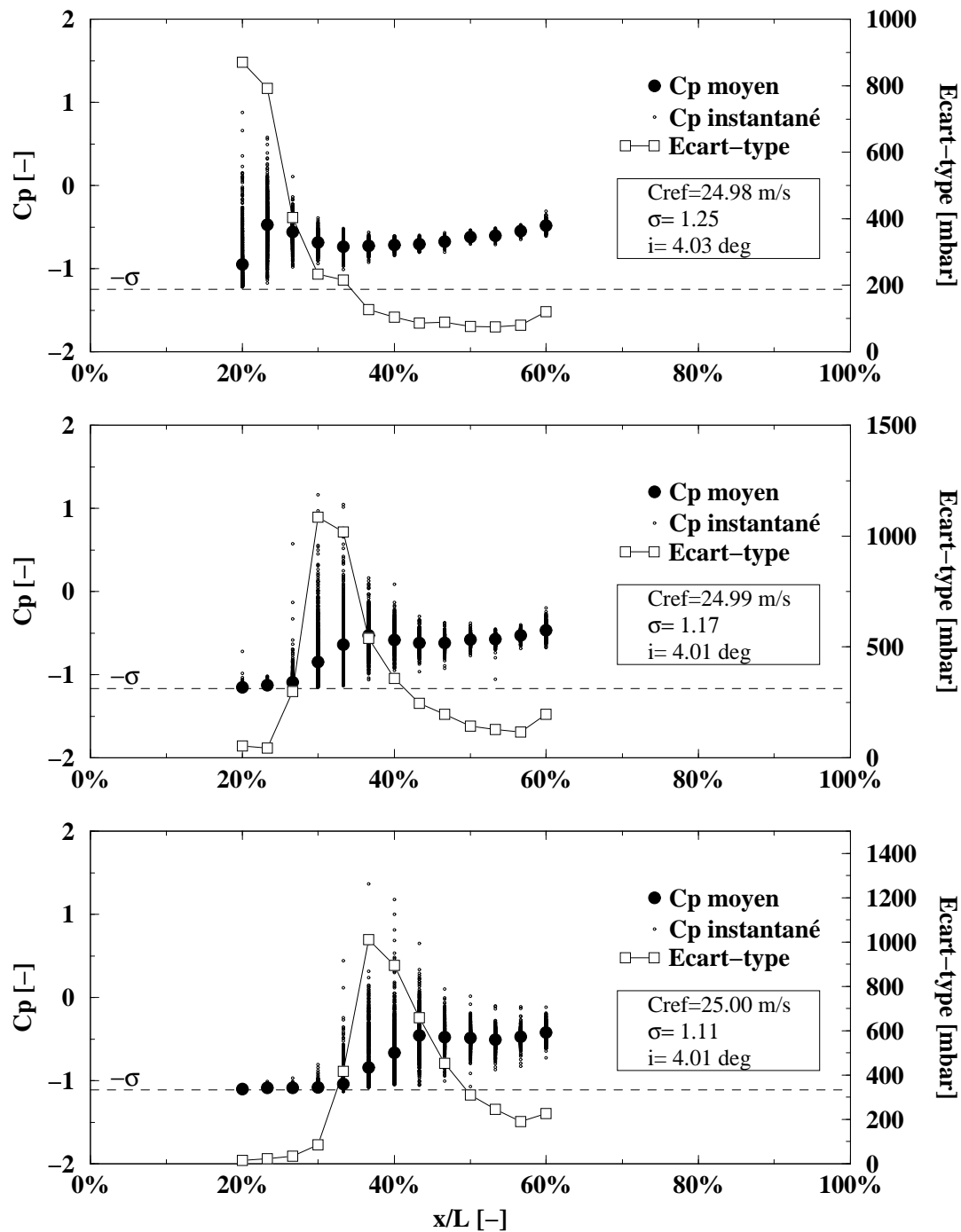


Figure II.2.3: Valeurs instantanées, moyennes et écarts-type centrés du coefficient de pression le long de la corde du profil I.

$$C_{ref} = 25 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}, i = 4^\circ, l/L = 20, 30, 40\%$$

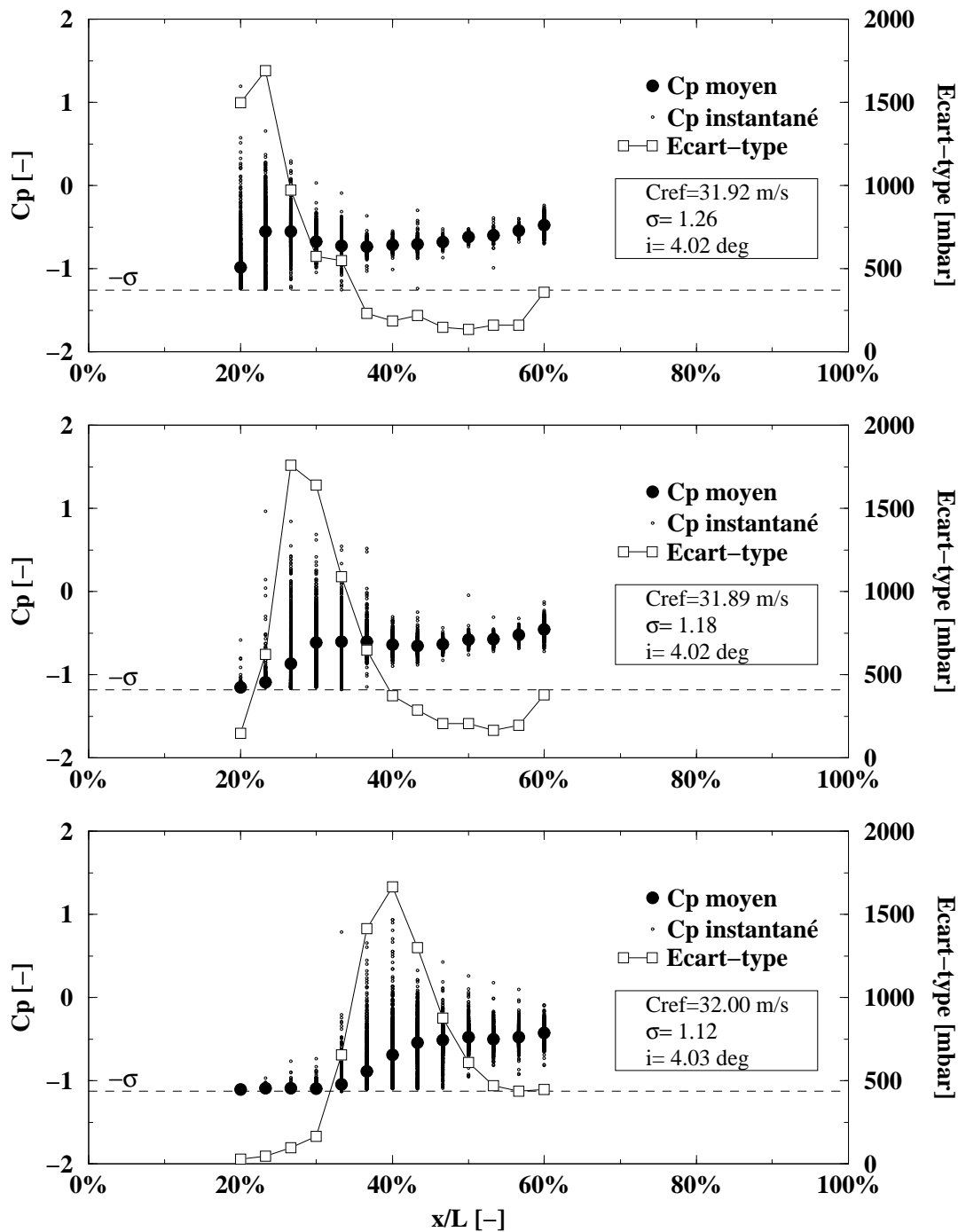


Figure II.2.4: Valeurs instantanées, moyennes et écarts-type centrés du coefficient de pression le long de la corde du profil I.

$$C_{ref} = 32 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}, i = 4^\circ, l/L = 20, 30, 40\%$$

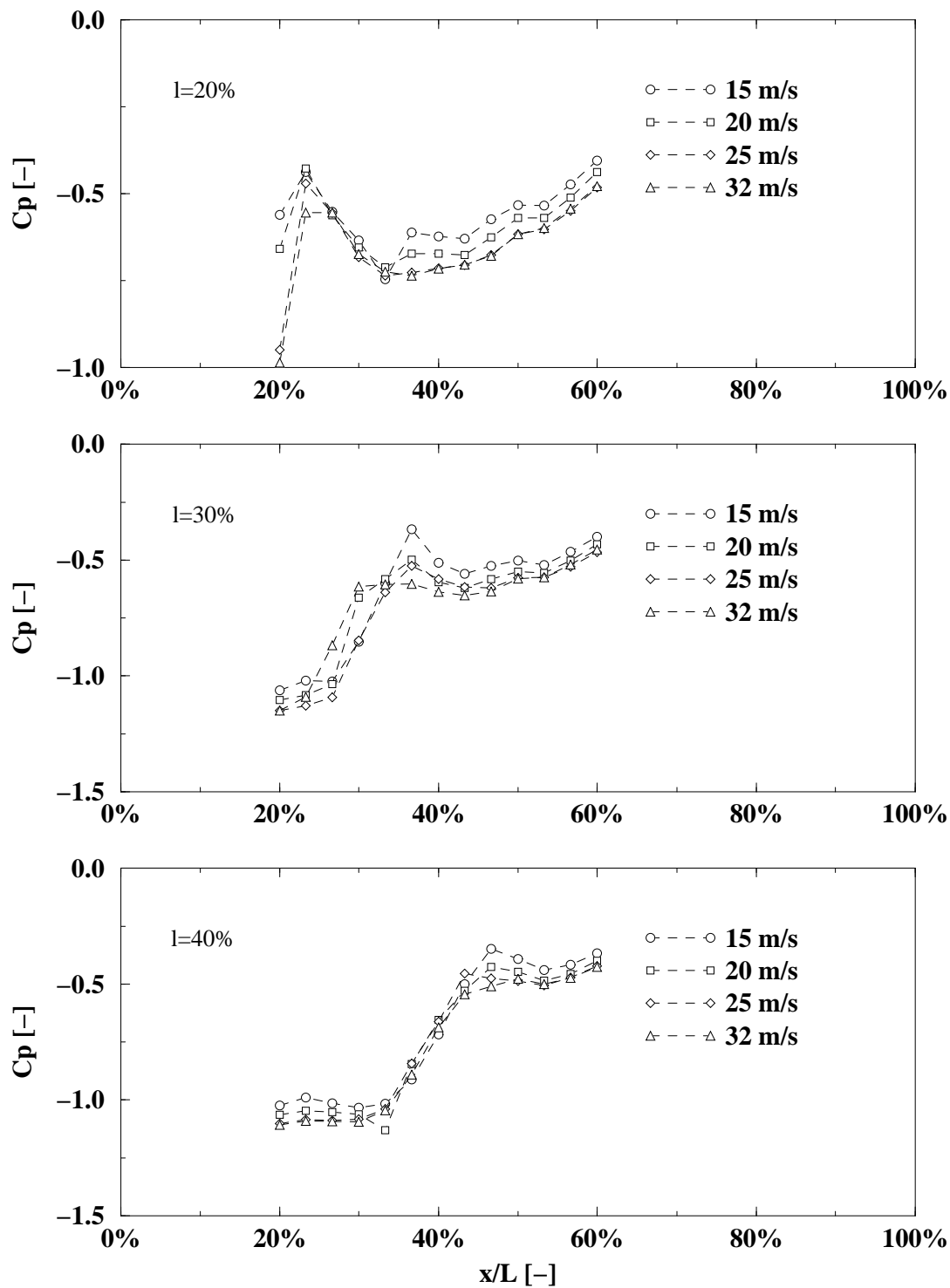


Figure II.2.5: Évolution du coefficient de pression moyen en fonction de C_{ref} .
 $i = 4^\circ$, $l/L = 20, 30, 40\%$

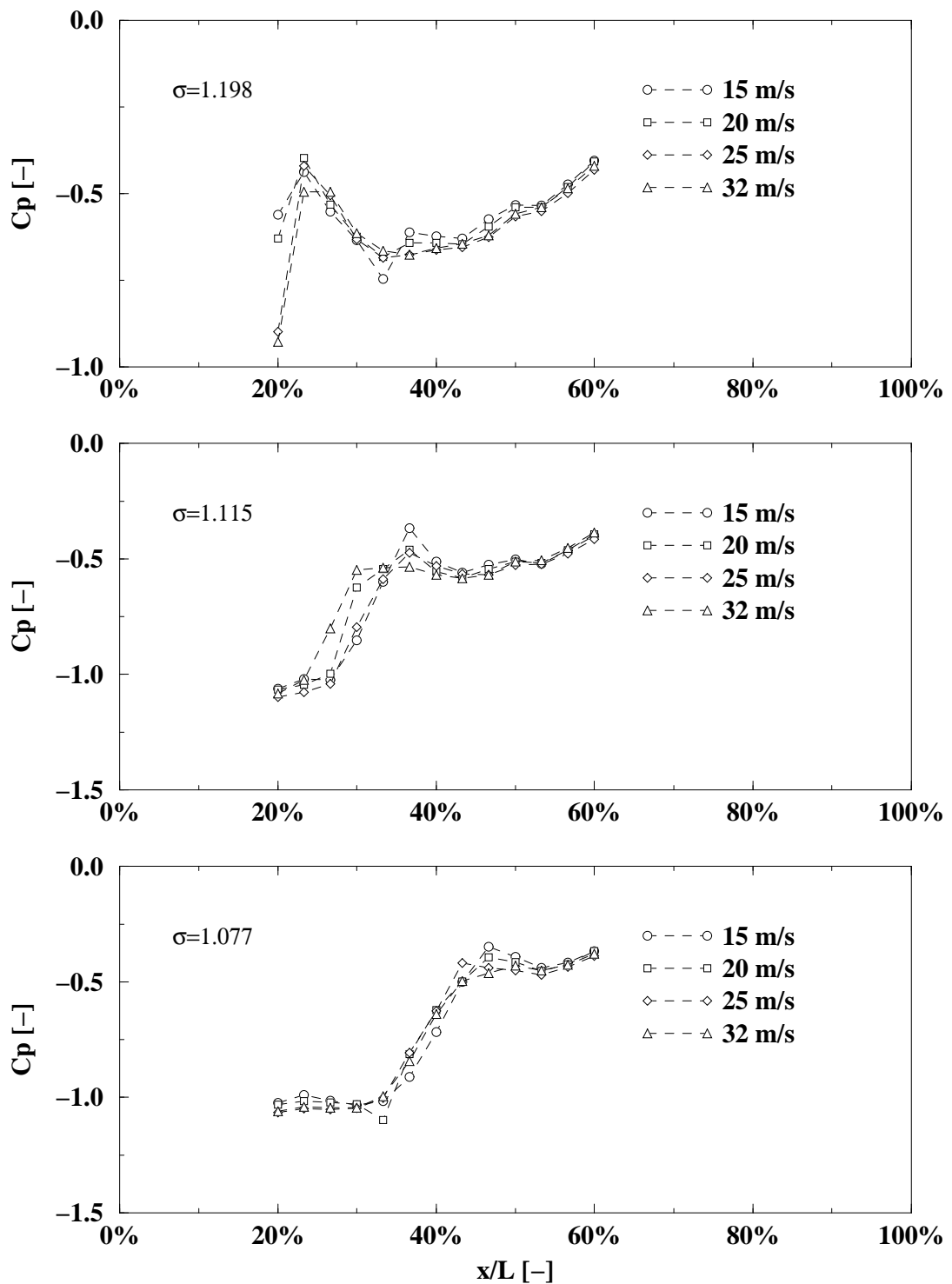


Figure II.2.6: Évolution du coefficient de pression moyen en fonction de C_{ref} .
 $i = 4^\circ$, $\sigma = 1.198, 1.115, 1.077$

impulsions de Dirac, chaque impulsion aura une contribution dans toute la plage de fréquences couverte par le capteur (et définie par l'étalonnage dynamique). Cette contribution se manifestera par une translation en amplitude de tout le spectre. Par conséquent, le choix de la bande de fréquences pour le calcul de l'énergie du signal n'est pas primordiale. La bande choisie (de 0 à 100 kHz) permet de prendre en compte le maximum d'information, compte tenu de la fréquence d'échantillonnage.

L'écart-type des pressions, reporté sur la figure II.2.7, montre que les fluctuations de pression atteignent un maximum dans la région entourant la fermeture de la cavité principale. Le maximum de ces fluctuations est clairement influencé par la vitesse amont, comme l'illustre la figure II.2.8 où nous représentons les profils de la figure II.2.7 normalisés par la pression dynamique de référence définie par $(\rho C_{ref}^2/2)$. En outre, le coefficient de cavitation joue un rôle mineur sur ce maximum, se manifestant principalement par une légère diminution de celui-ci lorsque σ est abaissé. Ce comportement peut s'expliquer par l'étalement de la zone de fluctuations avec l'augmentation de la longueur de la poche, et rejoint les commentaires relatifs aux répartitions du coefficient de pression. Enfin, la position du maximum se déplace vers l'amont lorsque C_{ref} augmente, en particulier pour les longueurs de poche croissantes. Ce dernier point peut s'expliquer par la présence d'un jet rentrant dont l'énergie cinétique croît avec celle de l'écoulement moyen. Ainsi, les cavités sont lâchées plus à l'amont avec des dimensions plus importantes. La transition vers ce régime n'apparaît que pour $C_{ref} = 32 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ lorsque $l/L = 30\%$.

2.4 Écart-type de la pression en fonction de σ et de x/L

La figure II.2.9 représente les valeurs de l'écart-type de la pression en fonction du coefficient de cavitation σ , relativement à la position de chaque capteur de pression. Les deux conditions illustrées correspondent aux deux vitesses 15 et $32 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$. Les longueurs représentées couvrent une plage allant de 10 à 40% par pas de 5%.

Cette représentation permet de mettre en évidence l'étendue des zones de fluctuation de la poche en fonction de sa longueur. La position des maxima correspond à la zone de fermeture de la poche. L'allure de la courbe décrite par ces maxima est similaire à celle de l'évolution de la longueur l de la poche en fonction du coefficient de cavitation, comme nous l'avons établi au chapitre §1 (voir également les travaux de Farhat *et al.*, 1992; Le, 1989).

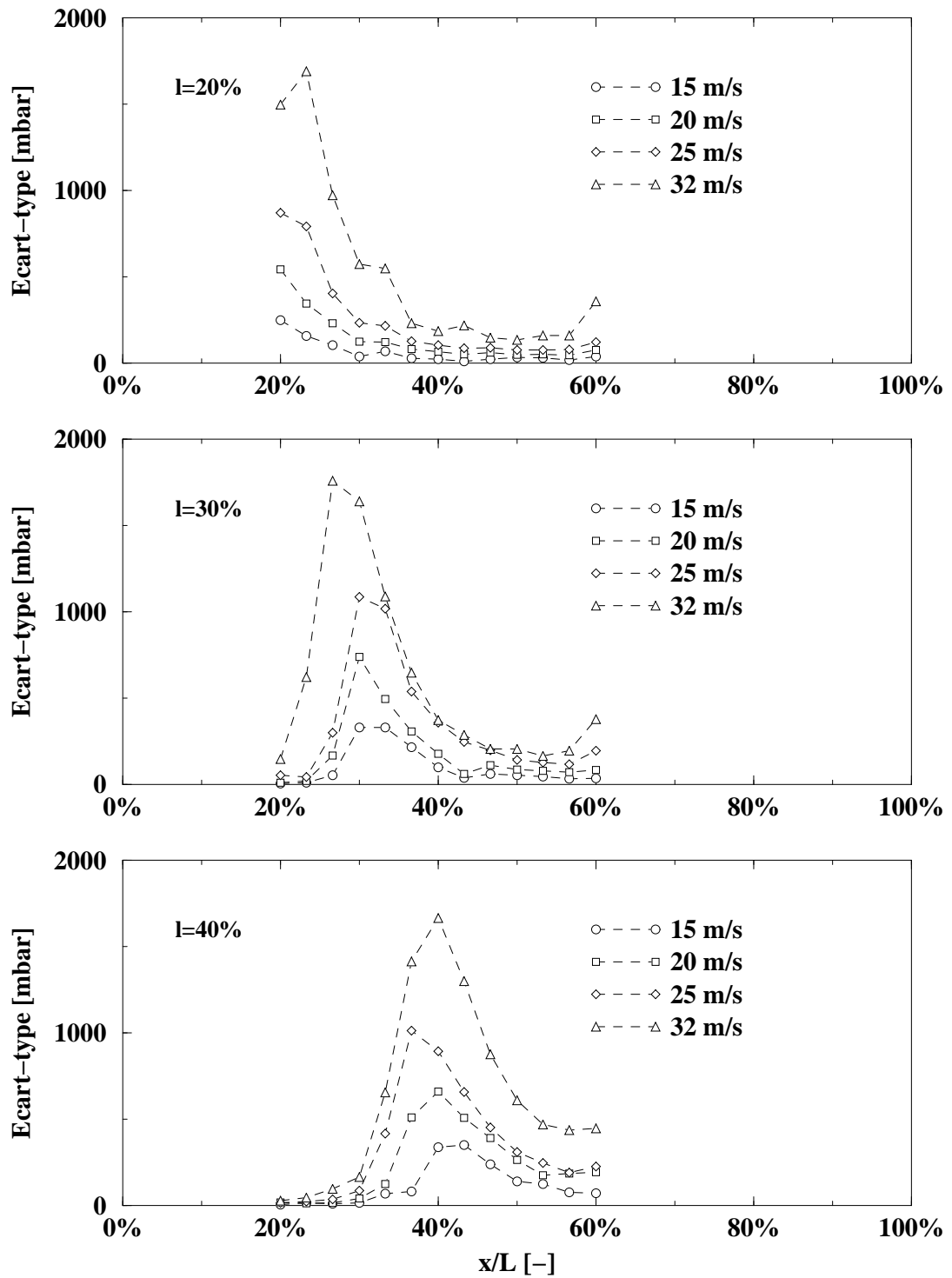


Figure II.2.7: Évolution de l'écart-type des pressions en fonction de C_{ref} .
 $i = 4^\circ$, $l/L = 20, 30, 40\%$

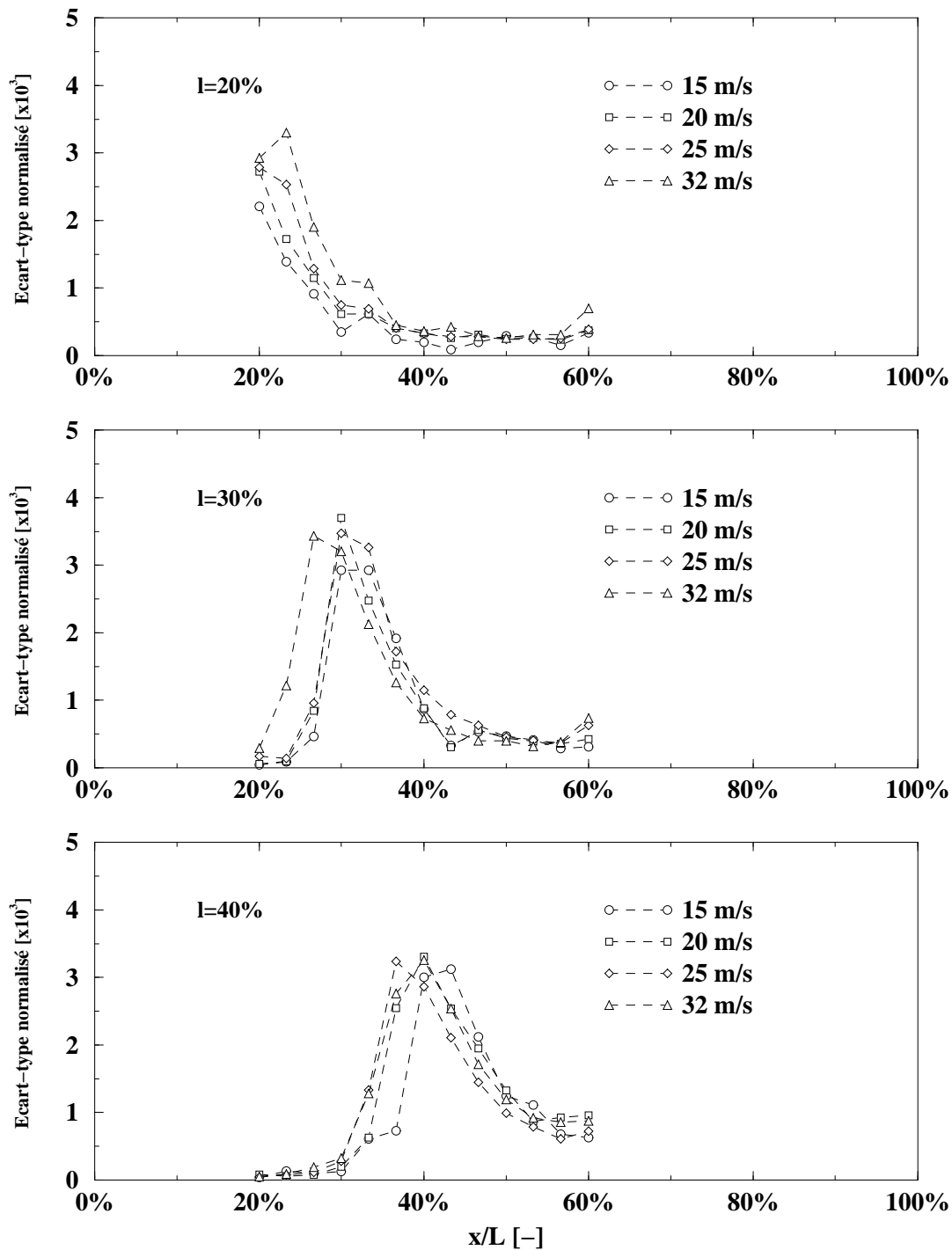


Figure II.2.8: Évolution de l'écart-type des pressions normalisé.
 $i = 4^\circ$, $l/L = 20, 30, 40\%$

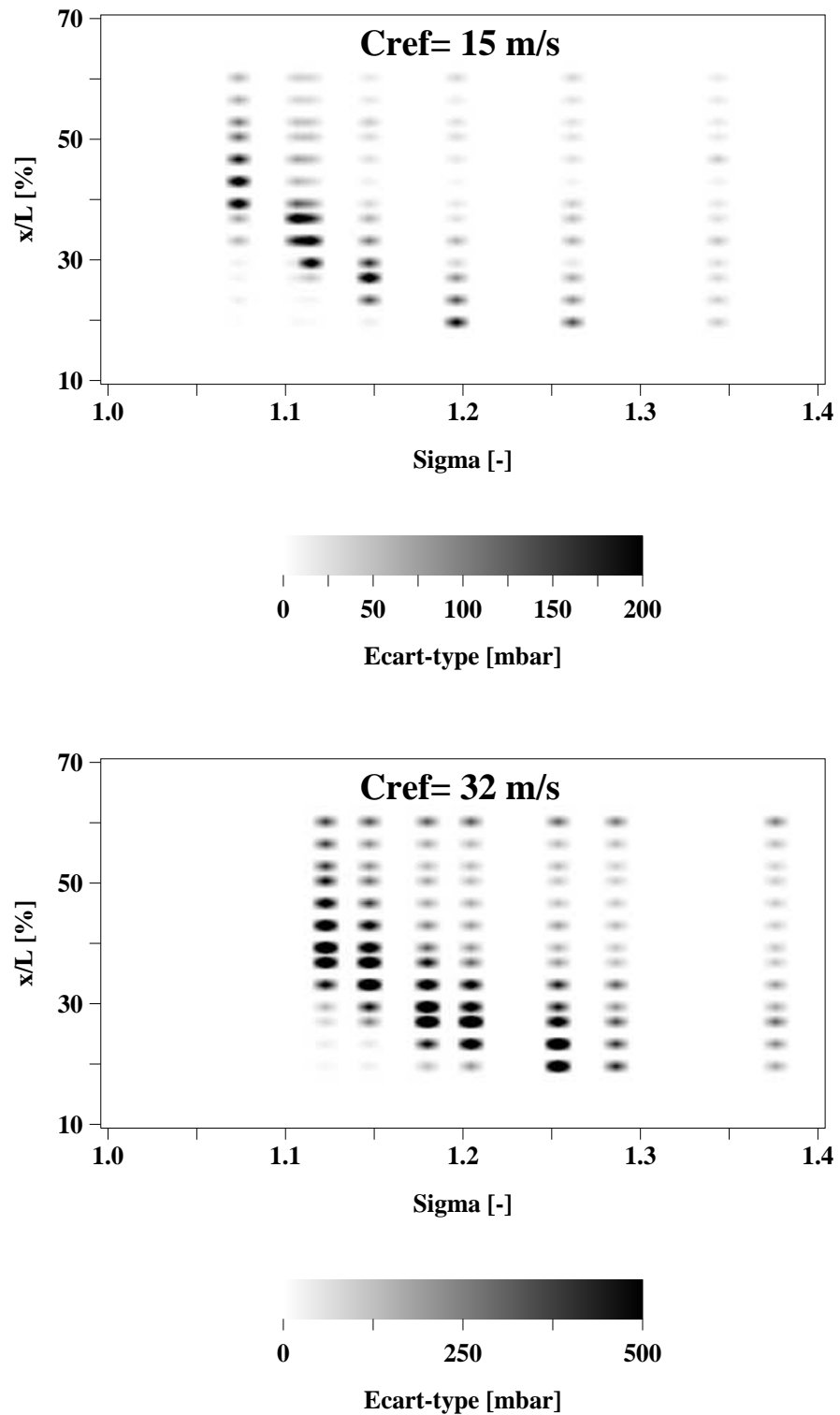


Figure II.2.9: Évolution de l'écart-type des pressions en fonction de σ et de l'abscisse x/L .
 $i = 4^\circ$, $C_{ref} = 15, 32 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$

Chapitre 3

Taux de production des cavités tourbillonnaires

3.1 Représentations temps-échelle

Les figures II.3.1 ($i = 4^\circ$, $C_{ref} = 30 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, $l/L \approx 20\%$) et II.3.2 ($i = 6^\circ$, $C_{ref} = 30 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, $l/L \approx 20\%$) représentent l'analyse en ondelettes du signal électrique fourni par la photodiode. Les conditions hydrodynamiques sont, respectivement, caractéristiques d'un développement de cavitation présentant une poche de type stable et d'une situation où la poche se comporte de manière dite instable (lâcher périodique de structures de vapeur).

Sur chaque figure, sont reportés successivement le signal original (l'unité est le Volt), la partie réelle de sa transformée en ondelettes continue, le module de celle-ci et enfin la carte des maxima locaux d'énergie. La représentation de la partie réelle permet d'analyser de façon plus aisée l'information contenue dans le signal. Elle fait apparaître les oscillations caractéristiques de l'ondelette d'analyse. Les coefficients des ondelettes ont été normalisés par le maximum absolu afin de faciliter la comparaison des figures.

Les variations brutales du signal, dues au passage des cavités sous le faisceau de mesure, sont détectées par l'analyse en ondelettes. Ces fluctuations, comparables à des impulsions de type Dirac, se retrouvent sur les figures de *CWT* sous la forme de maxima localisés autour d'un instant t et s'étalant sur l'ensemble des échelles ϕ . Ceci est particulièrement mis en évidence dans la situation à poche de cavitation instable (figure II.3.2). La périodicité décrivant le phénomène de lâcher des cavités par la poche, clairement illustré par le signal en temps, est également parfaitement détectée par l'analyse en ondelettes, tant sur la figure du module des coefficients que sur la carte des maxima d'énergie. Le simple dénombrement des événements permet d'établir une fréquence de lâcher f_c de l'ordre de 450 Hz . Le calcul du nombre de Strouhal $S = lf_c/C_{ref}$, avec $l = 20\%$ et $C_{ref} = 30 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, donne une valeur de 0.3,

proche des valeurs classiques établies dans la littérature (Farhat *et al.* 1992, Kubota *et al.* 1987).

Les événements régis par cette fréquence se trouvent localisés autour d'une échelle ϕ particulière (≈ 60 sur l'échelle logarithmique de base 2). À l'aide de la relation (I.4.10), la longueur λ associée à cette échelle ϕ est égale à approximativement 13 mm . Cette dimension est en accord avec les observations visuelles réalisées en cours d'expérience ainsi qu'avec les mesures par caméra vidéo effectuées dans le cadre des mesures de volume étudiées plus loin.

D'autres fréquences caractéristiques peuvent être relevées sur l'image de la CWT de la figure II.3.2. En particulier, il est possible de distinguer une série d'événements se produisant à une fréquence de l'ordre de 95 Hz et autour de la valeur 40 sur l'échelle logarithmique relative à ϕ . Une analyse portant sur plusieurs lots du signal est nécessaire afin de commenter plus en profondeur cette observation. Pour cela, nous nous proposons de poursuivre notre étude sur la base des histogrammes d'événements établis d'après les figures des maxima d'énergie, permettant un dénombrement des événements par taille de structure.

3.2 Analyse statistique

3.2.1 Observations sur les densités d'événements

Les figures II.3.3 et II.3.4 représentent les densités \hat{n} d'événements (nombre d'événements par unité de temps et par unité de longueur, celle-ci provenant de la division par la largeur de classe δ) en fonction de la taille λ des structures. Les deux incidences étudiées sont reportées (4° et 6°), chaque figure reproduisant les densités pour les trois longueurs de poche (20, 30, et 40%) et pour les vitesses de référence C_{ref} considérées. Seules les longueurs de structure inférieures à 50 mm sont considérées. En effet, il est raisonnable de penser que la longueur maximale d'une structure sera toujours inférieure à la longueur moyenne de la poche de cavitation.

Mode stable

Les courbes de densités relatives à l'incidence de 4° ne présentent pas de différences notables en fonction des changements de vitesse et de σ . Aucune taille de structure particulière n'est mise en évidence. Ceci est caractéristique du développement de cavitation considéré, où la poche est stable, produisant des cavités de vapeur de petite taille, générées sur toute l'envergure du profil. Elles proviennent de la rupture de filaments tourbillonnaires transversaux, créés au départ de la poche,

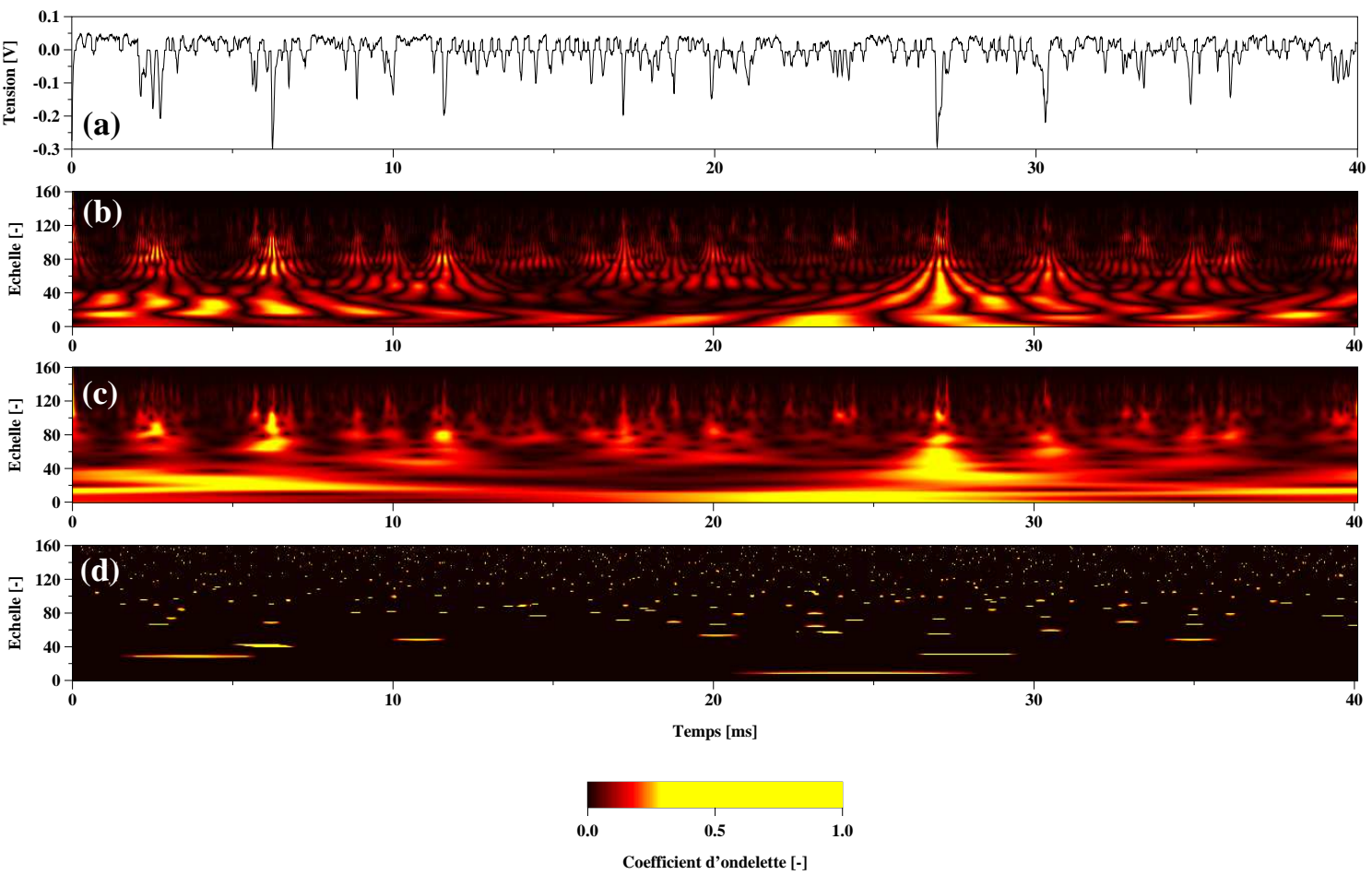


Figure II.3.1 : Représentations temps-échelle, $i = 4^\circ$, $C_{ref} = 30 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, $1/L \approx 20\%$: (a) Signal temporel ; (b) Partie réelle des coefficients d'ondelette ; (c) Module des coefficients d'ondelette ; (d) Maxima locaux d'énergie.

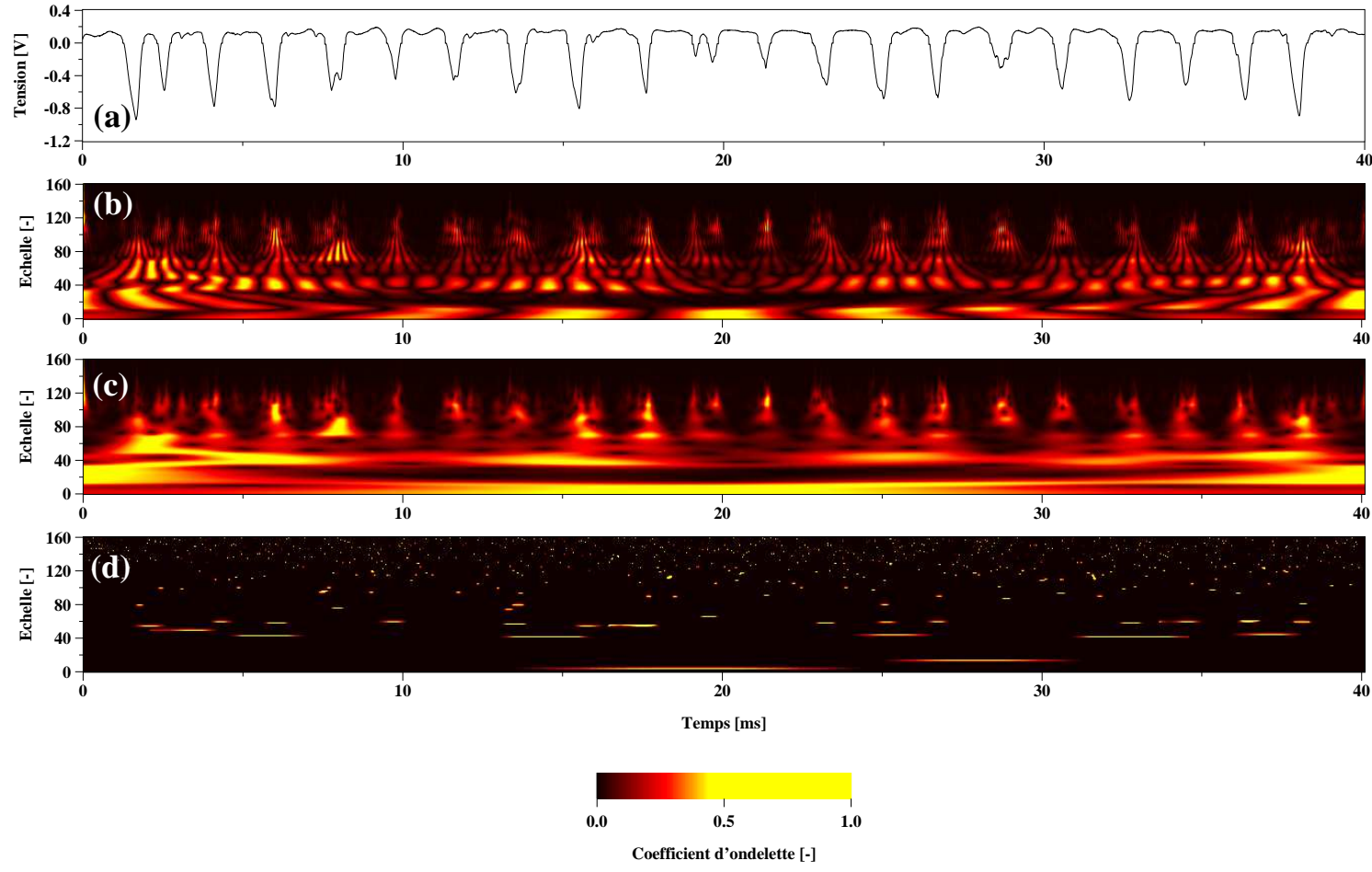


Figure II.3.2: Représentations temps-échelle, $i = 6^\circ$, $C_{ref} = 30 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, $l/L \approx 20\%$: (a) Signal temporel ; (b) Partie réelle des coefficients d'ondelette ; (c) Module des coefficients d'ondelette ; (d) Maxima locaux d'énergie.

par des instabilités de type Kelvin-Helmholtz dues au cisaillement existant au niveau de l'interface eau-vapeur (voir Saffman 1992, §8.2 et Avellan *et al.* 1988).

Mode instable

Les densités établies à l'incidence de 6° (figure II.3.4) sont caractéristiques du comportement dit instable de la poche de cavitation. Bien que leur allure générale soit très proche des densités mesurées à l'incidence de 4° , elles mettent en évidence l'existence d'une taille de structure principale autour de laquelle la densité présente un maximum local. Les valeurs de λ relevées sur ces graphiques montrent que cette taille correspond approximativement à $1/3$ de la longueur l de la poche de cavitation partielle. Un deuxième maximum peut être relevé pour une valeur de λ correspondant à environ $2/3$ de l . Ce résultat est à rapprocher des cycles de lâcher périodique de cavités proposés par Le *et al.* (1993a) et Kubota *et al.* (1987).

En outre, la largeur de la bande entourant chacune de ces longueurs principales s'élargit lorsque la valeur de σ décroît (l croît), à l'opposé de l'amplitude des pics qui diminue. Pour une valeur donnée du coefficient de cavitation σ , la densité autour de ces valeurs caractéristiques λ augmente avec la vitesse.

Ces observations sont caractéristiques d'un processus obéissant à une loi de type Strouhal. Afin de mettre en évidence ceci, nous nous proposons de travailler sur la base des histogrammes cumulés \hat{N} .

3.2.2 Formulations statistiques

Répartitions d'événements

Les répartitions d'événements $\hat{N}(\lambda)$, ou histogrammes cumulés, sont représentés sur les figures II.3.5 et II.3.6. Une représentation en échelle log-log montre une tendance linéaire entre les logarithmes de \hat{N} et de λ dans la gamme de longueurs $[0, 50 \text{ mm}]$, correspondant à une loi en puissance en échelles linéaires. La relation entre les deux grandeurs peut donc être mise sous la forme suivante :

$$\begin{aligned} \ln \hat{N} &= A \ln \lambda + B \\ \hat{N} &= k_{C_{ref}} \lambda^A \end{aligned} \quad (\text{II.3.1})$$

Le calcul de la droite de régression selon la méthode des moindres carrés donne, pour chaque courbe, une valeur pour la puissance A sensiblement égale à -1 , le coefficient $k_{C_{ref}}$ dépendant de la vitesse.

L'influence de la vitesse de référence C_{ref} est clairement mise en évidence sur les histogrammes cumulés. En divisant chaque répartition par la vitesse correspondante, nous obtenons les figures II.3.7 et II.3.8. Toutes les répartitions \hat{N}/C_{ref} sont réunies sous une seule courbe. Par conséquent, la relation (II.3.1) devient :

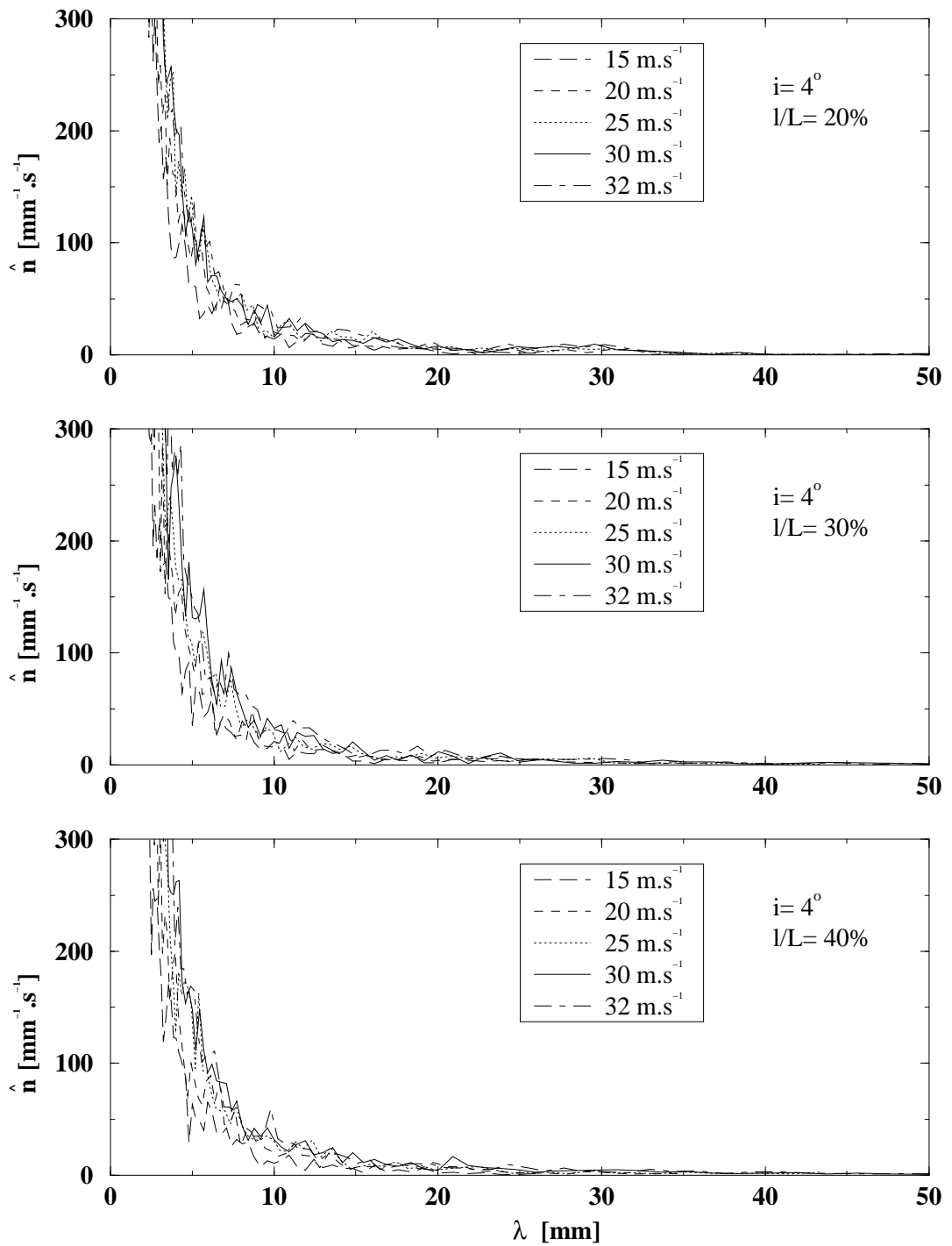


Figure II.3.3: Densités d'événements en fonction de λ .
 $i = 4^\circ$, $l/L = 20, 30, 40\%$

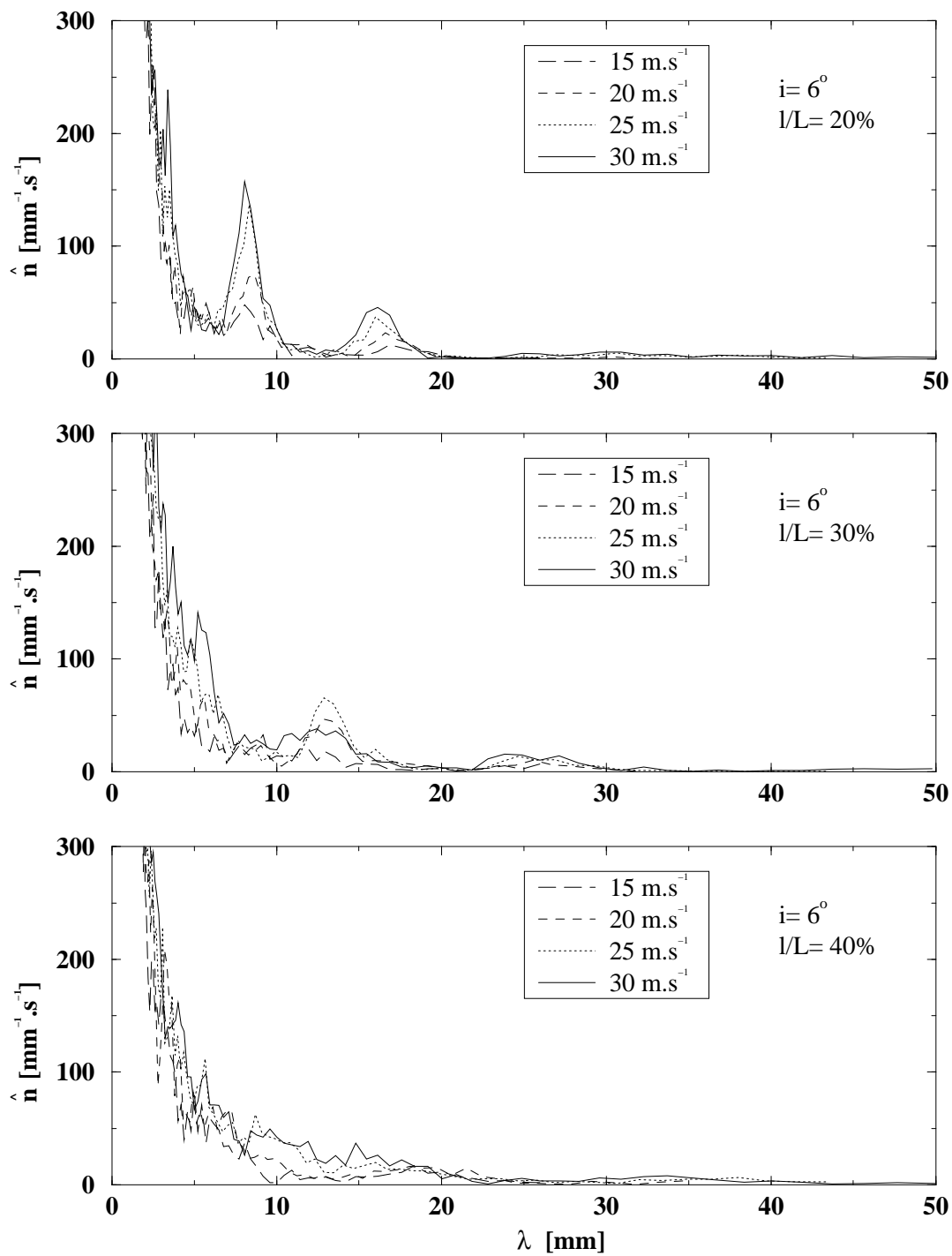
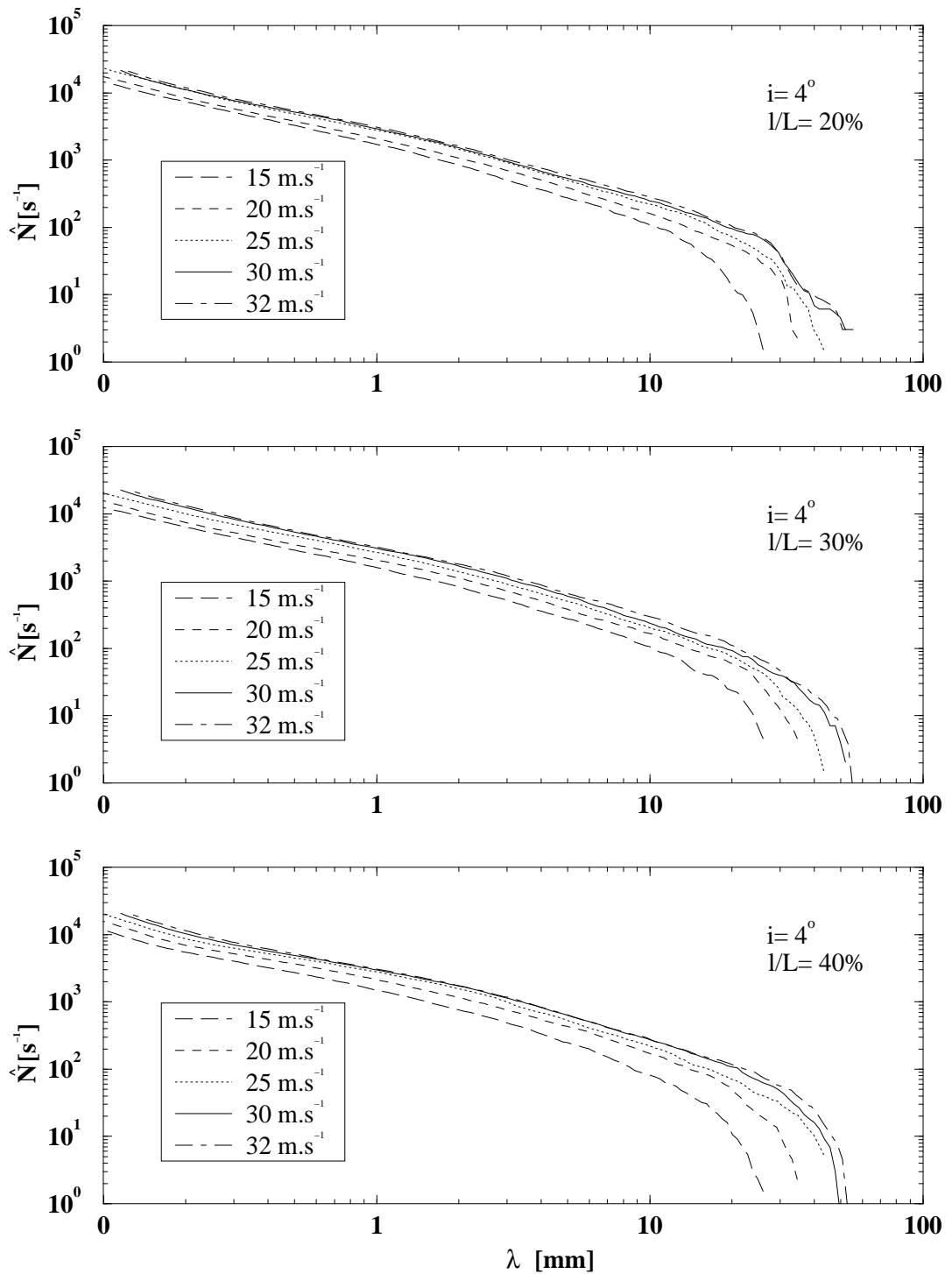


Figure II.3.4: Densités d'événements en fonction de λ .
 $i = 6^\circ, l/L = 20, 30, 40\%$

Figure II.3.5: Répartitions d'événements en fonction de λ . $i = 4^\circ, l/L = 20, 30, 40\%$

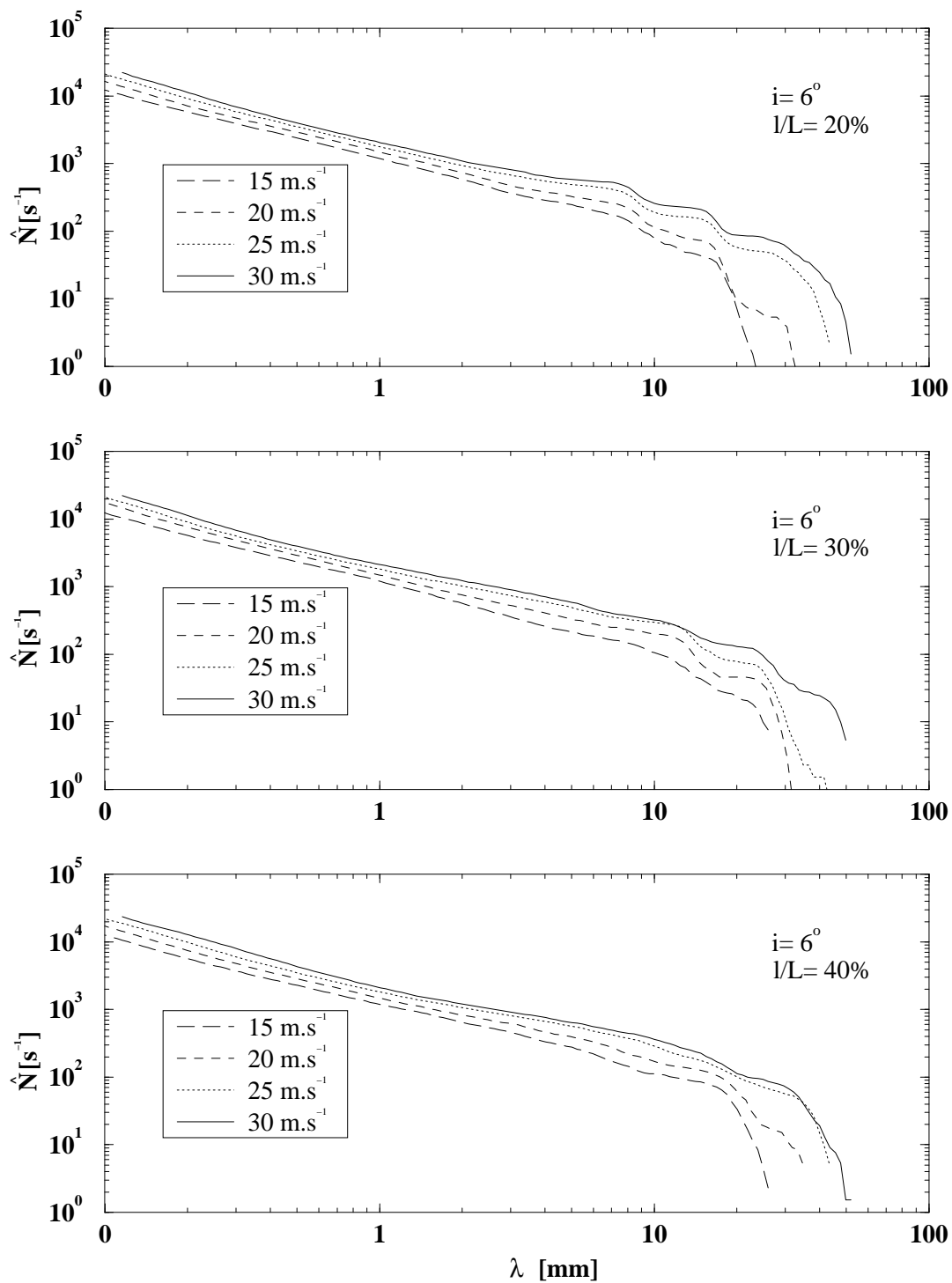
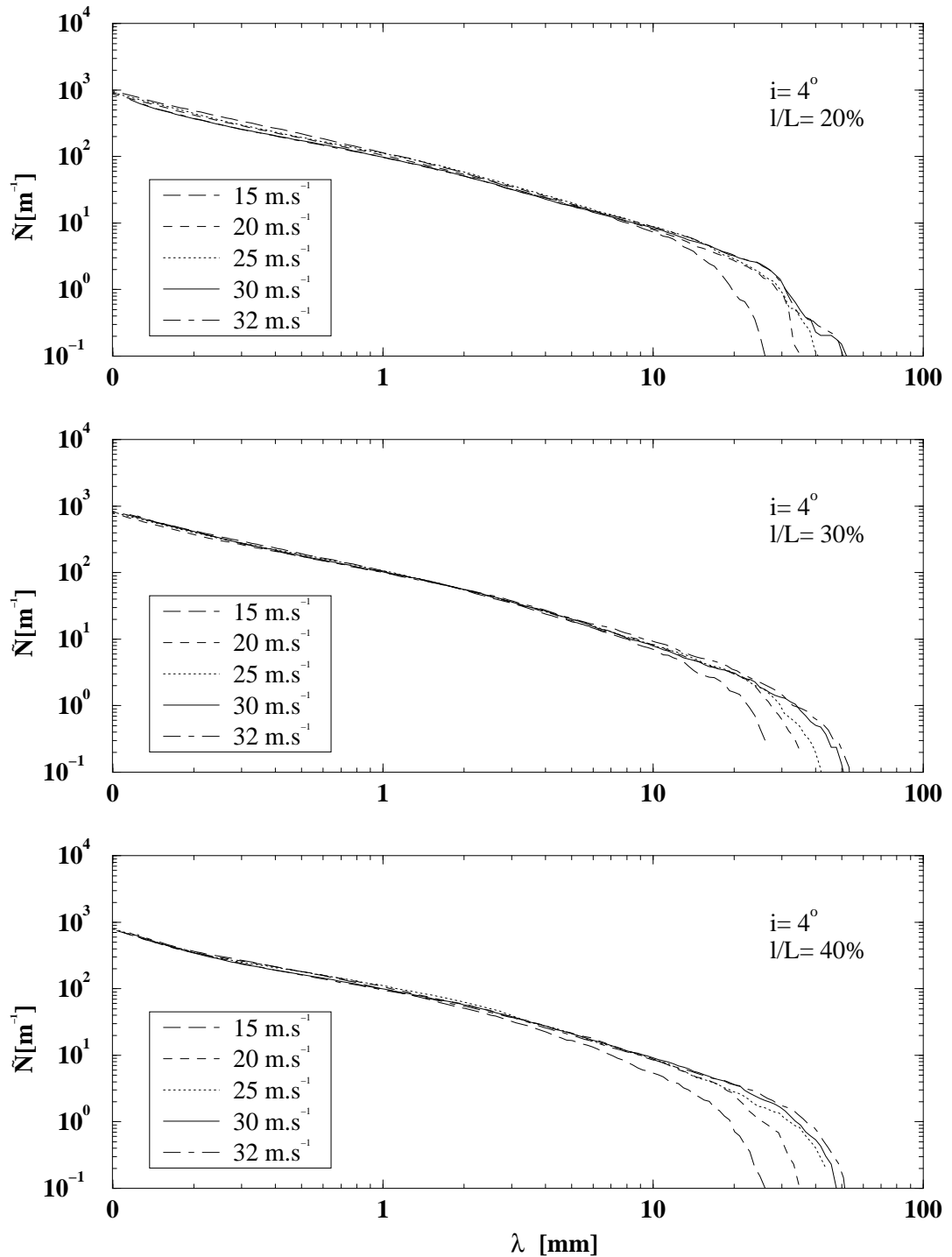


Figure II.3.6: Répartitions d'événements en fonction de λ .
 $i = 6^\circ, l/L = 20, 30, 40\%$

$$\hat{N}(\lambda) = k \frac{C_{ref}}{\lambda} \quad k \text{ constante} \quad (\text{II.3.2})$$

Figure II.3.7: Répartitions normalisées en fonction de λ .

$i = 4^\circ$, $l/L = 20, 30, 40\%$

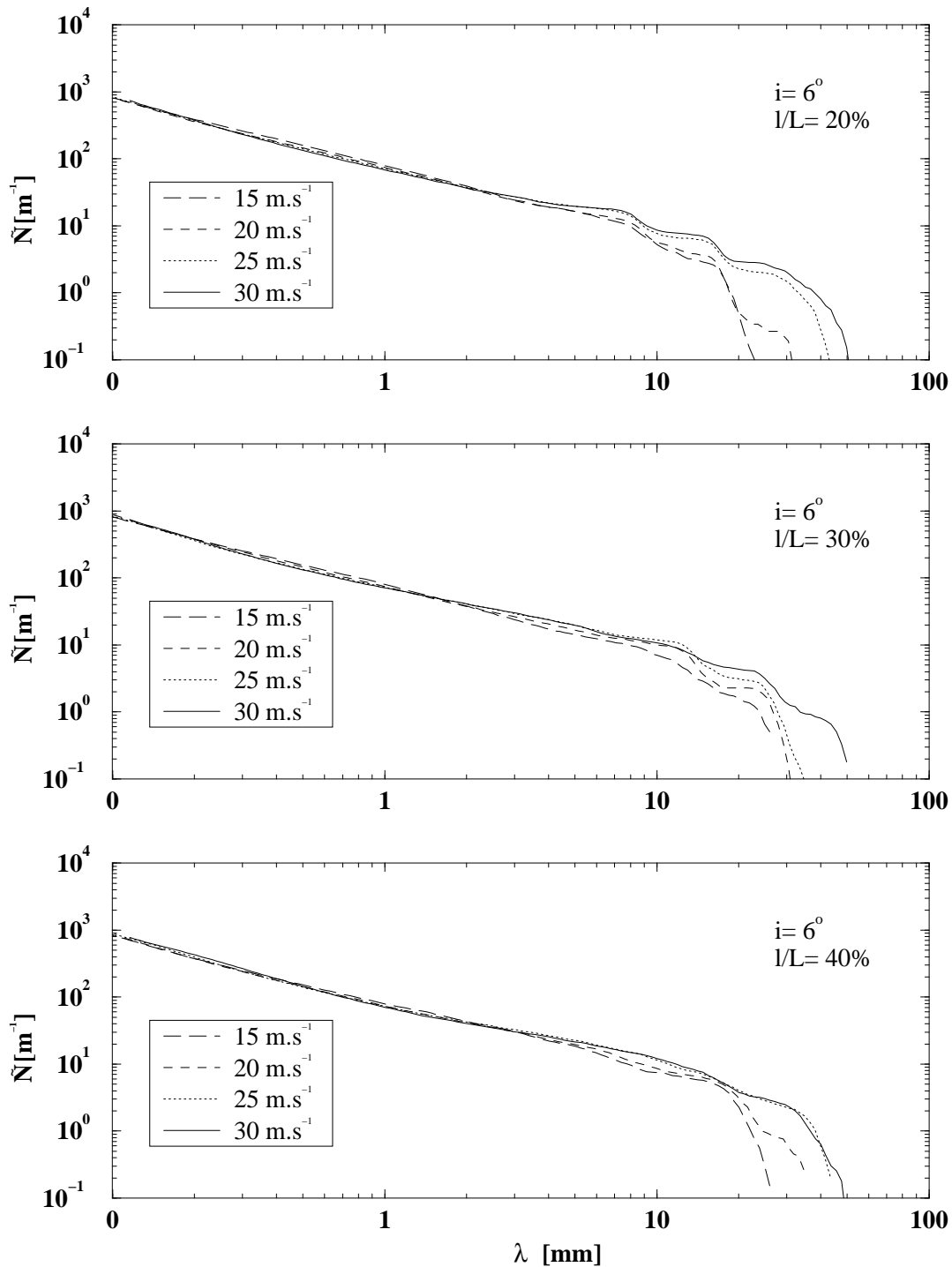


Figure II.3.8: Répartitions normalisées en fonction de λ .
 $i = 6^\circ, l/L = 20, 30, 40\%$

Densités d'événements

Les densités d'événements $\hat{\mathbf{n}}(\lambda)$ sont dérivées, en tenant compte de la formulation adoptée (équation I.4.12), des répartitions précédentes par les relations suivantes (Papoulis, 1981) :

$$\hat{\mathbf{n}}(\lambda) = \frac{d}{d\lambda} \left[\int_{-\infty}^{+\infty} \hat{\mathbf{n}}(\zeta) d\zeta - \int_{-\infty}^{\lambda} \hat{\mathbf{n}}(\zeta) d\zeta \right] \quad (\text{II.3.3})$$

Le premier terme du second membre de cette égalité étant fini et le second terme représentant $\hat{\mathbf{N}}(\lambda)$, il vient pour $\hat{\mathbf{n}}(\lambda)$ (l'unité de λ est le mètre) :

$$\hat{\mathbf{n}}(\lambda) = k \frac{C_{ref}}{\lambda^2} \quad , \quad k \simeq 86.87 \cdot 10^{-3} \pm 12 \cdot 10^{-5} \quad (\text{II.3.4})$$

Soit, en valeurs discrètes :

$$\hat{\mathbf{n}}_i = k \frac{C_{ref}}{\lambda_i^2} \quad (\text{II.3.5})$$

3.3 Taux de production

3.3.1 Loi générale

Le nombre d'événements par unité de temps $\mathbf{n}(\lambda)$, ou taux de production de l'événement λ , dans l'intervalle $[\lambda, \lambda + \Delta\lambda]$ est déduit de l'expression de la densité d'événements II.3.4 par la relation suivante :

$$\begin{aligned} \mathbf{n}(\lambda) &= \int_{\lambda}^{\lambda+\Delta\lambda} \hat{\mathbf{n}}(\zeta) d\zeta \\ &= k C_{ref} \left(\frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda + \Delta\lambda} \right) \end{aligned} \quad (\text{II.3.6})$$

Introduisons le paramètre α :

$$\alpha \in \mathbf{R}^+ \quad | \quad \Delta\lambda = \alpha\lambda \quad (\text{II.3.7})$$

Ce paramètre définit par conséquent la largeur de classe $\Delta\lambda$ comme fonction linéaire de la position λ de la classe considérée. En adoptant la notation $f_c^\lambda = \mathbf{n}(\lambda)$ pour désigner la fréquence de génération (ou de lâcher) des cavités, l'équation (II.3.6) devient :

$$f_c^\lambda = k \frac{C_{ref}}{\lambda} \frac{\alpha}{1 + \alpha} \quad (\text{II.3.8})$$

Cette relation met en évidence l'importance de α , que nous désignerons désormais par paramètre de classe : l'histogramme f_c^λ déterminé pour une valeur donnée de α montre que le processus de génération des cavités de vapeur est régi par une loi de Strouhal. En effet, nous avons :

$$\boxed{\frac{\lambda f_c^\lambda}{C_{ref}} = S_c \frac{\alpha}{1 + \alpha} = S_c^\alpha, \quad S_c \simeq 86.87 \cdot 10^{-3} \pm 12 \cdot 10^{-5}} \quad (\text{II.3.9})$$

où $S_c = k$, en adoptant la terminologie classique du nombre de Strouhal rencontrée dans la littérature. La figure II.3.9 montre l'évolution de S_c^α en fonction de α . Lorsque α tend vers l'infini, S_c^α tend vers la constante $S_c = 86.87 \cdot 10^{-3}$ établie ci-dessus et $\mathbf{n}(\lambda) \equiv \hat{\mathbf{N}}(\lambda)$.

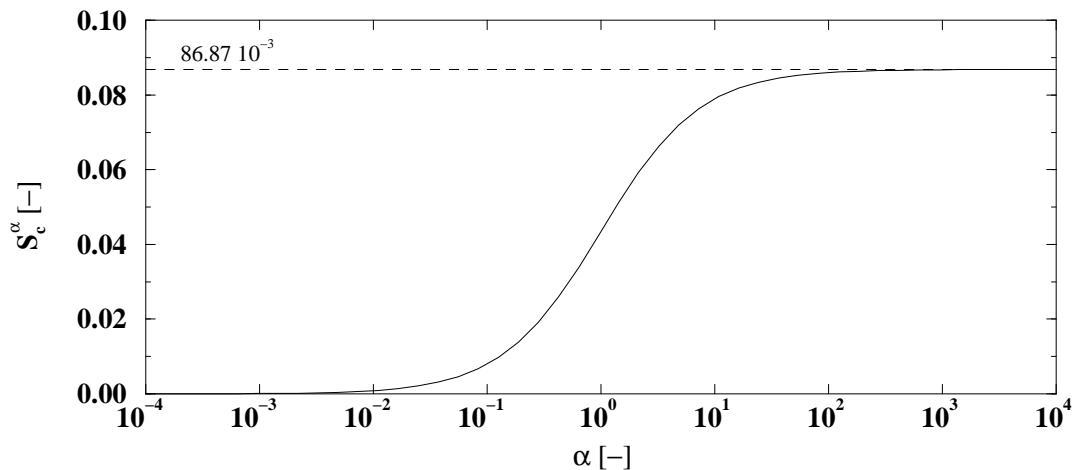


Figure II.3.9: Évolution du nombre de Strouhal S_c^α en fonction du paramètre de classe α

Dans le cas particulier des densités présentées dans ce travail (voir les figures II.3.3 et II.3.4), la largeur de classe δ_i correspond à $\alpha = (\delta_i/\lambda_i) \simeq 43.3 \cdot 10^{-3}$. Les valeurs du nombre de Strouhal calculé selon la formule (II.3.9) sont reportées sur les figures II.3.10 et II.3.11, la valeur moyenne de S_c^α étant d'environ $3.8 \cdot 10^{-3}$. La validité de la relation (II.3.9), et par conséquent de l'analyse ayant conduit à sa détermination, est clairement vérifiée.

3.3.2 Structures macroscopiques

Tailles caractéristiques

Les figures II.3.3 et II.3.4 mettent en évidence la différence entre les comportements stable et instable de la poche de cavitation. Cette différence se manifeste par l'apparition, à l'incidence de 6° (situation instable), de cavités de vapeur dont

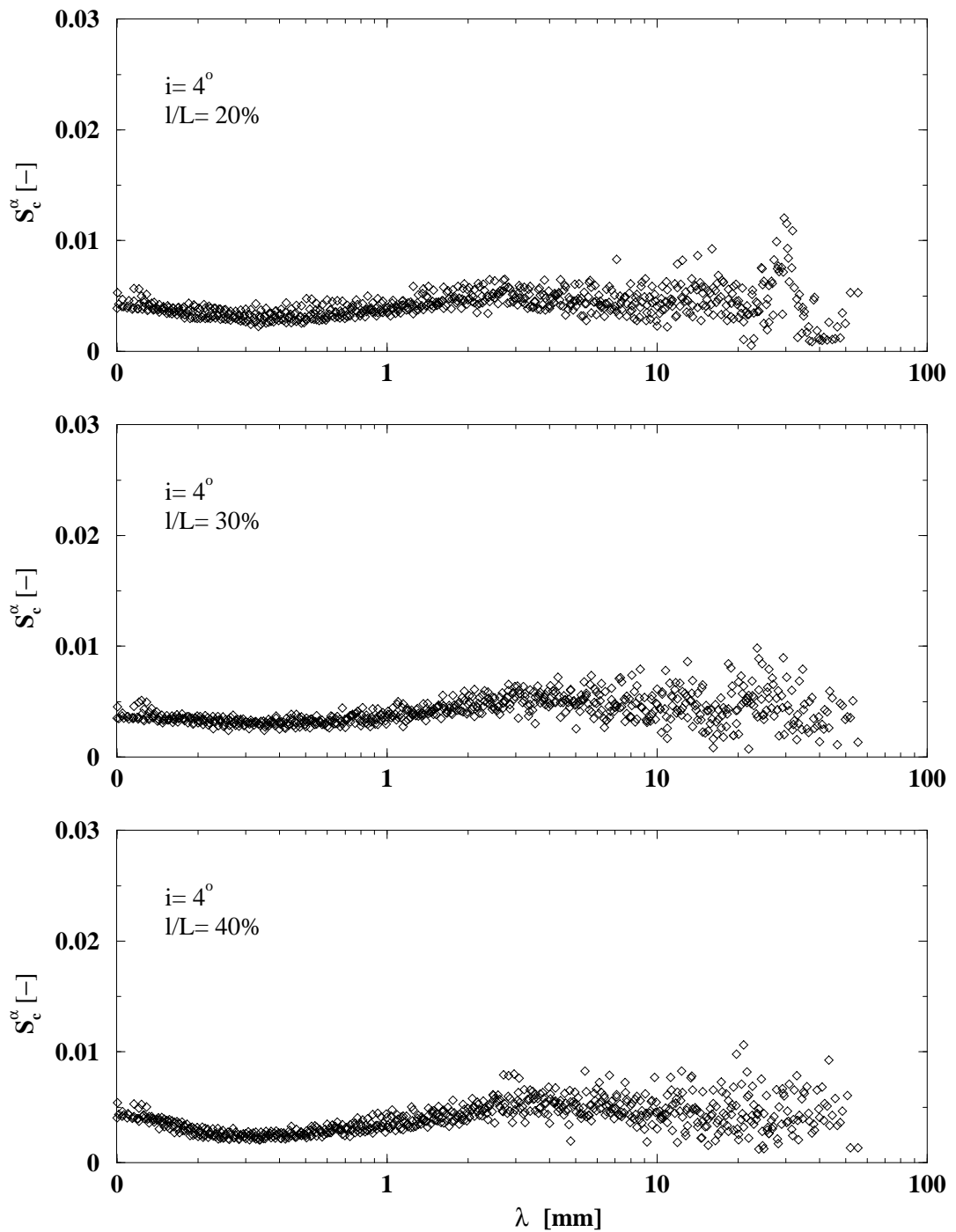


Figure II.3.10: Évolution du nombre de Strouhal S_c^α en fonction de λ .
 $i = 4^\circ, l/L = 20, 30, 40\%$

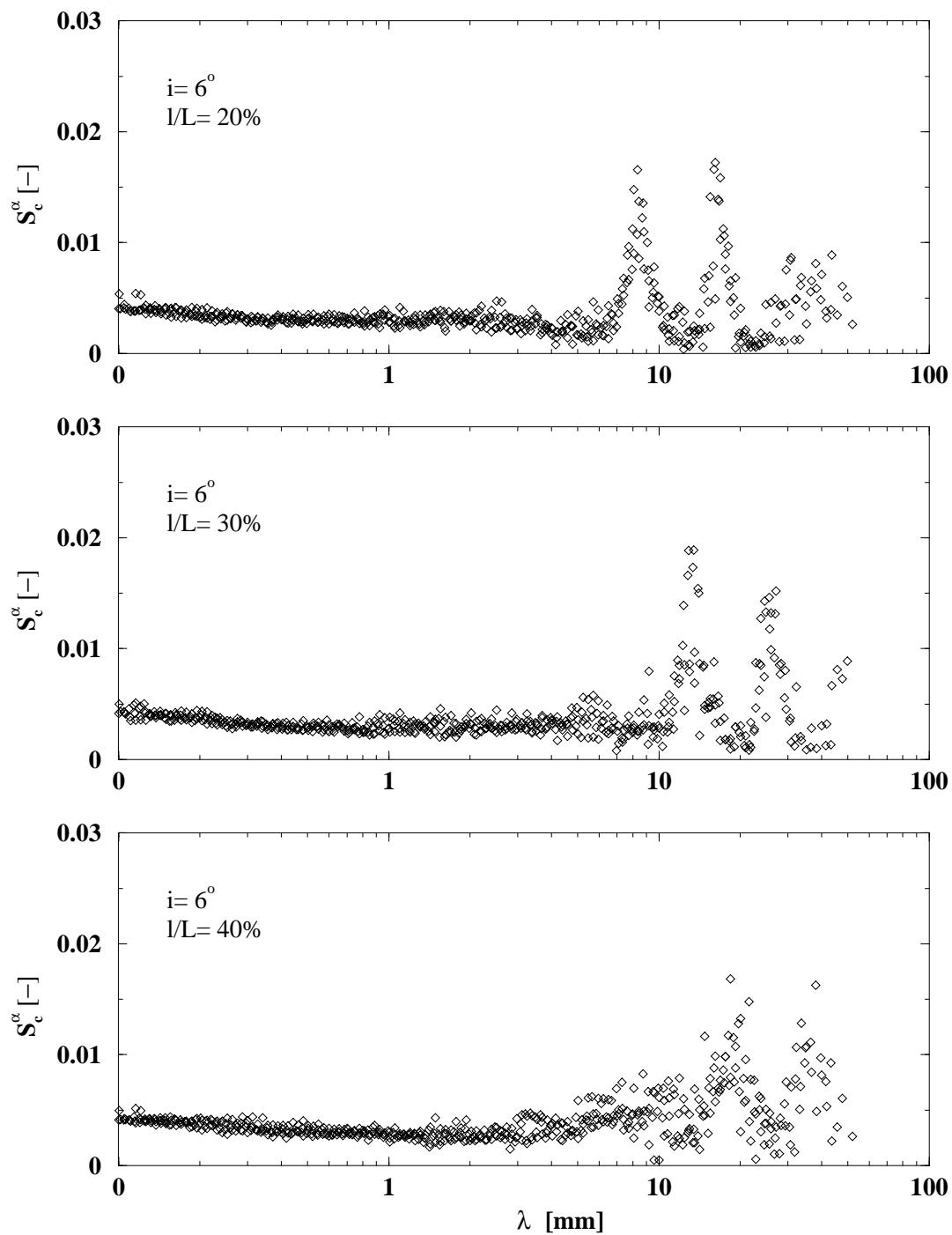


Figure II.3.11: Évolution du nombre de Strouhal S_c^α en fonction de λ .
 $i = 6^\circ$, $l/L = 20, 30, 40\%$

les tailles se trouvent concentrées autour de deux dimensions λ_1 et λ_2 particulières. La figure II.3.12 représente les courbes du nombre de Strouhal S_c^α en fonction du rapport de la dimension λ et de la longueur moyenne l de la poche. Cette figure montre que ces deux tailles singulières sont caractéristiques du développement de cavitation considéré, étant liées à la longueur l de la poche par les deux relations suivantes :

$$\lambda_1 = \Lambda_1 l \quad \text{avec} \quad \Lambda_1 \simeq 0.44 \quad (\text{II.3.10a})$$

$$\lambda_2 = \Lambda_2 l \quad \text{avec} \quad \Lambda_2 \simeq 0.85 \quad (\text{II.3.10b})$$

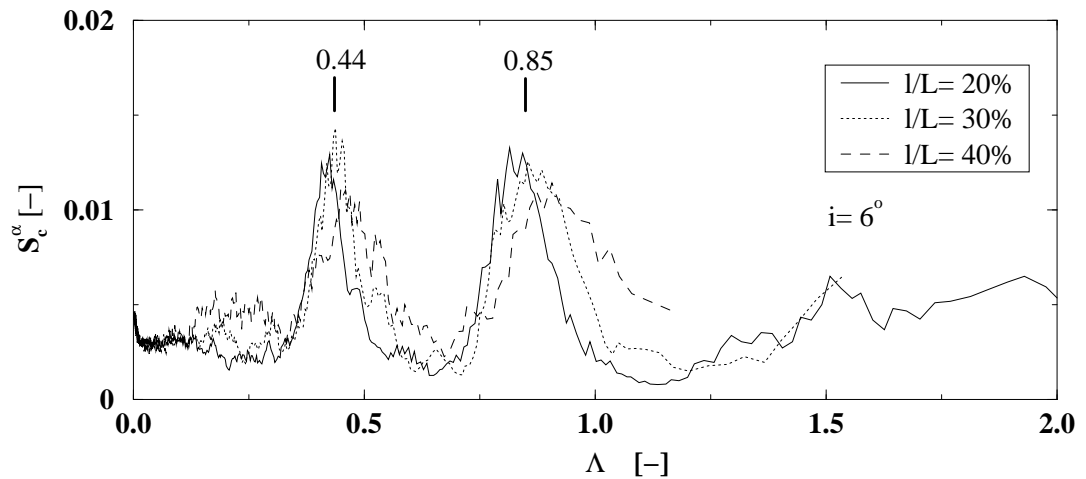


Figure II.3.12: Évolution du nombre de Strouhal S_c^α en fonction de $\Lambda = \lambda/l$.
 $i = 6^\circ$, $l/L = 20, 30, 40\%$

Ces valeurs correspondent à environ $1/3$ et $2/3$ de l , les valeurs relevées étant approximatives compte tenu de l'incertitude sur la vitesse de convection C_c des cavités à l'aval de la poche. Néanmoins, ce résultat est cohérent avec l'analyse préliminaire des transformées en ondelettes (voir §3.1).

Fréquence de lâcher macroscopique

Considérons la somme f_c des fréquences f_c^λ des événements (i.e. cavités) dont la dimension λ se trouve dans le voisinage de λ_1 et λ_2 et ne vérifie pas la relation (II.3.9). f_c , que nous désignerons par fréquence de lâcher principale ou macroscopique, est définie par :

$$f_c = \sum_{\lambda_1 - \Delta\lambda/2}^{\lambda_1 + \Delta\lambda/2} f_c^\lambda + \sum_{\lambda_2 - \Delta\lambda/2}^{\lambda_2 + \Delta\lambda/2} f_c^\lambda$$

La figure II.3.13 représente la fréquence f_c en fonction de la fréquence réduite C_{ref}/l , où l est la longueur de la poche.

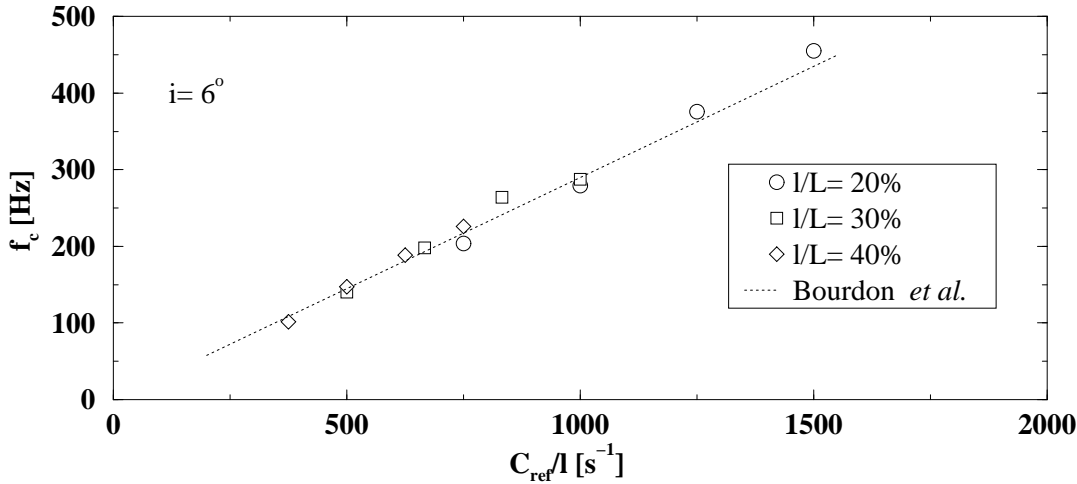


Figure II.3.13: Évolution de la fréquence de lâcher f_c en fonction de la fréquence réduite C_{ref}/l .
 $i = 6^\circ$, $l/L = 20, 30, 40\%$

Cette figure montre que le taux de production des cavités vérifie la condition ci-dessus est contrôlé par une loi de Strouhal dont l'expression bien connue est la suivante :

$$S = \frac{f_c l}{C_{ref}} \quad \text{avec} \quad S \approx 0.3 \quad (\text{II.3.11})$$

Cette loi est caractéristique du mode instable et est couramment rencontrée dans la littérature relative à l'étude de l'érosion de cavitation. En effet, elle est souvent associée aux situations à caractère fortement érosif (Simoneau *et al.*, 1989) et est par conséquent une donnée de base des modèles existants de prédiction de l'érosion, tels le modèle de puissance érosive élaboré par Bourdon *et al.* (1990) et Avellan *et al.* (1991). Plusieurs approches ont permis de relever cette valeur de Strouhal caractéristique : mesures d'accélération (Bourdon *et al.*, 1990), mesures des fluctuations de pression en paroi du profil l (Farhat *et al.*, 1992; Farhat, 1994b), mesure du champ de vitesse par vélocimétrie laser Doppler (Kubota *et al.*, 1987; Avellan *et al.*, 1988), visualisation sous éclairage stroboscopique (Le *et al.*, 1993a),... Les capteurs utilisés dans ces techniques (capteurs de pression, accéléromètres, l'œil) opèrent d'eux-mêmes, et de part leur principe de fonctionnement, l'intégration de l'information (accélération, pression) associée aux cavités dans les classes de taille décrites par (II.3.10).

Chapitre 4

Volume des cavités tourbillonnaires

4.1 Densité de probabilité des volumes de vapeur

Les densités statistiques \hat{n} de la variable aléatoire V_c sont représentées sur la figure II.4.1 pour les deux incidences considérées (4° et 6°). L'unité de ces densités ($cm^{-3} \cdot cm^{-2}$) résulte de la division du nombre d'événements vérifiant la condition $[V_c \leq V < V_c + dV_c]$ par la largeur de classe et par la surface sur laquelle sont mesurés les volumes (surface comprise entre la fermeture de la poche et le bord de fuite).

Ces courbes inspirent deux commentaires principaux :

1. Aucun volume (ou classe de volume) particulier ne peut être clairement mis en évidence, tant en régime stable (4°) qu'en régime instable. Ce dernier se caractérise, comme cela a été clairement établi précédemment (voir §3), par un lâcher périodique de structures macroscopiques régi par une loi de Strouhal de la forme $(fcl)/C_{ref} = Cste$. Deux raisons peuvent être invoquées pour expliquer ce résultat :
 - (a) La cadence d'acquisition des images très réduite ($\approx 7 Hz$) induit un sous-échantillonnage ne permettant pas d'appréhender un phénomène physique dont les fréquences, en particulier dans le cas d'un lâcher cyclique, sont comprises entre 100 et 500 Hz (figure II.3.13).
 - (b) La période d'échantillonnage varie en outre autour de la fréquence principale ($\approx 7 Hz$) en suivant une distribution gaussienne.
2. La population des cavités varie en proportion inverse de leur taille. Cette observation est en concordance avec les résultats établis lors de la mesure du taux de production des cavités de vapeur, selon lesquels toutes les tailles sont représentées et peuvent être dénombrées à l'aide de la loi de Strouhal (II.3.9), s'écrivant sous la forme suivante :

$$\frac{\lambda f_c^\lambda}{C_{ref}} = S_c^\alpha$$

où f_c^λ est le taux de production des cavités dont la dimension longitudinale est comprise dans l'intervalle $[\lambda, (1 + \alpha)\lambda]$. Rappelons dans ce contexte les mesures réalisées lors de travaux de développement précédents ayant également mis en évidence des densités d'événements comparables (Pereira *et al.* 1995a, Pereira *et al.* 1995b).

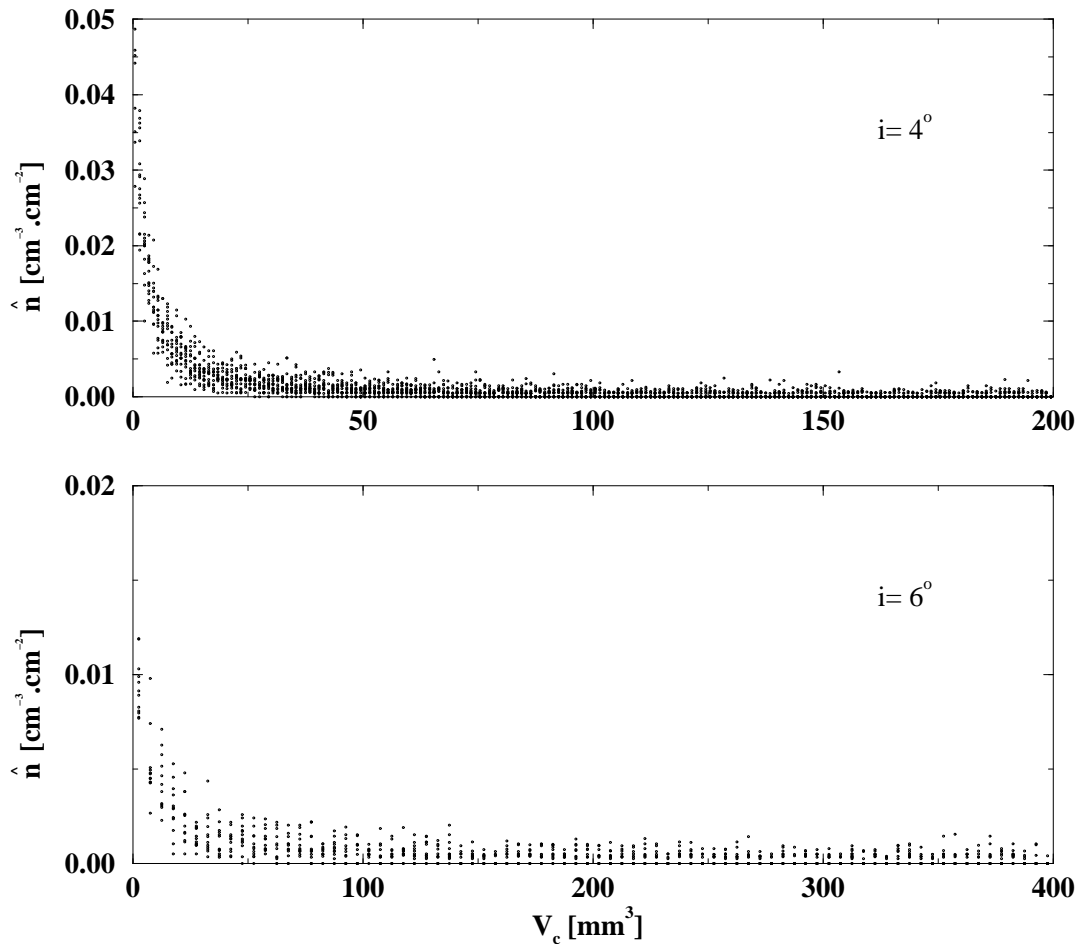


Figure II.4.1: Densités de probabilité des volumes de vapeur.

$$C_{ref} = 15, 20, 25, 30, 32 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}, l/L = 20, 30, 40\%$$

L'étude de telles distributions statistiques ne présente que peu d'intérêt dans la mesure où seule l'énergie potentielle représentée par le terme $V_c \cdot \Delta p$ est significative dans le contexte d'une caractérisation du développement de cavitation considéré. Cet aspect énergétique sera abordé dans la phase de synthèse du présent travail. En outre, le taux de production des cavités est fonction d'une dimension particulière de la cavité (voir §3, relation II.3.9), en l'occurrence sa dimension longitudinale. Par conséquent et en tenant compte de ces remarques, l'analyse entreprise dans ce qui suit portera sur les caractéristiques dimensionnelles des cavités de vapeur

afin d'établir une relation globale entre ces grandeurs et le volume dont elles sont dérivées. Cette approche permettra de concilier la loi de génération des cavités, liée à la dimension λ , au volume V_c .

4.2 Caractéristiques de forme

Les caractéristiques morphologiques principales des volumes sont représentées par les trois mesures λ_x , λ_y et λ_z . Celles-ci désignent les dimensions maximales d'une cavité suivant, respectivement, la corde du profil, l'envergure de celui-ci et enfin selon la direction orthogonale au plan de symétrie du profil.

4.2.1 Évolution de $\lambda_{x,y,z}$ suivant la corde

Les figures II.4.2 et II.4.3 représentent, en fonction de l'abscisse du centre de masse des volumes, les valeurs de $\lambda_{x,y,z}$ ¹ pour l'ensemble des volumes mesurés. La longueur de poche moyenne considérée est de l'ordre de 20% de la corde du profil; des figures similaires, non représentées, sont obtenues pour les longueurs supérieures.

Une représentation plus condensée et d'interprétation plus aisée est donnée sur les figures II.4.4 à II.4.6. Les courbes représentent, en fonction de l'incidence et de la vitesse de référence C_{ref} , la moyenne locale calculée sur des sous-ensembles de 20 points de mesure. Chaque figure, où sont reportées les trois dimensions $\lambda_{x,y,z}$, est relative à une longueur de poche moyenne donnée et couvre l'ensemble des valeurs C_{ref} de la vitesse de référence.

Les courbes moyennes passent, pour chacune des conditions explorées, par un minimum apparaissant de façon systématique dans la zone de fermeture de la poche et situant le lieu d'implosion des cavités. Nous élaborons une analyse en deux temps afin de faire la distinction entre les modes stable et instable mis en évidence par ces courbes.

Mode instable

L'analyse des courbes relatives à l'incidence de 6° conduit aux observations suivantes :

1. Le volume maximal est observé au moment du lâcher des cavités. La position moyenne du centre de masse du volume de vapeur correspondant à cette valeur maximale se situe à l'aval de la position moyenne de la fermeture de la poche. Cette position évolue de 70% de la longueur l lorsque le coefficient de

¹Notation réduite de λ_x , λ_y et λ_z

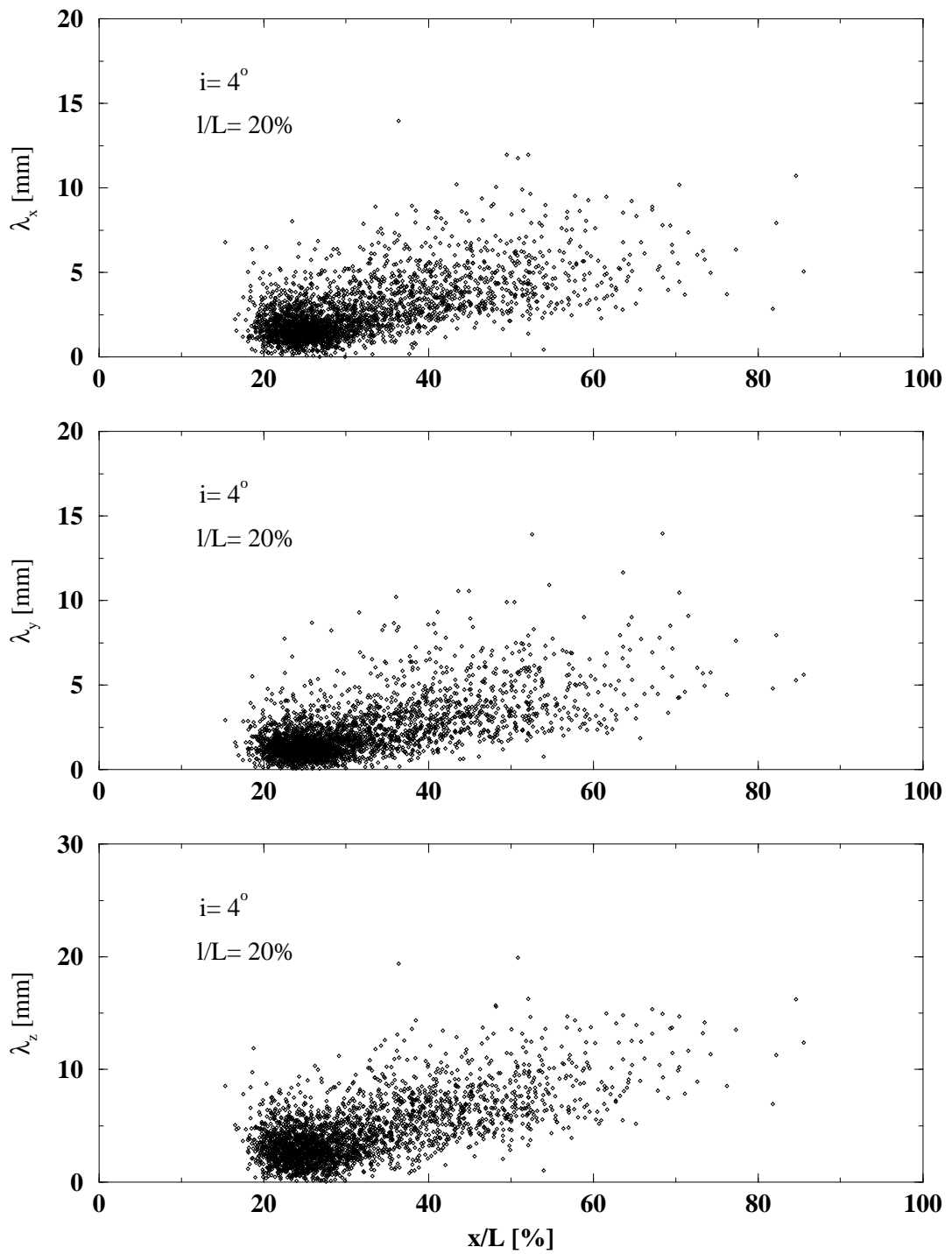


Figure II.4.2: Dimensions $\lambda_{x,y,z}$ en fonction de la position du centre de masse x/L .
 $i = 4^\circ$, $l/L = 20\%$, $C_{ref} = 15, 20, 25, 30, 32 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$

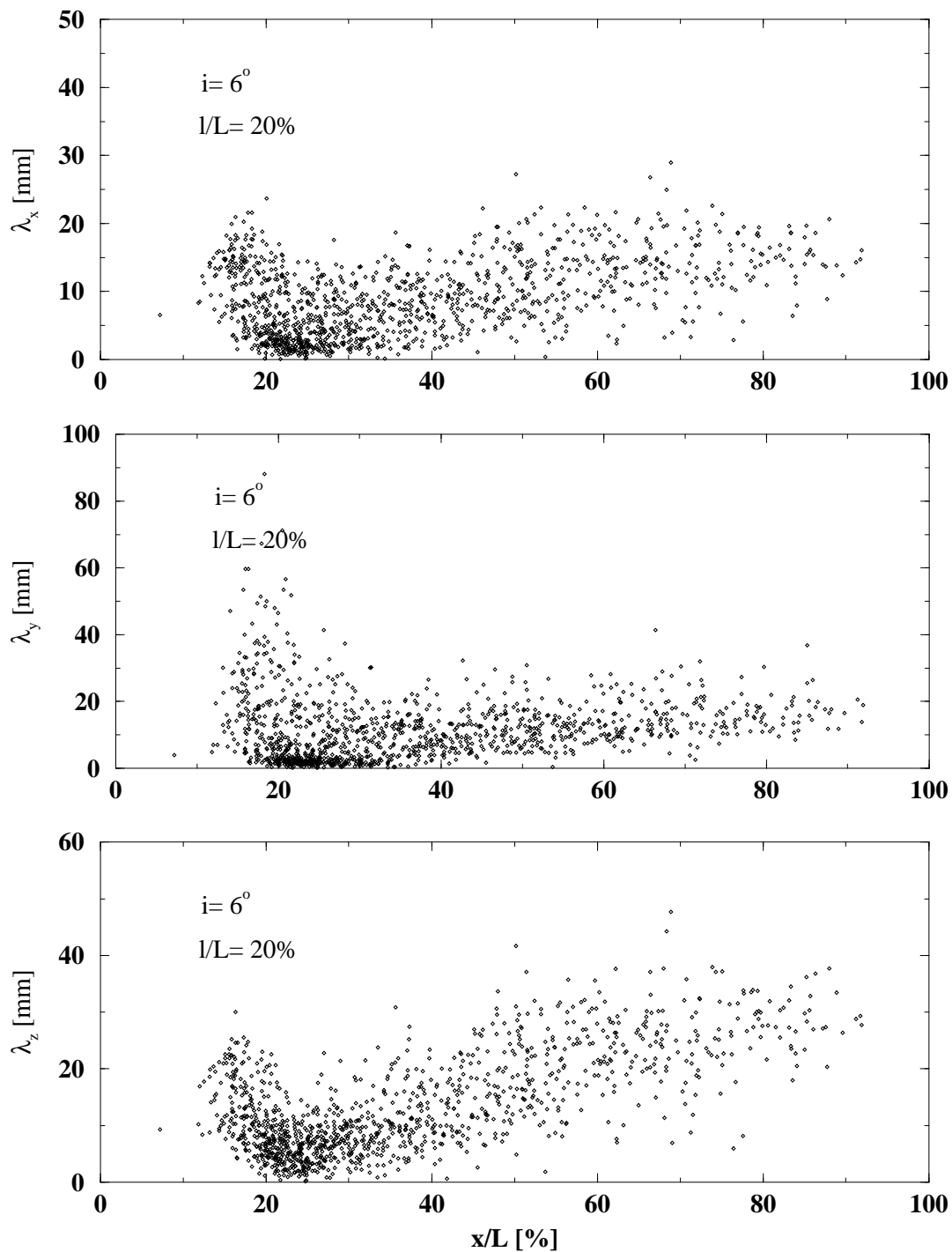


Figure II.4.3: Dimensions $\lambda_{x,y,z}$ en fonction de la position du centre de masse x/L .
 $i = 6^\circ$, $l/L = 20\%$, $C_{ref} = 15, 20, 25, 30, 32 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$

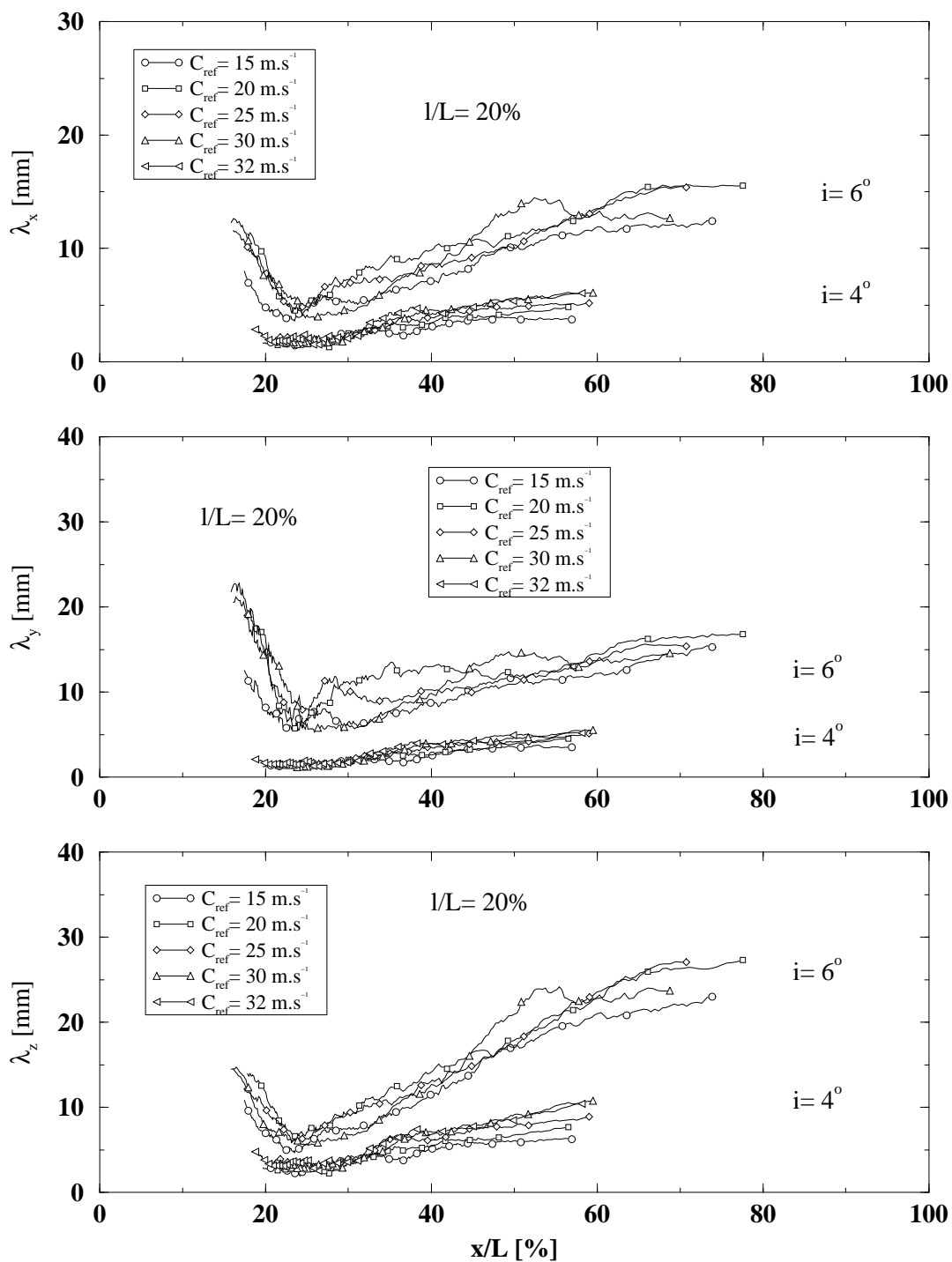


Figure II.4.4: Dimensions $\lambda_{x,y,z}$ moyennes en fonction de la position du centre de masse x/L .
 $i = 4, 6^\circ$, $l/L = 20\%$, $C_{ref} = 15, 20, 25, 30, 32 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$

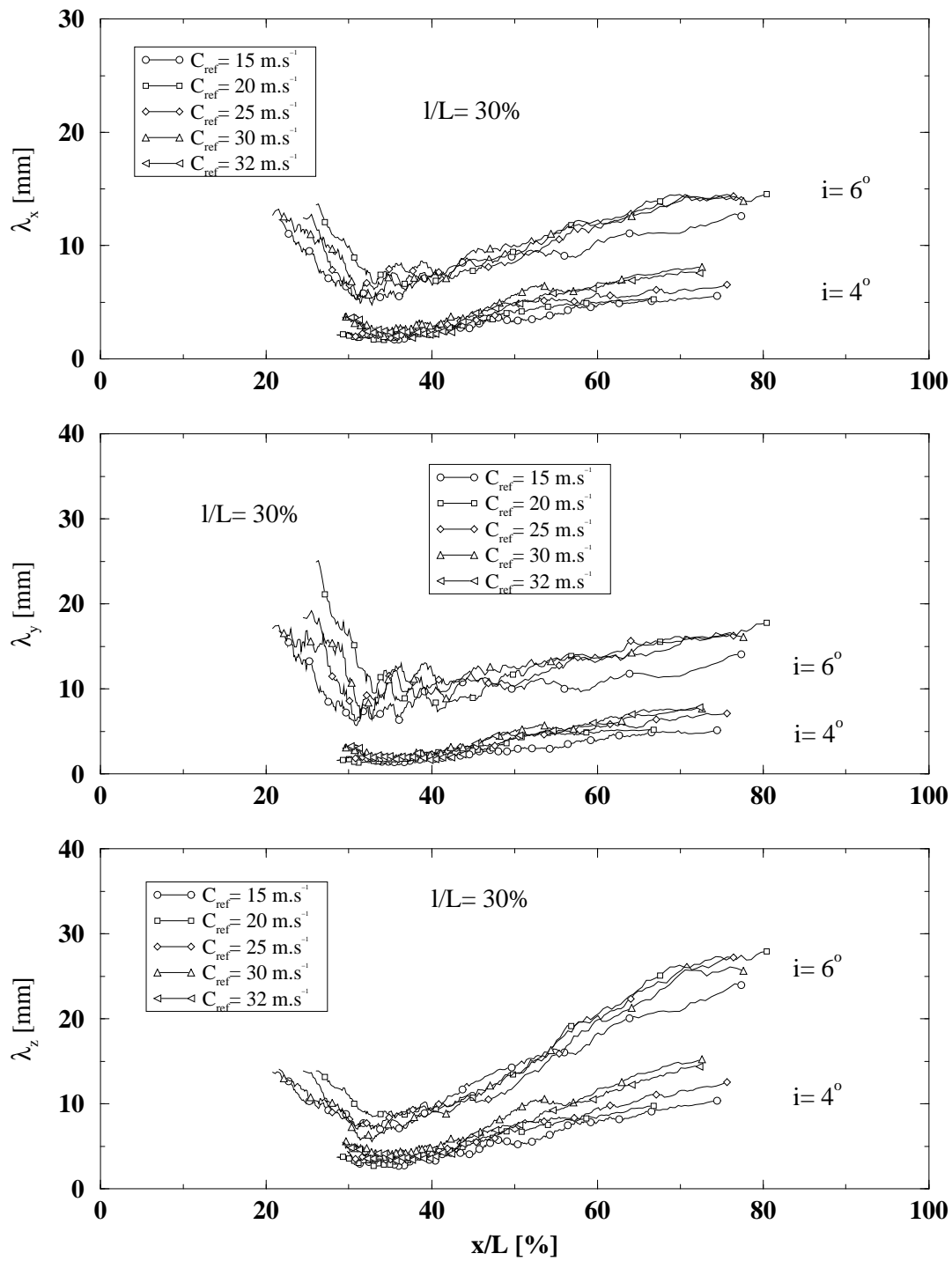


Figure II.4.5: Dimensions $\lambda_{x,y,z}$ moyennes en fonction de la position du centre de masse x/L .
 $i = 4, 6^\circ$, $l/L = 30\%$, $C_{ref} = 15, 20, 25, 30, 32 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$

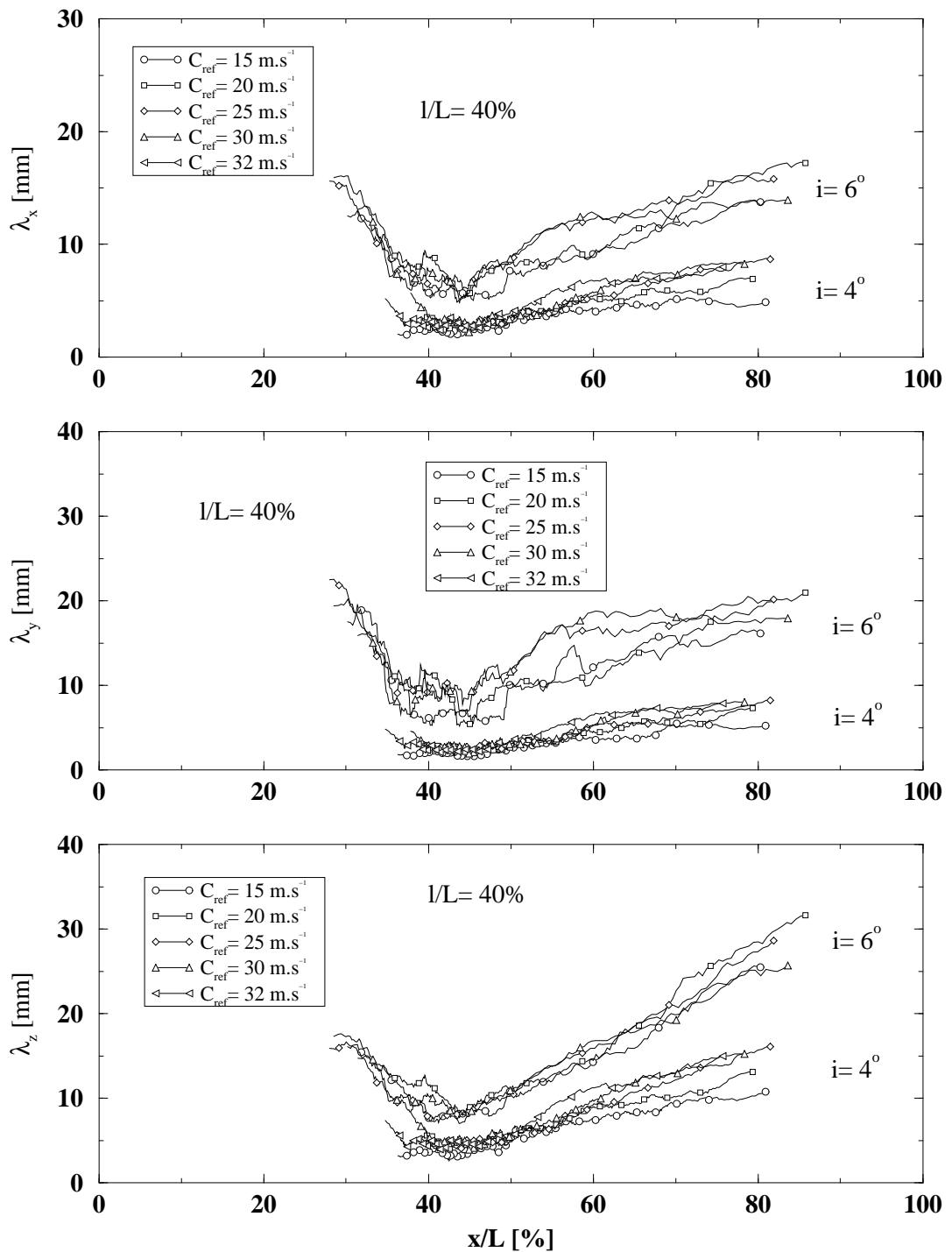


Figure II.4.6: Dimensions $\lambda_{x,y,z}$ moyennes en fonction de la position du centre de masse x/L .
 $i = 4, 6^\circ$, $l/L = 40\%$, $C_{ref} = 15, 20, 25, 30, 32 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$

cavitation est ajusté pour obtenir une poche de 40%, à 80% pour les valeurs supérieures de σ .

En outre, à longueur de poche fixée, cette position évolue vers l'amont lorsque la vitesse de référence augmente (voir en particulier les courbes de la figure II.4.5 pour la dimension transversale λ_y).

2. Les volumes de vapeur passent par un minimum, consécutif à la phase d'implosion provoquée par le passage dans la zone de recompression située dans la fermeture immédiate de la poche (voir §2.1). La valeur moyenne rencontrée à cet endroit reste sensiblement la même pour λ_x ($\approx 7 \text{ mm}$) et λ_y ($\approx 8 \text{ mm}$). La valeur relevée pour λ_z montre une légère augmentation avec la longueur de la poche (σ décroissant).
3. Le phénomène de rebond peut être observé sur les courbes relatives aux dimensions longitudinale λ_x et transversale λ_y . Il est particulièrement visible sur les courbes relatives aux longueurs de poche 30% et 40%. En particulier, les courbes des valeurs moyennes de λ_x et λ_y pour $l = 30\%$ mettent en évidence deux phases explosion-implosion après le collapse initial, comme le montre la figure II.4.7 où l'agrandissement dans cette zone met en relief le phénomène.

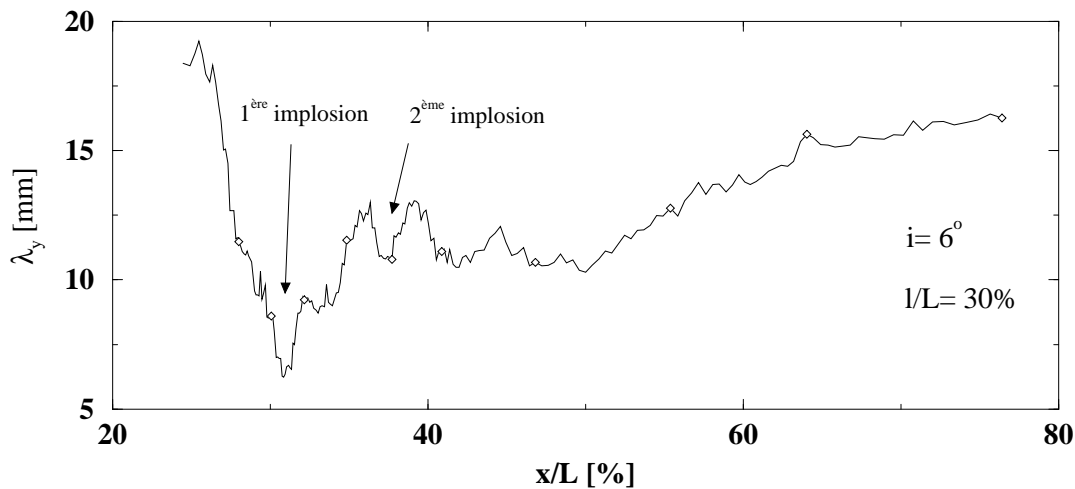


Figure II.4.7: Dimension λ_y moyenne en fonction de la position du centre de masse x/L .

$$i = 6^\circ, l/L = 30\%, C_{ref} = 25 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$$

4. L'évolution des dimensions $\lambda_{x,y,z}$ après cette phase d'implosion fait apparaître une croissance sensiblement linéaire selon l'abscisse. Cette tendance se maintient identique lorsque la vitesse C_{ref} ou le coefficient de cavitation σ est changé. La dépression, observée après la zone de recompression responsable de l'implosion des cavités de vapeur (comme le montrent les profils de pression mesurés, voir §2.1), est suivie d'une remontée progressive jusqu'à

la pression de référence p_{ref} . Le volume de vapeur, dont les dimensions augmentent avec la pression, doit par conséquent être interprété comme étant un agglomérat de volumes de vapeur de taille beaucoup plus réduite, résultant de l'implosion du volume initial. Ce type de volume est à rapprocher des nuages de cavitation ("cloud cavitation") souvent référencés dans la littérature (Brennen 1995, §7, Soyama *et al.* 1992, Bark et Berlekom 1978). La dispersion des bulles de vapeur constituant ce nuage, sous l'effet des fluctuations de vitesse et de pression au sein de celui-ci, peut expliquer l'augmentation des dimensions de la structure de vapeur mesurée.

Mode stable

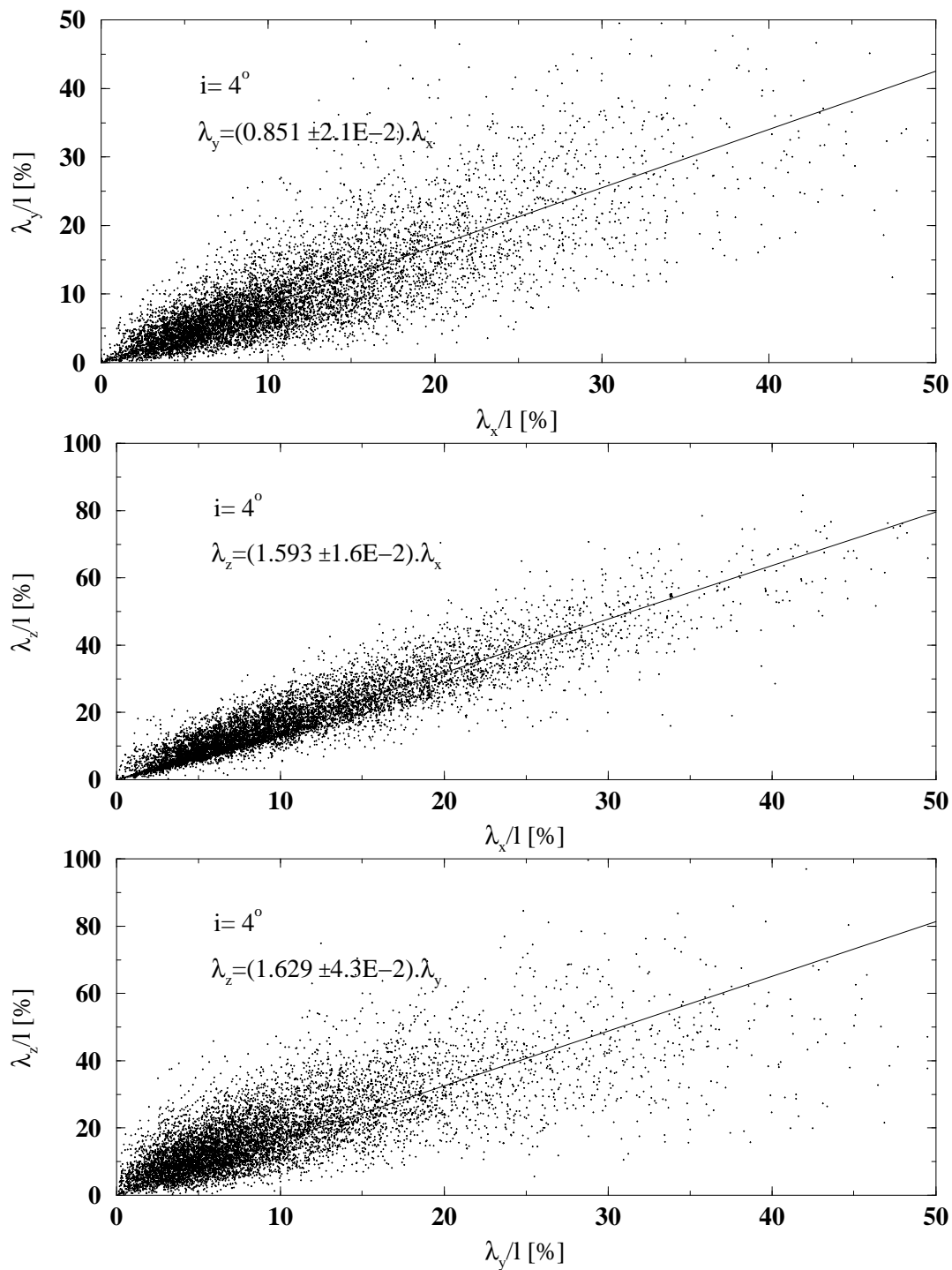
Dans le cas où le développement de cavitation est de type stable, en l'occurrence pour une incidence de 4° , plusieurs différences avec la situation décrite précédemment sont relevées sur les figures II.4.4 à II.4.6 :

1. Les cavités sont produites, comme l'indique la position de leur centre de masse, à la fermeture immédiate de la poche de cavitation. Cette position évolue légèrement vers l'aval de cette fermeture lorsque la longueur de la poche est augmentée. Ces remarques doivent néanmoins être nuancées : les cavités sont en fait le résultat de la rupture des lignes de vorticités transversales générées à l'interface de la poche selon le schéma décrit par Avellan *et al.* (1988) et ne deviennent observables qu'à l'amont de la fermeture de la poche.
2. Aucun processus d'implosion-explosion n'est constaté d'après ces courbes.
3. Les dimensions restent les mêmes sur environ 15% du profil avant de croître linéairement vers l'amont, à l'image de ce qui se produit à l'incidence supérieure. Il est intéressant de constater que le plateau ainsi formé correspond au plateau du profil du coefficient de pression mesuré (voir §2.1).

4.2.2 Relations entre les dimensions $\lambda_{x,y,z}$

Les figures II.4.8 et II.4.9 montrent, comme le suggéraient les courbes des figures précédentes, qu'il existe une relation linéaire remarquable entre les dimensions $\lambda_{x,y,z}$. Ces figures représentent les couples (λ_x, λ_y) , (λ_x, λ_z) et (λ_y, λ_z) en valeurs normalisées par la longueur l de la poche, pour les deux incidences 4° et 6° . La droite de régression, calculée selon les moindres carrés et en imposant un passage par la valeur $(0,0)$, est également représentée.

Pour une incidence $i = 4^\circ$, λ_x et λ_y sont sensiblement identiques (coefficient de la droite proche de 1). La hauteur λ_z des structures de vapeur est environ 50% plus importante que les dimensions transversale et longitudinale, la pente étant respectivement de 1.593 et 1.629.

Figure II.4.8: Relations entre les dimensions $\lambda_{x,y,z}$.

$i = 4^\circ$, $C_{ref} = 15, 20, 25, 30, 32 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, $l/L = 20, 30, 40\%$

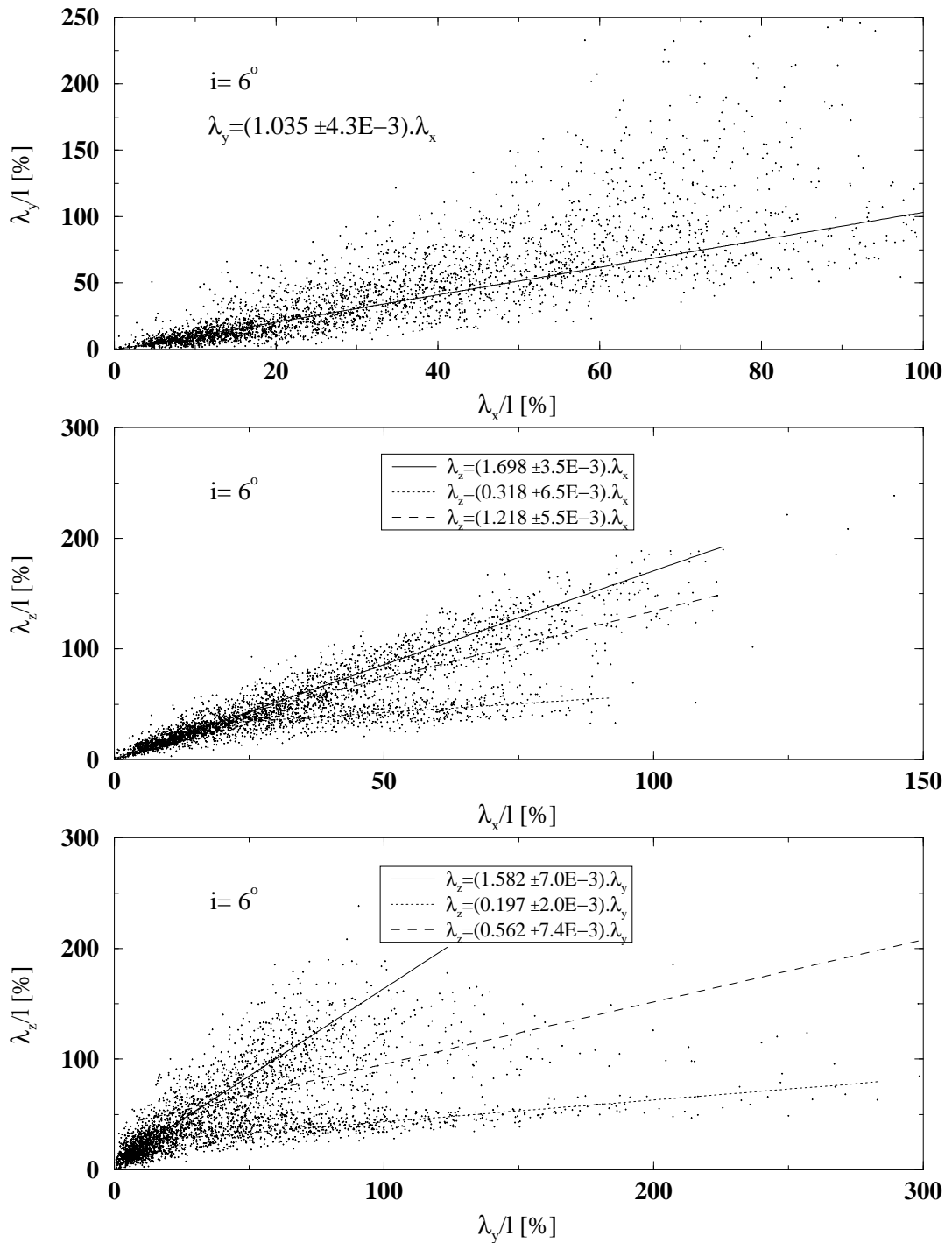


Figure II.4.9: Relations entre les dimensions $\lambda_{x,y,z}$.

$i = 6^\circ$, $C_{ref} = 15, 20, 25, 30, 32 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, $l/L = 20, 30, 40\%$

Le comportement mutuel de $\lambda_{x,y,z}$ pour le cas instable (6°) met en évidence des relations linéaires composites :

1. λ_y et λ_x se comportent de façon similaire. Une dispersion est constatée pour les valeurs de λ_x supérieures à 50 mm mais est difficilement discernable.
2. Les figures représentant λ_z en fonction de λ_x et λ_y font apparaître trois tendances. La principale indique que la hauteur des cavités est de 60% à 70% plus importante que les dimensions transversale et longitudinale (les pentes respectives sont 1.582 et 1.698). Deux tendances annexes, présentes quelques soient les conditions de vitesse C_{ref} et de coefficient de cavitation σ , ressortent dans chaque cas. Le rapport des pentes respectives montre qu'il existe, outre les cavités vérifiant $\lambda_y \approx 1.035\lambda_x$ (premier graphe de la figure), deux autres familles de volumes de vapeur tels que $\lambda_y \approx 1.61\lambda_x$ et $\lambda_y \approx 2.17\lambda_x$, à une constante près donnée par l'ordonnée à l'origine. Le fait que les trois pentes soient relativement proches explique la difficulté à retrouver ces tendances sur le graphe du couple (λ_x, λ_y) .

4.2.3 Tailles caractéristiques

Ce dernier résultat est en parfait accord avec l'existence, mise en évidence lors de la mesure du taux de production (se référer à la section §3.3.2), de deux types de cavités liées au comportement instable de la poche de cavitation. Nous pouvons définir, à l'image des relations (II.3.10) établies pour λ_x , deux constantes déterminant l'envergure λ_y des structures macroscopiques produites dans ce régime, à partir de la longueur de poche l . Rappelons que $\Lambda_x^1 = 0.44$ et $\Lambda_x^2 = 0.85$, d'où, en remarquant que les ordonnées à l'origine sont sensiblement les mêmes :

$$\lambda_y^1 = 1.61\Lambda_x^1 l = \Lambda_y^1 l \quad \text{avec} \quad \Lambda_y^1 = 0.71 \quad (\text{II.4.1a})$$

$$\lambda_y^2 = 2.17\Lambda_x^2 l = \Lambda_y^2 l \quad \text{avec} \quad \Lambda_y^2 = 1.84 \quad (\text{II.4.1b})$$

La hauteur des cavités vérifiant ces relations suit, dans les deux cas, une droite de pente inférieure à celle de la droite principale. En procédant de la même façon que ci-dessus et en utilisant les données de la figure II.4.9, il vient les hauteurs caractéristiques suivantes :

$$\lambda_z^1 = 0.197\Lambda_y^1 l = \Lambda_z^1 l \quad \text{avec} \quad \Lambda_z^1 = 0.14 \quad (\text{II.4.2a})$$

$$\lambda_z^2 = 0.562\Lambda_y^2 l = \Lambda_z^2 l \quad \text{avec} \quad \Lambda_z^2 = 1.04 \quad (\text{II.4.2b})$$

Les dimensions des cavités de vapeur décrites par ces relations sont remarquablement en accord avec les observations visuelles et cinématographiques de développements de poche instable réalisées par de nombreux chercheurs (Farhat, 1994b; Brennen, 1994; Le, 1989; Kubota *et al.*, 1987, ...).

4.3 Modélisation des volumes de vapeur

L'hypothèse est généralement faite de considérer les volumes de vapeur produits par un développement de cavitation comme assimilables à des domaines sphériques (Kato *et al.* 1978, Selim 1985, Baiter 1982). Nous nous proposons ici de vérifier la validité de cette hypothèse. Soit d_{eq} le diamètre équivalent défini par la relation

$$d_{eq} = \sqrt[3]{\frac{6}{\pi} V_c} \quad (\text{II.4.3})$$

Les figures II.4.10 et II.4.11 représentent l'évolution de $\lambda_{x,y,z}$ en fonction de d_{eq} . Dans le cas stable (4°), ces dimensions varient linéairement avec d_{eq} . λ_x et λ_y sont approximativement égaux à d_{eq} , λ_z étant environ 67% plus important que ce diamètre équivalent. Ces résultats sont le reflet de ceux établis d'après la figure II.4.8. À l'incidence de 6° , plusieurs tendances linéaires sont relevées, la principale présentant sensiblement les mêmes pentes que celles établies à 4° , soit : 0.962 pour λ_x (1.024 à 4°), 1.034 pour λ_y (0.919), 1.569 pour λ_z (1.677). Cette dernière valeur est à rapprocher de la pente liant λ_z à λ_y (1.582), telle que relevée sur la figure II.4.9.

La grandeur d_{eq} peut par conséquent être prise comme représentative des dimensions $\lambda_{x,y,z}$ des volumes produits par la poche de cavitation, en excluant les volumes caractéristiques vérifiant les relations (II.3.10), (II.4.1) et (II.4.2). Ceux-ci sont liés à d_{eq} par d'autres relations linéaires, comme le montrent les mesures reportées sur la figure II.4.11. En particulier, la droite de pente 0.643 est très proche de celle déterminée sur le graphe (λ_y, λ_z) de la figure II.4.9, du fait de l'équivalence entre λ_y et d_{eq} . De même, la similitude entre λ_x et λ_y est en concordance avec la pente mesurée sur cette même figure (pente égale à 1.035). La droite représentant la deuxième famille de volumes liée au comportement instable ne permet pas une détermination précise de la pente. Il est préférable dans ce cas de considérer les relations (II.4.1) et (II.4.2).

4.4 Récapitulation

Le tableau II.4.1 résume les résultats extraits de l'analyse des dimensions des cavités de vapeur :

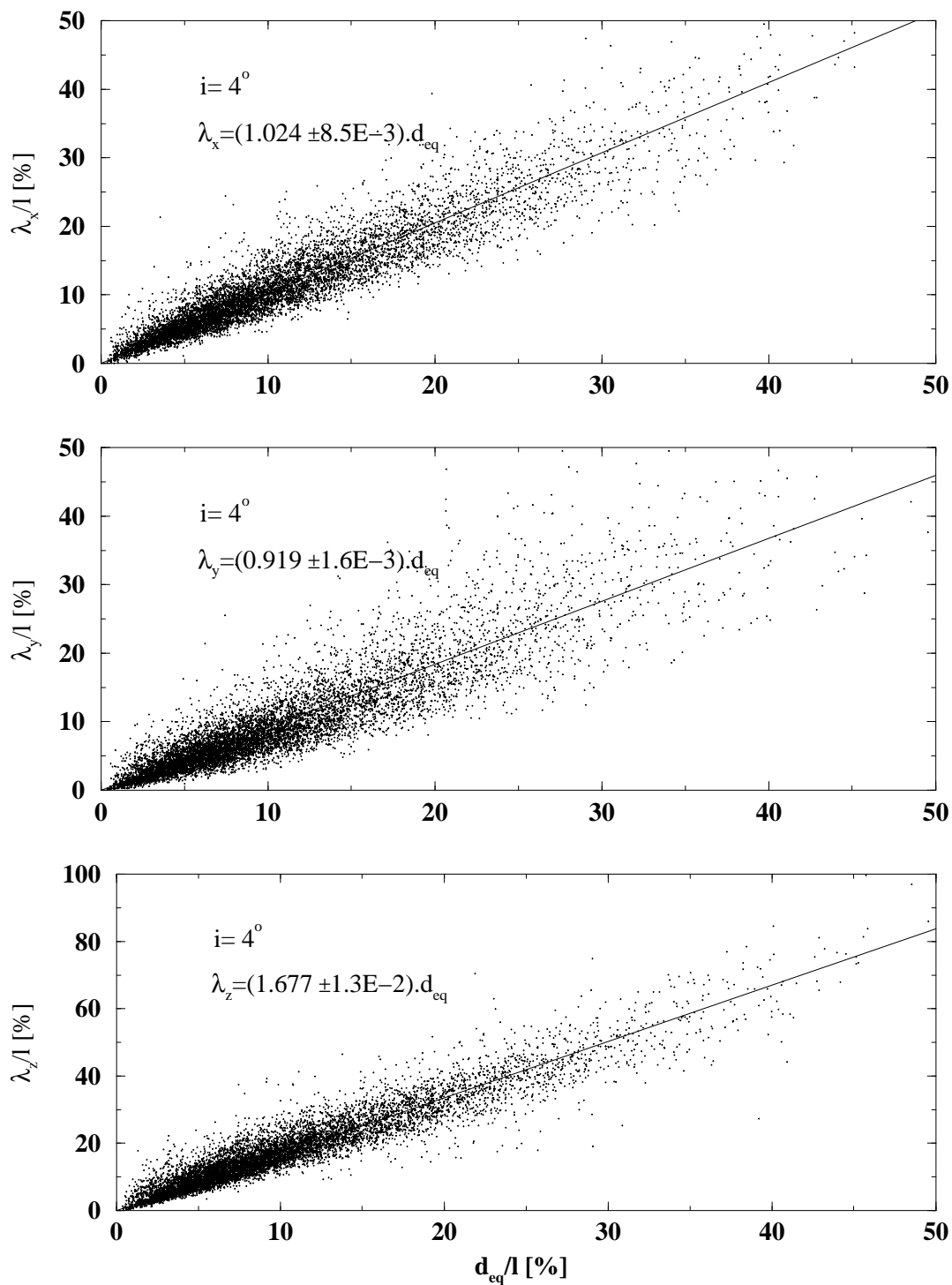


Figure II.4.10: Évolution de $\lambda_{x,y,z}$ en fonction du diamètre équivalent d_{eq} .
 $i = 4^\circ$, $C_{ref} = 15, 20, 25, 30, 32 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, $l/L = 20, 30, 40\%$

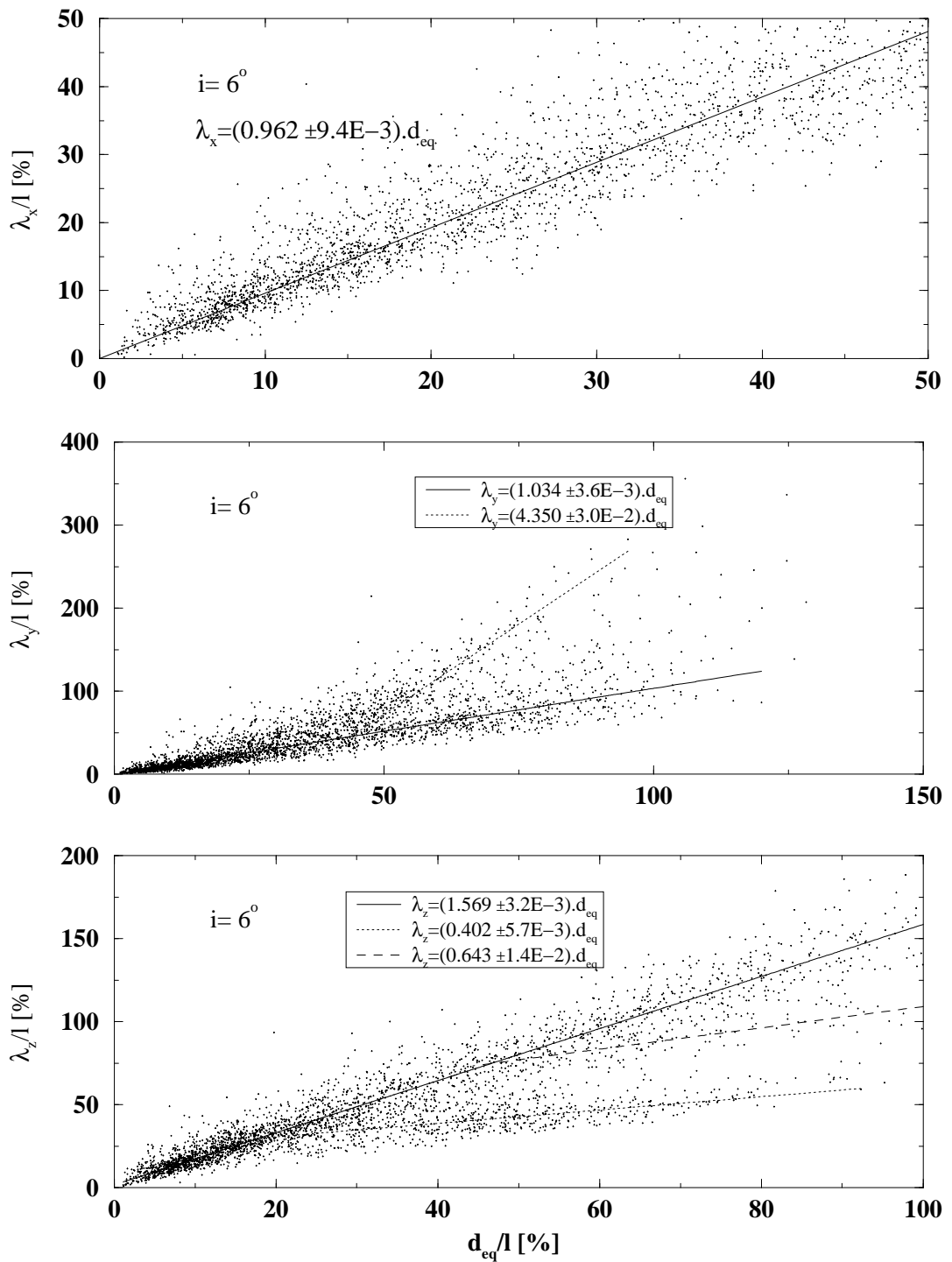


Figure II.4.11: Évolution de $\lambda_{x,y,z}$ en fonction du diamètre équivalent d_{eq} .
 $i = 6^\circ$, $C_{ref} = 15, 20, 25, 30, 32 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, $l/L = 20, 30, 40\%$

Régime stable		Régime instable	
Loi générale Éq. (II.3.9)	Volumes car. Éq. (II.3.11)	Loi générale Éq. (II.3.9)	Volumes car. Éq. (II.3.11)
$\lambda_x \approx d_{eq}$	-	$\lambda_x \approx d_{eq}$	$\lambda_x^1 = \Lambda_x^1 l = 0.44l$
$\lambda_y \approx d_{eq}$	-	$\lambda_y \approx d_{eq}$	$\lambda_y^1 = \Lambda_y^1 l = 0.71l$
$\lambda_z \approx 1.6d_{eq}$	-	$\lambda_z \approx 1.6d_{eq}$	$\lambda_z^1 = \Lambda_z^1 l = 0.14l$
			$\lambda_x^2 = \Lambda_x^2 l = 0.85l$
			$\lambda_y^2 = \Lambda_y^2 l = 1.84l$
			$\lambda_z^2 = \Lambda_z^2 l = 1.04l$

Tableau II.4.1: Caractéristiques dimensionnelles des cavités en régimes stable et instable

Troisième partie

Puissance Érosive et Prédiction

Chapitre 1

Formalisation de l'approche énergétique

1.1 Concepts

1.1.1 Spectre d'énergie

Le transfert d'énergie entre le fluide et le matériau peut être synthétisé sous la forme de l'organigramme présenté sur la figure III.1.1.

Le spectre d'énergie suggéré par Hammitt (1963) pour décrire ce transfert est représenté sur la figure III.1.2 pour plusieurs développements de cavitation. Le coefficient de cavitation est le paramètre distinctif entre les différentes courbes. Sur l'ordonnée est reporté le nombre $n(E_c)$ des cavités dont l'énergie E_c est comprise dans l'intervalle $[E_c, E_c + \Delta E_c]$. Il s'agit donc d'une distribution statistique des énergies des cavités de vapeur. Hammitt souligne en outre que les cavités considérées dans ces distributions sont celles se trouvant dans le voisinage de la paroi et susceptibles de contribuer à l'endommagement de celle-ci, sans toutefois donner de précision quant à la définition de ce voisinage.

Hammitt suggère qu'il existe une énergie E_s au-delà de laquelle il y a endommagement systématique. Ce seuil, représenté sur la figure III.1.2, est dépendant du matériau utilisé. L'énergie d'endommagement totale est ainsi proportionnelle à l'intégrale de la courbe relative à un coefficient de cavitation donné, l'intégration étant opérée à partir de ce seuil.

1.1.2 Modèle de puissance érosive

Hypothèses

Sur la base de travaux antérieurs menés par Avellan et Farhat (1989), Simoneau *et al.* (1989) et Bourdon *et al.* (1990), ces mêmes auteurs ont élaboré et formulé le

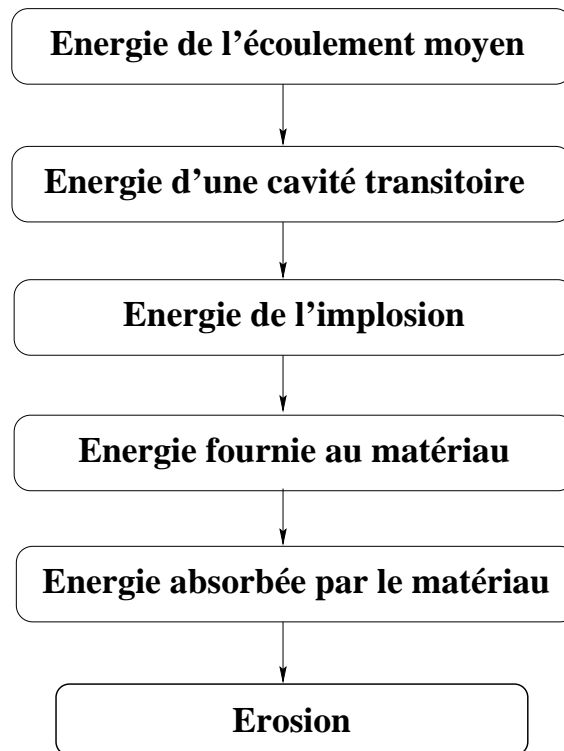


Figure III.1.1: Transfert d'énergie de l'écoulement vers le matériau

concept de puissance érosive à partir des hypothèses suivantes :

Hyp. 1 L'érosion est le résultat de l'implosion des cavités de vapeur générées par une poche de cavitation partielle. Celles-ci sont convectées par l'écoulement dans la zone de recompression où elles subissent un gradient de pression adverse provoquant leur implosion. L'émission subséquente d'une onde de surpression induit un chargement au niveau du matériau susceptible de l'endommager. Les travaux de Fortes-Patella (1994) confortent cette hypothèse.

Hyp. 2 Il existe un volume moyen V_c caractéristique du développement de cavitation considéré.

Hyp. 3 Ce volume moyen V_c est produit à une fréquence f_c .

Hyp. 4 Le processus de génération des cavités érosives est gouverné par les pulsations de la poche de cavitation. Celles-ci sont régies par une loi de Strouhal basée sur la vitesse moyenne de l'écoulement C_{ref} , la longueur moyenne de la poche l et sur la fréquence de pulsation f_p de celle-ci. Le nombre de Strouhal $S = (lf_p)/C_{ref}$ est compris entre 0.25 et 0.3 (Franc et Michel, 1988; Avellan *et al.*, 1988; Bourdon *et al.*, 1990; Farhat *et al.*, 1993). Cette hypothèse est vérifiée en régime instable.

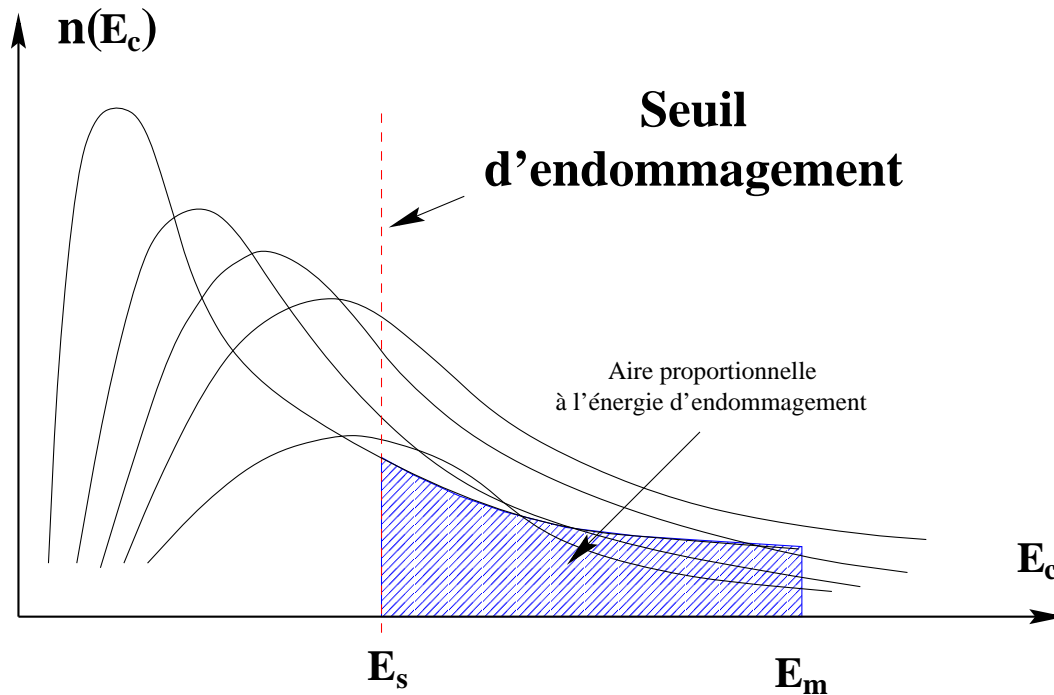


Figure III.1.2: Spectres d'énergie selon Hammitt (1963)

Expression

L'énergie potentielle d'une cavité isolée est représentée par la relation suivante :

$$E_c = (p_{max} - p_v)V_c \quad (\text{III.1.1})$$

où p_v est la pression de vapeur, p_{max} la pression maximale dans la zone de fermeture de la poche de cavitation et V_c est le volume maximal de la cavité. La différence de pression ($p_{max} - p_v$) est le terme moteur de l'implosion.

Moyennant les hypothèses ci-dessus, le terme de puissance érosive P_{er} a été formulé comme suit :

$$P_{er} = E_c f_c = (p_{max} - p_v)V_c f_c \quad (\text{III.1.2})$$

L'hypothèse 4 suppose la relation suivante :

$$f_c \approx f_p = S \frac{C_{ref}}{l} \quad (\text{III.1.3})$$

P_{er} prend alors la forme étendue suivante :

$$P_{er} \propto \frac{1}{2} K \rho (C_{p_{max}} + \sigma) C_{ref}^3 S \frac{V_c}{l} \quad (\text{III.1.4})$$

où $C_{p_{max}}$ désigne le coefficient de pression maximal correspondant à la pression p_{max} existante dans la zone de fermeture de la poche de cavitation. K est un facteur d'échelle.

Cette formulation purement hydrodynamique montre clairement que, si le coefficient de pression $C_{p_{max}}$ peut être dérivé soit de mesures directes de la pression en paroi soit de calculs d'écoulement, le volume V_c d'une cavité demeure une inconnue. Une validation expérimentale du terme de puissance érosive a été réalisée par Farhat *et al.* (1993) en considérant l'échelle de longueur des cavités de vapeur comme proportionnelle à la longueur moyenne de la poche de cavitation partielle, i.e.

$$V_c \propto l^3 \quad (\text{III.1.5})$$

La bonne corrélation trouvée en régime instable entre le terme P_{er} et les niveaux des fluctuations de pression mesurés a encouragé la poursuite des travaux dans cette voie.

1.2 Formulation

1.2.1 Densité d'énergie

Comme nous l'avons démontré lors de la mesure du taux de production des cavités transitoires par une poche (voir §3.3, Partie II), la densité par unité de temps et par unité de longueur (équation II.3.4) de ces cavités est décrite par la relation suivante :

$$\hat{n}(\lambda) = S_c \frac{C_{ref}}{\lambda^2} \quad , \quad S_c \simeq 86.87 \cdot 10^{-3} \pm 12 \cdot 10^{-5}$$

où λ désigne, pour alléger la notation, la dimension longitudinale λ_x d'une cavité de vapeur.

La densité d'événements $\hat{n}(\lambda)$ et la densité d'énergie recherchée $\hat{n}(E_c)$ sont liées par la relation suivante, E_c désignant l'énergie potentielle d'une cavité de vapeur :

$$\hat{n}(E_c)dE_c = \hat{n}(\lambda)d\lambda \quad (\text{III.1.6})$$

Par ailleurs, nous avons établi (se référer au tableau II.4.1) les relations existant entre les dimensions principales $\lambda_{x,y,z}$ des cavités de vapeur générées par la poche et le diamètre équivalent d_{eq} d'un volume sphérique pris comme modèle. En particulier, la dimension longitudinale λ_x est sensiblement égale à d_{eq} , comme le montre le tableau II.4.1. Ainsi, nous pouvons exprimer l'énergie potentielle E_c sous la forme :

$$E_c = \Delta p V \propto \Delta p \lambda^3 \quad (\text{III.1.7})$$

Par conséquent, la relation (III.1.6) devient, en utilisant la relation (II.3.4) :

$$\begin{aligned}\hat{\mathbf{n}}(E_c) &\propto \frac{\hat{\mathbf{n}}(\lambda)}{\Delta p \lambda^2} \\ &\propto \frac{C_{ref}}{E_c \lambda}\end{aligned}\quad (\text{III.1.8})$$

$$\text{avec } \Delta p = \frac{1}{2} \rho (\sigma + C_{p_{max}}) C_{ref}^2 \quad (\text{III.1.9})$$

La dimension λ est liée à E_c , compte tenu de (III.1.7), par :

$$\lambda \propto E_c^{\frac{1}{3}} \Delta p^{-\frac{1}{3}} \quad (\text{III.1.10})$$

L'équation (III.1.8) devient, en utilisant cette dernière relation :

$$\hat{\mathbf{n}}(E_c) \propto C_{ref} \Delta p^{\frac{1}{3}} E_c^{-\frac{4}{3}} \quad (\text{III.1.11})$$

Définissons le terme E_m comme énergie de référence définie par la relation :

$$E_m = \Delta p l^3 \quad (\text{III.1.12})$$

où l est la longueur de la poche de cavitation. Pour des conditions hydrodynamiques données, l'énergie E_m est associée au volume maximal produit par la poche de cavitation. Nous émettons l'hypothèse que ce volume est proportionnel à l^3 . Cette hypothèse est vérifiée dans le cas instable, comme l'indiquent les mesures de tailles caractéristiques reportées sur le tableau II.4.1. Dans le cas stable, la relation linéaire existant entre la longueur de la poche et sa hauteur (voir §1, Partie II) permet également d'appuyer cette hypothèse. En tout état de cause, il est raisonnable d'admettre E_m comme la limite supérieure de l'énergie associée à un volume de vapeur.

L'expression de la densité d'énergie $\hat{\mathbf{n}}(E_c)$ de la relation (III.1.11) prend la forme :

$$\boxed{\hat{\mathbf{n}}(E_c) = K_0 S_c \frac{C_{ref}}{l} E_m^{\frac{1}{3}} E_c^{-\frac{4}{3}}}, \quad K_0 = \sqrt[3]{\frac{\pi}{162}} \quad (\text{III.1.13})$$

1.2.2 Spectre d'énergie

Le nombre de cavités par unité de temps dont l'énergie E_c est comprise dans l'intervalle $[E_c, E_c + \Delta E_c]$ est donné par la relation :

$$\begin{aligned}\mathbf{n}(E_c) &= \int_{E_c}^{E_c + \Delta E_c} \hat{\mathbf{n}}(\varepsilon) d\varepsilon \\ &\propto S_c \frac{C_{ref}}{l} \left(\frac{E_m}{E_c}\right)^{\frac{1}{3}} \left[1 - \left(1 + \frac{\Delta E_c}{E_c}\right)^{-\frac{1}{3}}\right]\end{aligned}\quad (\text{III.1.14})$$

Introduisons le paramètre β , dont le rôle sur E_c est similaire à celui de α dans le domaine des dimensions λ (voir §3.3, Partie II) :

$$\beta \in \mathbf{R}^+ \mid \Delta E_c = \beta E_c \quad (\text{III.1.15})$$

En outre, d'après (III.1.6), nous avons la relation :

$$\begin{aligned} \mathbf{n}(E_c) &= \mathbf{n}(\lambda) \\ &= \int_{\lambda}^{\lambda+\Delta\lambda} \hat{\mathbf{n}}(\zeta) d\zeta = S_c \frac{C_{ref}}{\lambda} \frac{\alpha}{\alpha+1} \end{aligned} \quad (\text{III.1.16})$$

où $\hat{\mathbf{n}}(\lambda)$ est défini par la relation (II.3.4).

À l'aide de cette égalité et en effectuant l'analogie entre les coefficients des relations (III.1.14) et (III.1.16), nous obtenons les relations établissant la fréquence $\mathbf{n}(E_c)$ des volumes dont l'énergie est comprise dans l'intervalle $[E_c, E_c + \Delta E_c]$, ainsi que l'expression du coefficient β en fonction de α :

$$\boxed{\mathbf{n}(E_c) = K_1 S_c \frac{C_{ref}}{l} \left(\frac{E_m}{E_c}\right)^{\frac{1}{3}} \left[1 - (1 + \beta)^{-\frac{1}{3}}\right]} \quad (\text{III.1.17})$$

$$\begin{aligned} \text{avec} \quad \beta &= (1 + \alpha)^3 - 1 \\ K_1 &= \sqrt[3]{\frac{\pi}{6}} \end{aligned} \quad (\text{III.1.18})$$

Le spectre formulé par la relation (III.1.17) est à différencier des lois proposées par d'autres chercheurs. Il s'agit en général de lois de probabilité classiques adaptées pour correspondre au mieux au spectre suggéré par Hammitt (1980). Ces lois font intervenir des paramètres intrinsèques devant être définis en termes hydrodynamiques par le biais d'hypothèses supplémentaires. Citons en particulier : lois de type exponentielle de la forme $n = cEe^{-aE}$ proposées par Hammitt (1963) et Kato (1975), loi de Weibull $n = aEe^{-\left(\frac{E}{b}\right)^2}$ d'après Selim (1985), etc...

La loi (III.1.17) est complètement définie sur la base des paramètres caractéristiques majeurs de l'écoulement : vitesse de référence C_{ref} , coefficient de cavitation σ , coefficient de pression $C_{p_{max}}$ déterminant la recompression, et nombre de Strouhal décrivant le processus de production des cavités de vapeur (équation II.3.9).

1.2.3 Énergie totale associée à un volume

L'énergie potentielle E_c par unité de temps des cavités dont l'énergie est comprise dans un intervalle $[E_c, E_c + \Delta E_c]$ s'exprime sous la forme du terme P_c , homogène à une puissance, selon la formulation suivante :

$$P_c(E_c) = \int_{E_c}^{E_c + \Delta E_c} \hat{n}(\varepsilon) \varepsilon d\varepsilon$$

$$P_c(E_c) = K_2 S_c \frac{C_{ref}}{l} \left(E_m E_c^2 \right)^{\frac{1}{3}} \left[(1 + \beta)^{\frac{2}{3}} - 1 \right] \quad (\text{III.1.19})$$

$$\text{avec } K_2 = \sqrt[3]{\frac{\pi}{48}} \quad (\text{III.1.20})$$

1.3 Puissance érosive

1.3.1 Hypothèses

Deux hypothèses fortes sont émises :

Hyp. 1 En reprenant l'hypothèse avancée par Hammitt (1963, 1980), illustrée sur la figure III.1.2, une cavité de vapeur produira un endommagement sur la surface d'un matériau si l'énergie résultant de l'implosion de cette cavité est supérieure à un seuil que nous désignerons par E_s . Ce seuil est déterminé essentiellement par les propriétés mécaniques du matériau considéré.

Hyp. 2 L'énergie E_d d'endommagement (par érosion ou déformation) est issue du processus de transfert d'énergie en cascade depuis l'écoulement moyen vers le matériau, comme le décrit la figure III.1.1. Cette énergie résultante ne représente qu'une partie de l'énergie initiale E_c de la cavité de vapeur considérée. Pour cette raison, il est nécessaire d'introduire la notion de **rendement d'implosion** (Ross, 1977; Baiter, 1982). Ce rendement, que nous désignerons par η_{co} , est une fonction de nombreux facteurs :

- Dissipation d'énergie pendant la phase d'implosion d'une cavité : l'énergie potentielle initiale est transformée en énergie cinétique du fluide, mais également dissipée par les effets visqueux et de tension superficielle et par les échanges thermiques de la transformation eau-vapeur.
- Distance d à la paroi du lieu d'implosion (Vogel *et al.*, 1989; Fortes-Patella, 1994).
- Dissipation de l'énergie acoustique E_a issue de l'implosion-rebond et transportée sous la forme d'une onde de choc (que nous considérons comme le processus d'endommagement prédominant) : une partie de l'énergie acoustique est soit dissipée directement dans le milieu fluide avec une amplitude inversement proportionnelle au rayon du front d'onde, soit réfléchiée par la paroi vers l'écoulement. Le reste est effectivement absorbé par le matériau et contribue à son endommagement.
- Propriétés physiques des milieux respectifs.

- Rugosité de la paroi.
- Dynamique des cavités influencée par les fluctuations de pression du milieu.
- Etc. . .

Nous faisons l'hypothèse, dans le cadre de ce travail, que le rendement d'implosion η_{co} , intégrant l'ensemble des facteurs précités, est constant quelque soit l'échelle d'énergie E_c considérée.

1.3.2 Expression

L'énergie totale susceptible d'endommager le matériau (par érosion ou par simple déformation plastique) est représentée par la somme des énergies supérieures à l'énergie seuil E_s . Nous désignons par **puissance érosive** P_{er} le terme intégral, par unité de temps, des énergies contribuant à l'endommagement, en suivant la terminologie déjà adoptée par Farhat *et al.* (1993) (voir §1.1). Le terme P_{er} est donné par la relation :

$$P_{er} = \int_{E_s}^{+\infty} \hat{n}(\varepsilon) \varepsilon d\varepsilon \quad (\text{III.1.21})$$

L'intégrale n'étant pas bornée, il est nécessaire de définir une limite que nous prenons égale à l'énergie maximale E_m établie par la relation (III.1.12), d'où :

$$P_{er} = K_2 S_c \frac{C_{ref}}{l} E_m^{\frac{1}{3}} \left[\varepsilon^{\frac{2}{3}} \right]_{E_s}^{E_m} \quad \text{avec} \quad E_s \leq E_m \quad (\text{III.1.22})$$

D'où l'expression finale de la puissance érosive P_{er} :

$$\boxed{P_{er} = K_2 S_c \frac{C_{ref}}{l} E_m \Phi_{er} \quad , \quad K_2 = \sqrt[3]{\frac{\pi}{48}}} \quad (\text{III.1.23})$$

Le coefficient Φ_{er} est donné par les relations

$$\Phi_{er} = 1 - F^{\frac{2}{3}} \quad , \quad F = \frac{E_s}{E_m} \quad (\text{III.1.24})$$

Elle peut être mise sous une forme analogue à la relation (III.1.4) proposée par Avellan *et al.* (1991) et Bourdon *et al.* (1990) comme expression de la puissance érosive (voir §1.1.2) :

$$P_{er} = K_2 \frac{1}{2} \rho (\sigma + C_{p_{max}}) S_c C_{ref}^3 l^2 \Phi_{er} \quad (\text{III.1.25})$$

1.3.3 Puissance totale

L'énergie totale par unité de temps des structures de vapeur, désignée par le terme P_t homogène à une puissance, est donnée par l'équation :

$$P_t = \int_0^{E_m} \hat{n}(\varepsilon) \varepsilon d\varepsilon$$

D'où, en prenant $E_s = 0$ dans l'équation (III.1.23) ($\Phi_{er} = 1$), i.e. en considérant toutes les énergies :

$$P_t = K_2 S_c \frac{C_{ref}}{l} E_m \quad (III.1.26)$$

Cette équation montre que l'énergie totale représentée par les cavités de vapeur est proportionnelle au flux d'énergie représenté par le terme $(C_{ref} E_m)/l$.

1.3.4 Rendement érosif

Nous introduisons le terme de *rendement érosif*, que nous noterons η_{er} , comme étant le rapport de la puissance érosive et de la puissance totale. Ce rapport n'est autre que Φ_{er} :

$$\eta_{er} = \frac{P_{er}}{P_t} = 1 - F^{\frac{2}{3}}, \quad F = \frac{E_s}{E_m} \quad (III.1.27)$$

η_{er} est une fonction décroissante monotone de E_s , comme le montre la figure III.1.3.

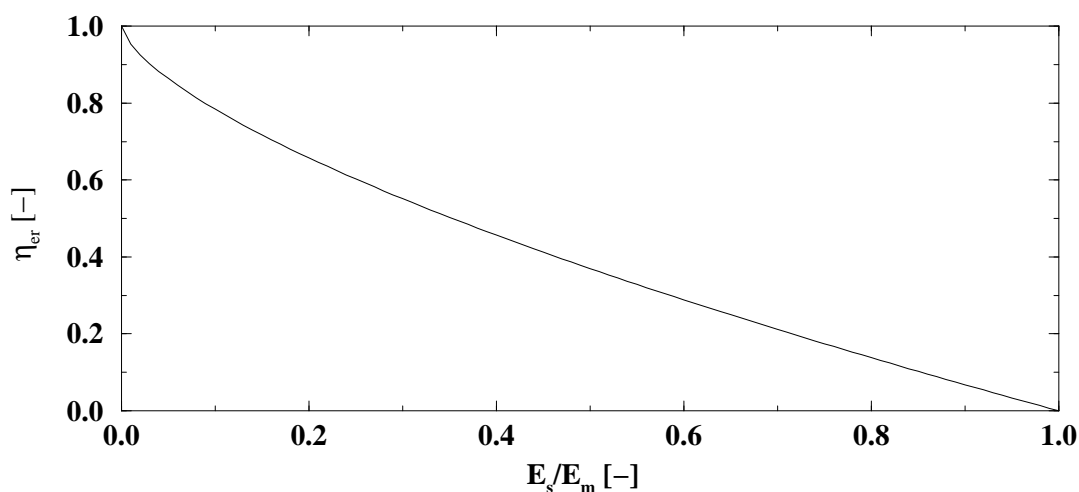


Figure III.1.3: Évolution de η_{er} en fonction de E_s/E_m

1.3.5 Rendement d'implosion

Les cavités n'entraînent pas de façon systématique un endommagement du matériau. Knapp *et al.* (1970) sont les seuls, à notre connaissance, à avoir estimé (se reporter au §8 – 5 de leur ouvrage) la proportion de cavités produisant un impact. D'après les expériences réalisées par ces chercheurs sur un matériau très "mou" (Aluminium 1100 – 0), 1 cavité sur 30000 produites cause un endommagement du matériau. Nous définissons le terme de **rendement d'implosion**, noté η_{co} , comme étant le rapport de l'énergie E_d totale absorbée par le matériau et de l'énergie E_c totale fournie par les cavités de vapeur (avec $E_c \geq E_s$). Par conséquent, ce rendement peut s'exprimer en fonction des spectres respectifs :

$$\eta_{co} = \frac{\hat{\mathbf{n}}(E_d)}{\hat{\mathbf{n}}(E_c)} = \frac{\mathbf{n}(E_d)}{\mathbf{n}(E_c)} \quad (\text{III.1.28})$$

Nous avons posé l'hypothèse (voir §1.3.1) que ce rendement est indépendant de l'échelle d'énergie.

1.4 Transposition

Nous nous proposons d'aborder ici le problème de la transposition du potentiel érosif entre deux écoulements présentant d'une part une similitude géométrique absolue des parois solides, d'autre part un développement de cavitation du même type. Cette dernière condition est vérifiée si les coefficients de cavitation respectifs sont identiques (similitude du σ).

Ces deux conditions étant respectées, et en considérant par ailleurs un fluide identique pour les deux écoulements, le problème se résume à étudier l'influence d'un changement soit de l'échelle géométrique, soit de la vitesse de l'écoulement. Posons π_1 et π_2 tels que

$$\pi_1 = \frac{C'_{ref}}{C_{ref}} \quad \text{et} \quad \pi_2 = \frac{l'}{l} \quad (\text{III.1.29})$$

où C'_{ref} et l' sont, respectivement, la vitesse de référence et la longueur de la poche du nouvel écoulement vers lequel nous désirons effectuer la transposition. La longueur de la poche est prise comme référence géométrique, en vertu de la similitude en σ .

1.4.1 Spectre d'énergie

Transposition en vitesse

La relation (III.1.17) montre que seule la vitesse de référence C_{ref} joue un rôle dans la transposition du spectre d'énergie, en vertu de la définition du terme E_m (III.1.12). En effet, nous avons, indépendamment de la géométrie, la relation suivante entre les spectres lors d'un changement de vitesse :

$$\boxed{\mathbf{n}'(E_c) = \pi_1 \mathbf{n}(E_c)} \quad (\text{III.1.30})$$

Transposition géométrique

Considérons maintenant un élément de surface Σ et son image géométrique Σ' telle que $\Sigma' = \pi_2^2 \Sigma$. En considérant une vitesse identique aux deux échelles géométriques ($\pi_1 = 1$), nous pouvons écrire :

$$\boxed{\frac{\mathbf{n}'(E_c)}{\Sigma'} = \frac{1}{\pi_2^2} \frac{\mathbf{n}(E_c)}{\Sigma}} \quad (\text{III.1.31})$$

Ce résultat est différent de la loi dite "en λ^3 " généralement proposée pour la transposition géométrique, voir en particulier les travaux de Le *et al.* (1989), Le *et al.* (1993b) et Franc *et al.* (1995). Néanmoins, les vérifications expérimentales de cette loi réalisées par ces chercheurs concernent des développements de poche instable, où les hypothèses développées dans la section §1.1.2 sont vérifiées :

1. Il existe un volume moyen V_c caractéristique du développement de cavitation considéré.
2. Ce volume moyen V_c est produit à une fréquence f_c .
3. Le processus de génération des cavités est gouverné par la loi de Strouhal $S = (lf_c)/C_{ref}$ (équation II.3.11).

Dans cette situation, nous pouvons utiliser les relations particulières liant volumes caractéristiques et longueur de poche, établies par les mesures du taux de production (§3, Partie II) et par les mesures de volume (§4, Partie II). Ces tailles, associées au mode instable, sont définies sur le tableau II.4.1. Dans ce cas, nous pouvons poser $E_c \propto E_m$, d'où l'expression du spectre (III.1.17) sous la forme réduite

$$\mathbf{n}(E_c) \propto S \frac{C_{ref}}{l} \quad \text{avec} \quad S = \frac{f_c l}{C_{ref}} \approx 0.3 \quad (\text{III.1.32})$$

La vitesse de référence joue le même rôle que précédemment (III.1.30). Par contre, l'échelle géométrique intervient, dans la transposition du spectre d'énergie par unité

de surface, sous la forme

$$\boxed{\frac{\mathbf{n}'(E_c)}{\Sigma'} = \frac{1}{\pi_2^3} \frac{\mathbf{n}(E_c)}{\Sigma}} \quad (\text{III.1.33})$$

Nous retrouvons ainsi la loi de similitude géométrique dite “en λ^3 ”. Celle-ci est un cas particulier associée au mode instable du processus de génération des cavités de vapeur par la poche de cavitation.

1.4.2 Puissance érosive

Soit P'_{er} le terme de puissance érosive transposé. En s'aidant des relations (III.1.23) et (III.1.24) définissant la puissance érosive P_{er} , P'_{er} s'énonce en fonction des facteurs π_1 et π_2 de la transposition selon la formulation suivante :

$$\boxed{\begin{aligned} P'_{er} &= \lambda_{er} P_{er} \\ \text{avec } \lambda_{er} &= \pi_1^3 \pi_2^2 \frac{1 - \Gamma F^{\frac{2}{3}}}{\eta_{er}} \quad , \quad \Gamma = \pi_1^{-\frac{4}{3}} \pi_2^{-2} \end{aligned}} \quad (\text{III.1.34})$$

où

$$\eta_{er} = 1 - F^{\frac{2}{3}} \quad , \quad F = \frac{E_s}{E_m}$$

η_{er} est le rendement érosif (voir équation III.1.27). Nous appelons λ_{er} le **coefficient de puissance érosive** : il assure la transposition de celle-ci en vitesse et en échelle géométrique, en intégrant le seuil d'endommagement E_s ainsi que les paramètres macroscopiques de l'écoulement initial par l'intermédiaire du rendement érosif η_{er} et de E_m .

En termes de puissance par unité de surface, la relation (III.1.34) devient :

$$\begin{aligned} \frac{P'_{er}}{\Sigma'} &= \lambda'_{er} \frac{P_{er}}{\Sigma} \\ \lambda'_{er} &= \pi_1^3 \frac{1 - \Gamma F^{\frac{2}{3}}}{\eta_{er}} \quad , \quad \Gamma = \pi_1^{-\frac{4}{3}} \pi_2^{-2} \end{aligned} \quad (\text{III.1.35})$$

1.5 Lieu d'implosion

1.5.1 Modèle dynamique

Afin d'établir le lieu de l'implosion d'un volume, nous suggérons l'utilisation du modèle proposé par Rayleigh (1917) pour décrire l'évolution dans le temps du rayon d'une bulle de vapeur sphérique soumise à un champ de pression constant. Nous négligeons par conséquent tous les effets dus à la dynamique de la bulle dans

un champ de pression variable. Par ailleurs, nous ne tenons pas compte des effets visqueux ni de l'interaction de la bulle avec la paroi le long de laquelle elle se déplace. L'équation suivante décrit cette évolution (Batchelor, 1967) :

$$\dot{R}^2 = \frac{2}{3} \frac{p_{ref} - p_v}{\rho} \left(\frac{R_m^3}{R^3} - 1 \right) \quad (\text{III.1.36})$$

Le temps d'implosion t_r (temps de Rayleigh) entre l'instant où la pression est appliquée et le moment où le rayon de la bulle s'annule, finalisant ainsi son "collapse", s'exprime par la relation bien connue :

$$t_r \cong 0.915 R_m \sqrt{\frac{\rho}{\Delta p}} \quad (\text{III.1.37})$$

où R_m est le rayon initial, et donc maximal, de la bulle.

Nous posons les quatre hypothèses suivantes :

1. D'après l'analyse des volumes (voir §4, Partie II), la dimension longitudinale $\lambda = \lambda_x$ des cavités est approximativement égale au diamètre équivalent correspondant à leur volume, comme le montre le tableau (II.4.1). Par conséquent, nous pouvons poser $R_m \approx \lambda/2$, d'où la relation :

$$t_r \propto \sqrt{\frac{\rho}{\Delta p}} \lambda \quad (\text{III.1.38})$$

2. La cavité est convectée par l'écoulement à la vitesse $C_c = k C_{ref}$ (avec $k \approx 0.6$, voir §4.2.2, Partie I).
3. La différence de pression est, pendant la durée de vie t_r de la cavité, égale à Δp .
4. Le volume de la cavité est maximal à la fermeture de la poche, i.e. pour l'abscisse l . Le processus d'implosion est supposé commencer à cet endroit.

1.5.2 Formulation

Le déplacement δ_c d'une cavité pendant le temps t_r est donné par

$$\delta_c = t_r C_c \propto \lambda (\sigma + C_{pmax})^{-\frac{1}{2}} \quad (\text{III.1.39})$$

En combinant les équations (III.1.9), (III.1.10), (III.1.12) et (III.1.39), et en tenant compte de ces hypothèses, l'expression de la position x_c du lieu d'implosion de la cavité le long de la corde prend la forme suivante :

$$\boxed{\begin{aligned} x_c &= l + \delta_c \\ &= l \left[1 + K_3 \left(\frac{E_c}{E_m} \right)^{\frac{1}{3}} (\sigma + C_{pmax})^{-\frac{1}{2}} \right] \quad , \quad K_3 = \frac{0.915k}{\sqrt{2}} \sqrt[3]{\frac{6}{\pi}} \end{aligned}} \quad (\text{III.1.40})$$

Trois remarques peuvent être formulées à partir des relations (III.1.39) et (III.1.40) :

1. Pour des conditions hydrodynamiques fixées, δ_c est proportionnel à λ . Par conséquent, nous pouvons établir la relation suivante entre la densité de volumes, ou densité d'énergie (relation III.1.6), et la densité d'impacts

$$\hat{\mathbf{n}}(\delta_c)d\delta_c = \hat{\mathbf{n}}(\lambda)d\lambda = \hat{\mathbf{n}}(E_c)dE_c \quad (\text{III.1.41})$$

2. Le lieu d'implosion ne dépend pas, pour une incidence i de l'écoulement et une valeur du coefficient de cavitation σ , de la vitesse de l'écoulement C_{ref} . Ce résultat est en complet accord avec les répartitions du coefficient de pression établies dans le cadre de ce travail (voir §2.1, Partie II). Il est en outre cohérent d'une part avec les mesures d'érosion réalisées par Simoneau *et al.* (1989) sur profil I, d'autre part avec les mesures de taux d'impactage établies par N'Guyen *et al.* (1987) dans une boucle au mercure équipée d'un Venturi. Cette formulation ne tient évidemment pas compte des effets hydrodynamiques tels que les effets inertiels, l'allongement de la poche et l'augmentation de ses fluctuations lorsque le nombre de Reynolds R_e croît.
3. La position indiquant le début de la zone d'érosion est fonction, pour des conditions hydrodynamiques fixées, uniquement de l'énergie minimale d'endommagement E_s caractéristique du matériau. L'évolution du terme adimensionnel $\delta_c^* = \sqrt[3]{E_c/E_m}$ est reportée sur la figure III.1.4. Nous avons également représenté le terme $(1 - \delta_c^*)$ à partir duquel l'étendue maximale de la zone d'endommagement peut être déduite : la limite de cette zone est obtenue lorsque E_c atteint la valeur extrême E_m . La zone d'érosion associée à un matériau donné est définie pour la valeur E_s/E_m .

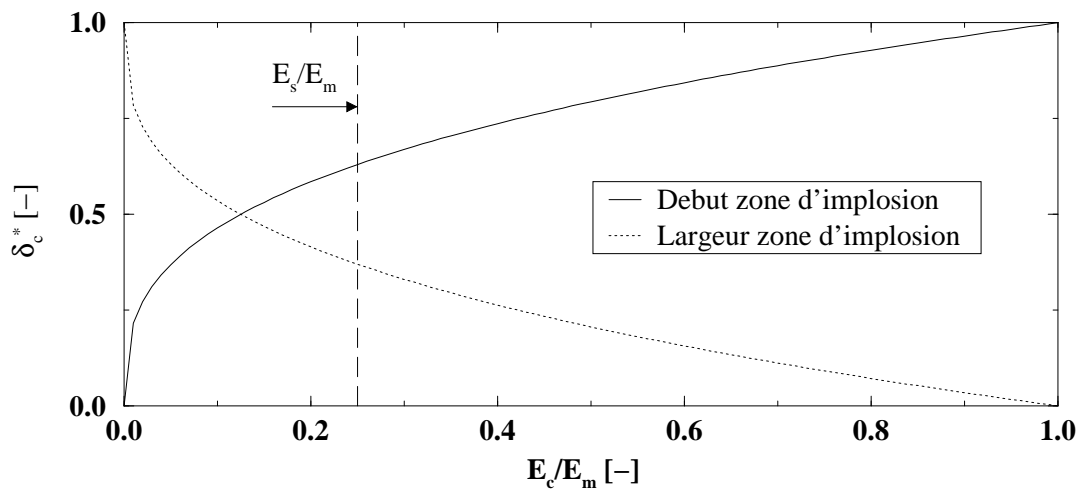


Figure III.1.4: Évolution de δ_c^* en fonction de E_c/E_m

Il est évident que la valeur E_m constitue un maximum absolu qui peut n'être jamais atteint, en particulier dans les développements de poche stables : le spectre réel de l'énergie potentielle des cavités de vapeur est fini et conditionne par conséquent l'étendue du spectre de déformation ainsi que l'étendue de la zone d'érosion.

Chapitre 2

Éléments pour une validation expérimentale

2.1 Données de marquage

2.1.1 Dispositif expérimental

Profil d'essai

Le profil expérimental utilisé, illustré sur la figure III.2.1, est celui décrit au chapitre §4.1.1, Partie I.

Ce profil, spécialement conçu pour la réalisation d'essais de marquage, est pourvu d'une échancrure longitudinale de 30 mm de large s'étendant sur toute la longueur du profil. Cet emplacement permet l'insertion d'éprouvettes de différents matériaux polies avec une qualité de surface assurant une rugosité inférieure à 0.05 μm .

Mesure des empreintes

Les surfaces des éprouvettes sont analysées par un profilomètre à laser *UBM*[®] 16, offrant une résolution en profondeur Z de 5 nm et une précision en position dans le plan $X - Y$ de 0.5 μm . La mesure est réalisée, pour chaque éprouvette, sur cinq surfaces de $2.5 \times 5 \text{ mm}^2$ réparties le long de la corde selon la disposition indiquée sur la figure III.2.2. La surface est analysée, dans notre cas, avec une résolution de 400 *points/mm*.

Traitement des empreintes

Les données utilisées ici sont fournies par le logiciel *ADRESSE* de traitement automatique de relevé d'état de surface d'éprouvettes, développé au sein du labo-

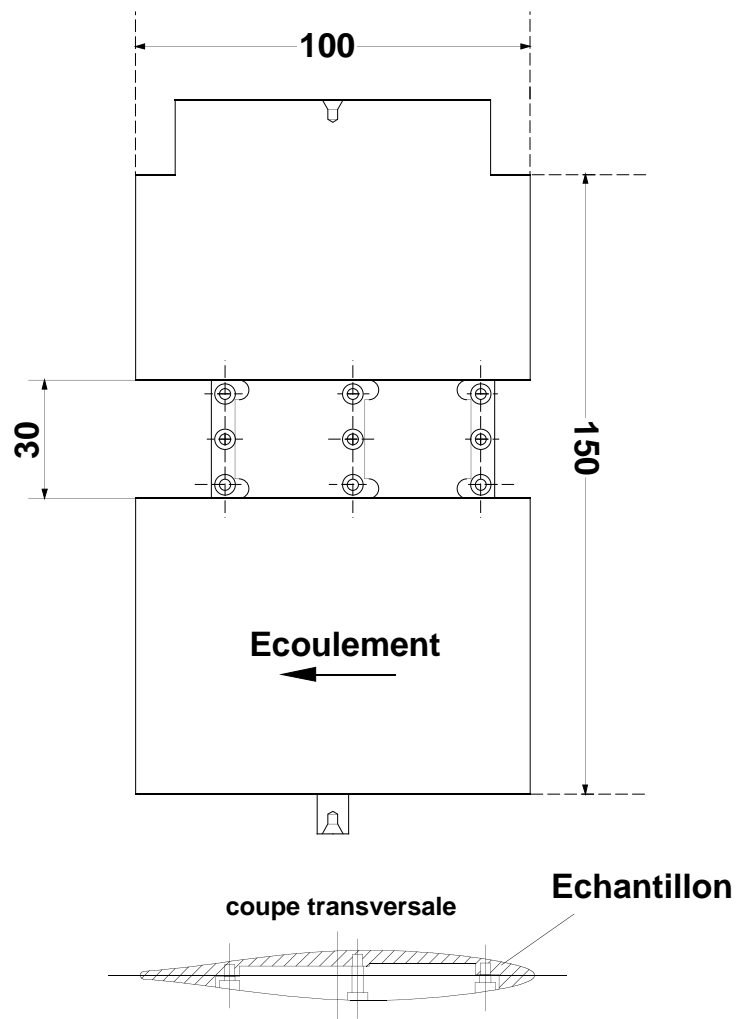


Figure III.2.1: Profil d'essai NACA 65012 pour la mesure des impacts de cavitation

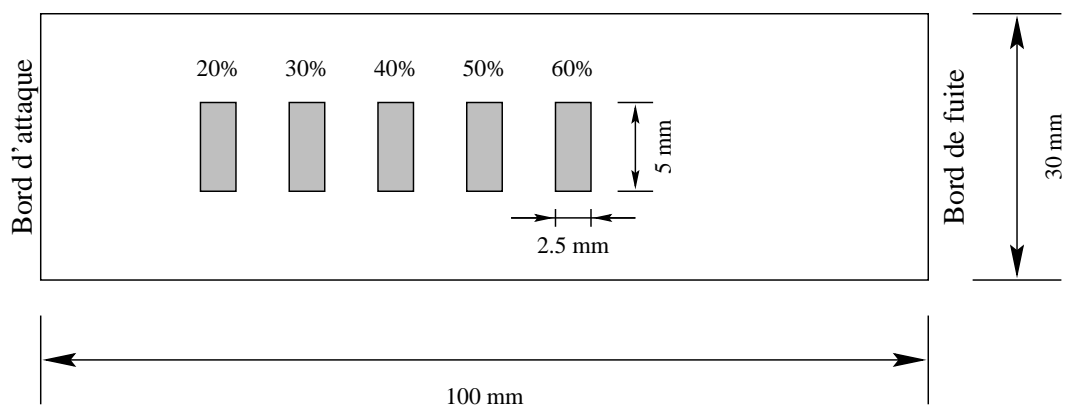


Figure III.2.2: Emplacement des zones de mesure d'empreintes

ratoire *CREMHyG*¹ par Fortes-Patella et Reboud (1993) et utilisé au moment des présents travaux par *EDF*². Ce code permet de localiser les impacts de cavitation d'après les relevés bruts établis à l'aide du profi lomètre et d'en extraire les caractéristiques géométriques principales (profondeur de l'empreinte, rayon à 10% de cette profondeur et son volume). En outre, le code fournit l'énergie acoustique E_a associée à chaque empreinte et calculée d'après la simulation numérique d'impacts de cavitation développée par Fortes-Patella (1994).

2.1.2 Conditions hydrodynamiques

Les conditions expérimentales sont reportées dans le tableau III.2.1. Deux matériaux sont testés : Cuivre pur et Acier inox 316L.

i [°]	C_{ref} [$m \cdot s^{-1}$]	σ [-]	l/L [%]	Temps d'exposition [mn]	
				CUIVRE	INOX
4°	25	1.25	20	90	—
		1.12	40	40	—
	32	1.26	20	15	120
		1.13	40	10	100

Tableau III.2.1: Conditions hydrodynamiques pour les mesures de marquage - Paramètres consignés

2.2 Hypothèses de travail

L'énergie acoustique E_a émise par l'onde de surpression provenant de l'implosion d'une bulle de vapeur placée à une distance donnée d de la paroi est, d'après les travaux de Fortes-Patella (1994), proportionnelle à l'énergie E_c de cette bulle (rappelons que E_a est dérivée des impacts de cavitation).

Par ailleurs, de récents travaux (Reboud et Fortes-Patella, 1996) semblent indiquer que l'énergie de déformation E_d , i.e. l'énergie absorbée par le matériau, est proportionnelle à l'énergie acoustique E_a pour des conditions hydrodynamiques données.

Il en résulte que l'énergie E_d d'endommagement peut être considérée proportionnelle à l'énergie potentielle E_c de la cavité. Ceci conforte l'hypothèse 2 (voir §1.3.1), selon laquelle le rendement d'implosion η_{co} est supposé constant.

¹Centre de Recherches et d'Essais de Machines Hydrauliques de Grenoble (France)

²Électricité de France, Direction des Études et Recherche (DER), Département Machines

Nous assimilerons, dans la terminologie employée dans la suite de ce travail, l'énergie acoustique E_a à l'énergie de déformation E_d afin de faciliter la distinction entre énergie E_c mesurée au niveau du fluide et énergie E_a dérivée des mesures d'impacts.

2.3 Énergie fluide et énergie de déformation

2.3.1 Comparaison des densités d'énergie

Considérons les densités $\hat{n}(E_d)$ établies sur toute l'étendue des énergies E_d . La figure III.2.3 représente ces densités juxtaposées aux densités $\hat{n}(E_c)$ établies d'après la relation (III.1.13). L'allure des courbes met clairement en évidence une relation de proportionnalité entre les deux densités. Sur le tableau III.2.2, sont reportées les exposants relatifs aux lois en puissance calculées selon les moindres carrés. Dans le cas du Cuivre (matériau "mou"), l'exposant est très proche de la valeur $(-4/3)$ établie lors de la détermination de la densité d'énergie des cavités de vapeur et présente dans la relation (III.1.13). Néanmoins, l'exposant calculé dans le cas du matériau le plus résistant (acier inox 316L) est sensiblement différent de cette valeur (≈ -1.1). Dans le cadre limité de la présente validation, il n'est pas possible d'établir l'influence du matériau sur la distribution d'énergie d'endommagement. Par ailleurs, l'étendue restreinte des données de marquage dans le cas de l'acier (peu d'empreintes par unité de surface) est un facteur pouvant expliquer ce résultat.

L'influence des paramètres hydrodynamiques n'est pas discernable car la plage de conditions explorées, et en particulier celle de la vitesse de référence C_{ref} , n'est pas suffisamment étendue.

i [°]	C_{ref} [m · s ⁻¹]	σ [-]	l/L [%]	CUIVRE	INOX
4°	25	1.25	20	$-1.341 \pm 13 \cdot 10^{-3}$	–
		1.12	40	$-1.364 \pm 14 \cdot 10^{-3}$	–
	32	1.26	20	$-1.278 \pm 9 \cdot 10^{-3}$	$-1.056 \pm 15 \cdot 10^{-3}$
		1.13	40	$-1.375 \pm 10 \cdot 10^{-3}$	$-1.086 \pm 7 \cdot 10^{-3}$

Tableau III.2.2: Exposant k de la loi de puissance $\hat{n}(E_d) \propto E_d^k$ des densités de l'énergie de déformation

2.3.2 Comparaison des spectres d'énergie

La figure III.2.4 effectue la comparaison des spectres des énergies E_c (équation (III.1.17)) et E_d . L'exposant établi suivant la même procédure que précédemment

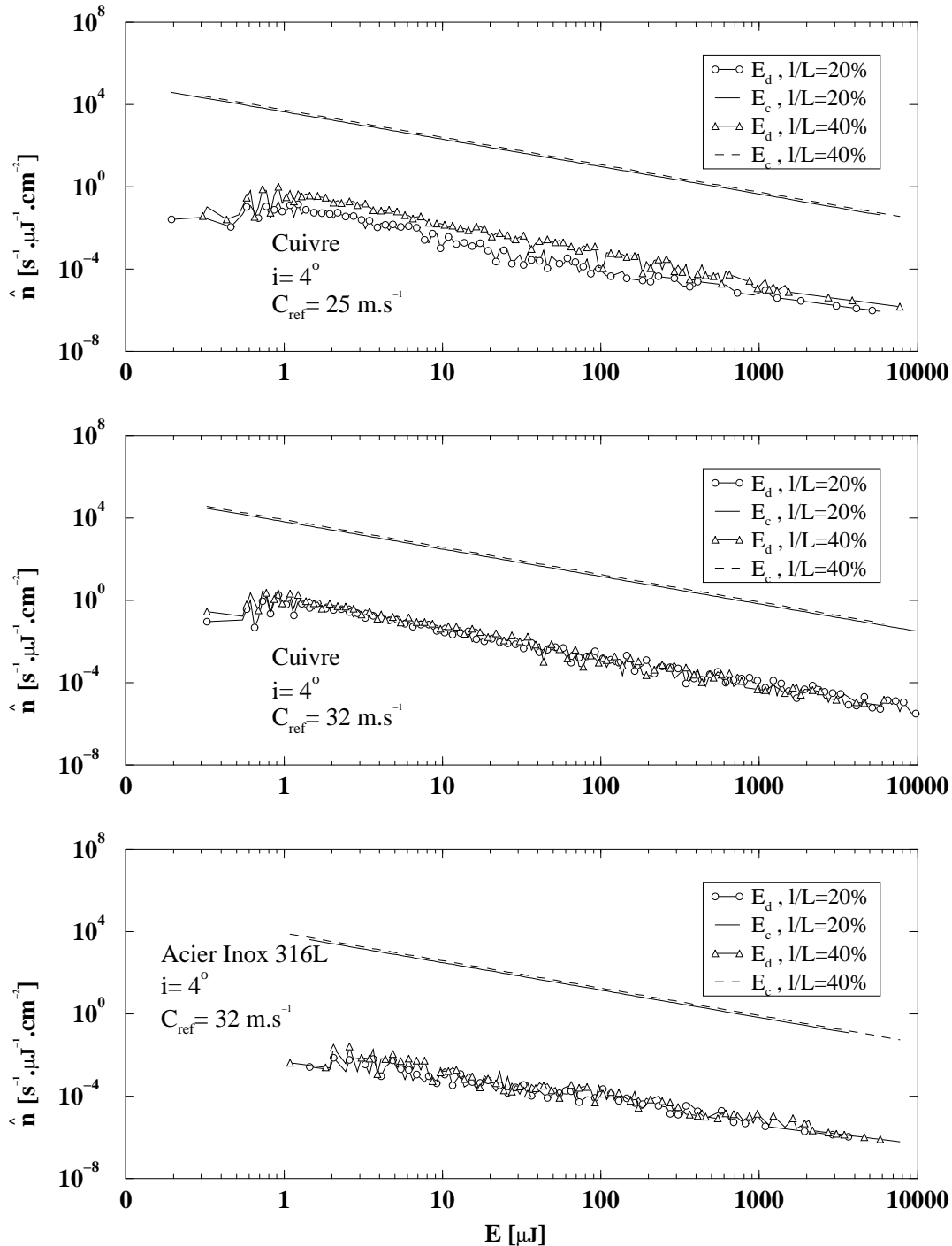


Figure III.2.3: Comparaison des densités d'énergie entre fluide et matériau

est reporté sur le tableau III.2.3 pour les conditions explorées.

De manière analogue aux densités, le calcul de l'exposant caractéristique des spectres $\mathbf{n}(E_d)$ montre qu'il existe une similitude parfaite avec l'exposant $(-1/3)$ de la relation (III.1.17), à l'exception du cas de l'acier.

i [°]	C_{ref} [$m \cdot s^{-1}$]	σ [-]	l/L [%]	CUIVRE	INOX
4°	25	1.25	20	$-0.341 \pm 13 \cdot 10^{-3}$	–
		1.12	40	$-0.364 \pm 14 \cdot 10^{-3}$	–
	32	1.26	20	$-0.331 \pm 7 \cdot 10^{-3}$	$-0.055 \pm 17 \cdot 10^{-3}$
		1.13	40	$-0.375 \pm 10 \cdot 10^{-3}$	$-0.189 \pm 13 \cdot 10^{-3}$

Tableau III.2.3: Exposant k de la loi de puissance $\mathbf{n}(E_d) \propto E_d^k$ des spectres de l'énergie de déformation

2.3.3 Estimation du rendement d'implosion

La figure III.2.5 montre l'évolution du rendement d'implosion η_{co} défini par la relation (III.1.28). Elle met en évidence le fait que le rapport reste sensiblement constant sur la presque totalité de l'échelle d'énergie considérée. Ce résultat valide l'hypothèse 2 (voir §1.3.1).

Le tableau III.2.4 indique les valeurs moyennes établies d'après cette figure et fait état de rapports très faibles entre nombre d'impacts et nombre de cavités, allant de 10^{-4} à 10^{-5} . L'ordre de grandeur trouvé est cohérent avec les travaux réalisés par Knapp *et al.* (1970).

Le rendement η_{co} semble dépendre très fortement des conditions hydrodynamiques, ce que l'expérience réalisée par ces chercheurs ne signale pas. En particulier, la distance d à la paroi du lieu d'implosion est susceptible de changer avec la vitesse de référence C_{ref} et d'altérer ainsi l'efficacité de l'implosion. Les courbes relatives aux vitesses de 25 et 32 $m \cdot s^{-1}$, la longueur de poche restant inchangée, semblent indiquer que le rendement η_{co} augmente avec C_{ref} . La même observation peut être faite lorsque la longueur l/L croît (i.e. σ décroît), la vitesse étant maintenue constante.

Enfin, η_{co} doit également dépendre de phénomènes plus complexes liés à la structure des nuages de cavitation et à la façon dont les ondes de surpression issues des implosions se propagent en leur sein et modifient la dynamique des nuages voisins Soyama *et al.* (1992); Wang et Brennen (1995); Chahine et Duraiswami (1992). La mise en évidence de ces probables influences sort toutefois du cadre de la présente étude.

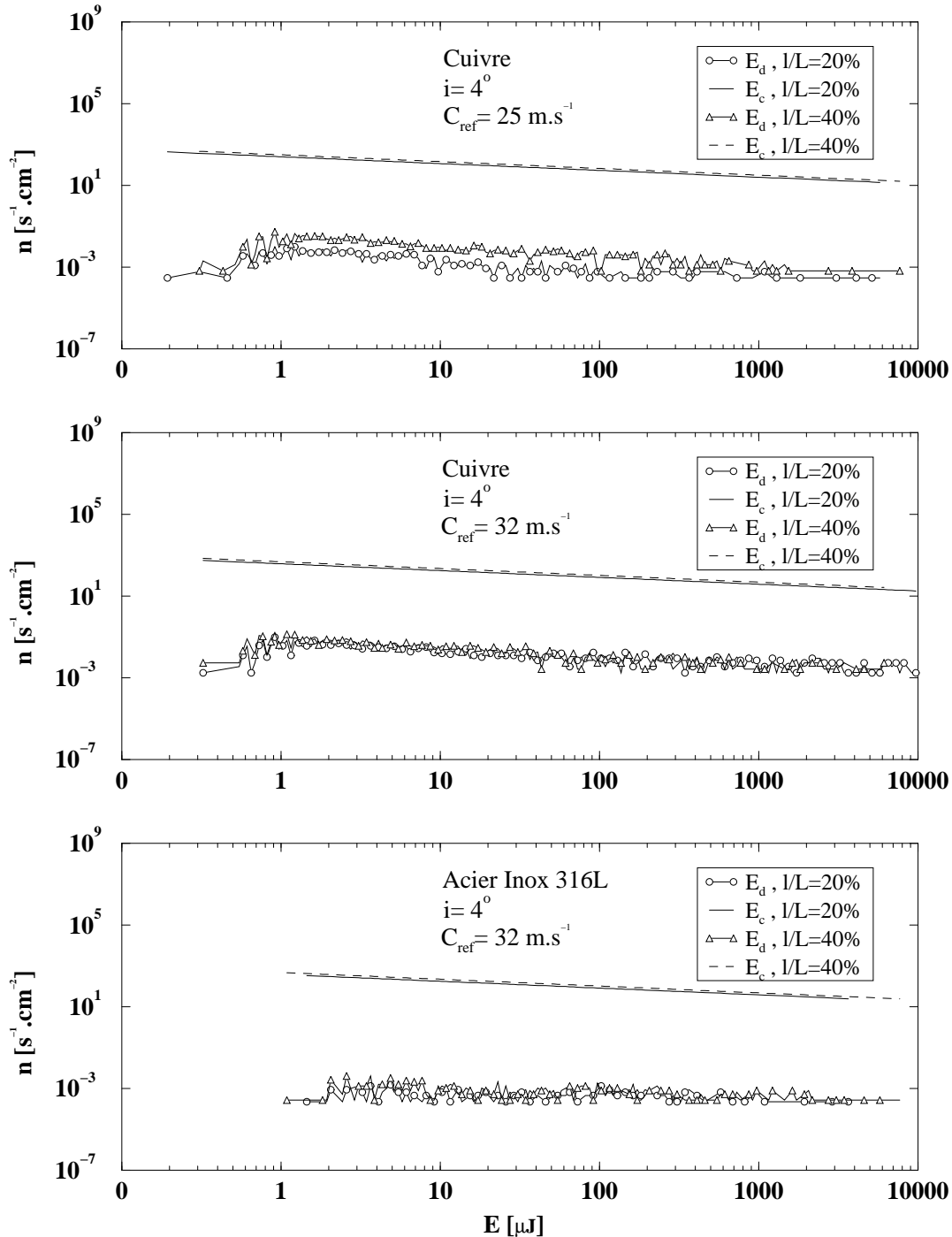
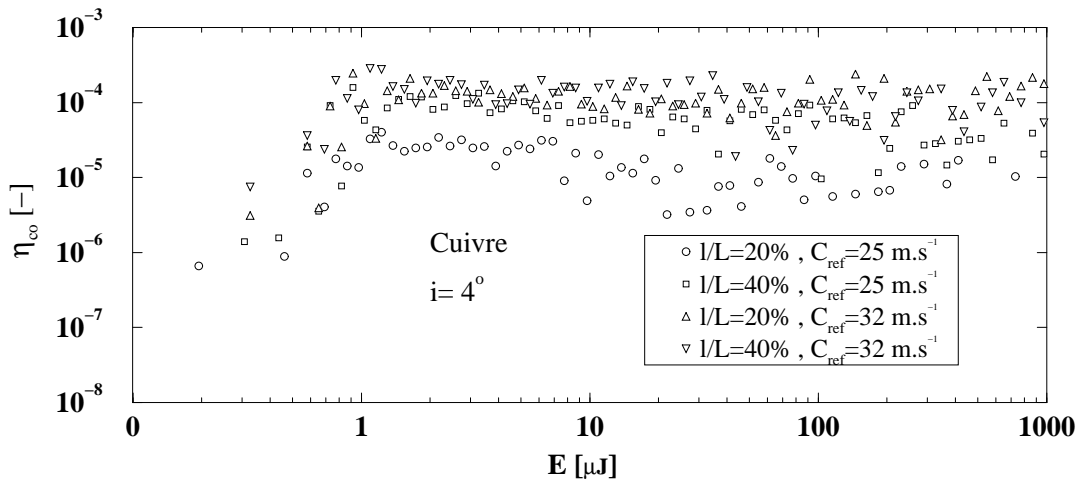


Figure III.2.4: Comparaison des spectres d'énergie entre fluide et matériau

Figure III.2.5: Rendement d'implosion $\eta_{co} = \hat{\mathbf{n}}(E_d)/\hat{\mathbf{n}}(E_c)$

i [°]	C_{ref} [$m \cdot s^{-1}$]	σ [-]	l/L [%]	η_{co} [-]
4°	25	1.25	20	$11.9 \cdot 10^{-6}$
		1.12	40	$45.7 \cdot 10^{-6}$
	32	1.26	20	$101 \cdot 10^{-6}$
		1.13	40	$91.5 \cdot 10^{-6}$

Tableau III.2.4: Rendement d'implosion moyen $\overline{\eta_{co}} = \overline{\hat{\mathbf{n}}(E_d)}/\overline{\hat{\mathbf{n}}(E_c)}$

2.4 Puissance érosive et prédiction

2.4.1 Taux d'érosion

La figure III.2.6 représente le terme de puissance érosive défini par la relation (III.1.23) en fonction de la puissance de déformation P_d , celle-ci étant égale à l'intégrale calculée sur les densités d'énergie $\hat{\mathbf{n}}(E_d)$ et divisée par le temps d'exposition à la cavitation. Les deux puissances sont rapportées à l'unité de surface.

Le terme P_{er} est établi entre l'énergie seuil E_s et l'énergie E_m . Néanmoins, les spectres mesurés sont partiels et ne sont pas représentatifs de toute la gamme d'énergies existantes. Ainsi, la borne minimum des spectres est liée à l'effet de coupure induit au niveau du système de mesure des empreintes (Fortes-Patella, 1994; Belahadji *et al.*, 1991). De même, la borne supérieure du spectre ne peut être prise égale à E_m tel que le requiert la formule, car les mesures sont réalisées (voir §2.1) sur des portions restreintes de la zone effectivement endommagée. Par conséquent, nous choisissons E_s et E_m égales, respectivement, aux énergies minimale et maximale mesurées. Ceci ne conditionne cependant en aucun cas la validité de la procédure.

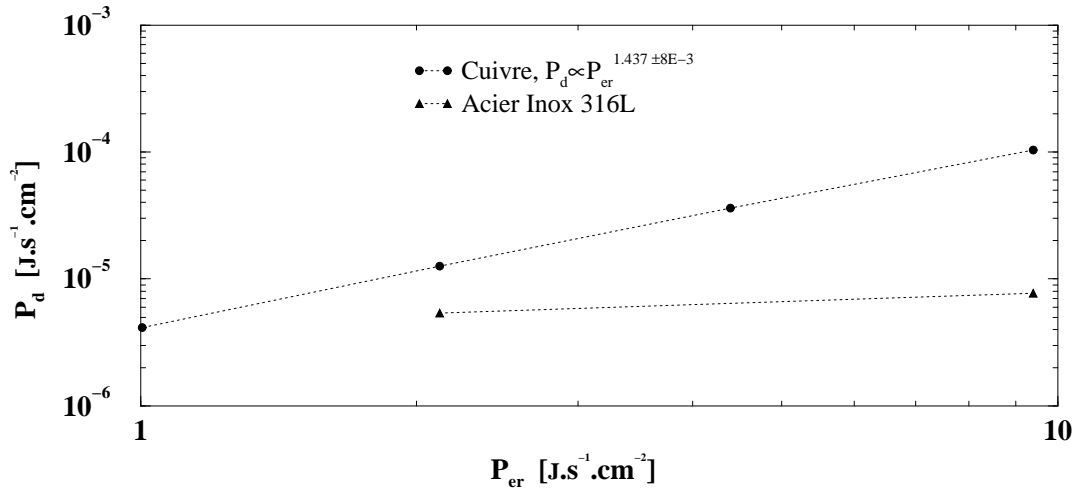


Figure III.2.6: Évolution des puissances érosive et de déformation

Dans ces conditions, nous pouvons observer une relation entre P_{er} et P_d de la forme :

$$P_d \propto P_{er}^k \quad \text{avec} \quad k \simeq 1.437 \pm 8 \cdot 10^{-3} \quad (\text{III.2.1})$$

Cette relation est différente selon le matériau, mais ne peut être établie clairement dans le cas de l'acier.

La figure III.2.7 représente le taux de déformation volumique V_{dr} en fonction de la puissance érosive. De même que précédemment, une relation en puissance est trouvée :

$$V_{dr} \propto P_{er}^k \quad \text{avec} \quad k \simeq 1.434 \pm 30 \cdot 10^{-3} \quad (\text{III.2.2})$$

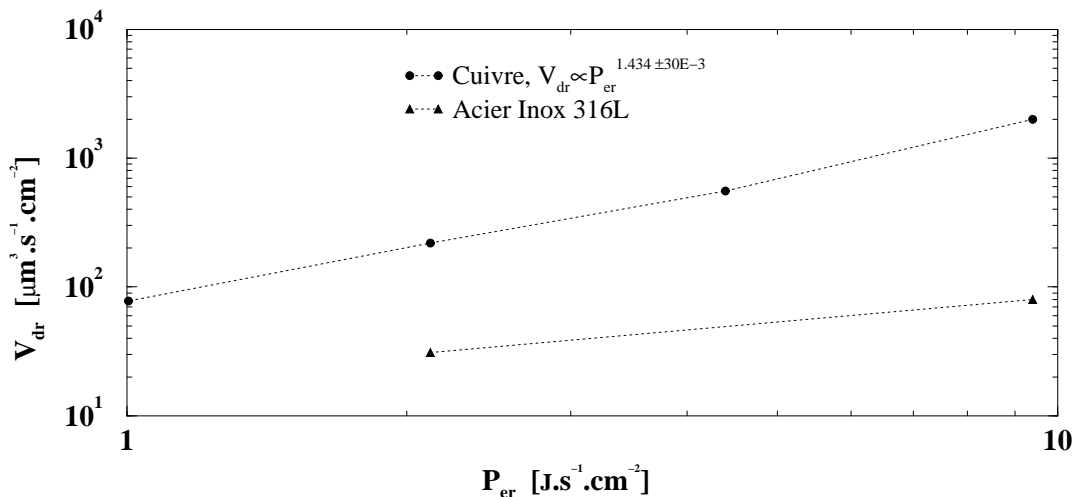


Figure III.2.7: Évolution du taux de déformation volumique en fonction de P_{er}

Nous trouvons une pente identique à celle existant entre P_{er} et P_d . Par ailleurs, en considérant la relation (III.1.25), cette loi en puissance signifie que le taux de dé-

formation volumique dépend de la vitesse de référence suivant une loi en puissance de la forme C_{ref}^n , où $n \approx 4.3$. Bien que cette valeur soit cohérente avec d'autres mesures d'érosion (Knapp *et al.*, 1970; Kato, 1975; Fortes-Patella, 1994), ce résultat doit être considéré avec prudence.

2.4.2 Zone d'implosion

Les figures III.2.8 et III.2.9 représentent les lieux d'implosion des cavités de vapeur. L'abscisse du lieu d'implosion est calculée à l'aide de la relation (III.1.40) appliquée aux cavités se trouvant dans le voisinage de la fermeture de la poche. Celles se trouvant à l'aval sont également prises en considération par une opération consistant à déterminer leur volume initial par la relation (III.1.36). Les volumes dont le rayon ainsi déterminé est supérieur au rayon maximal mesuré dans la zone de fermeture ne sont pas pris en compte.

Ces figures, analysées conjointement avec le modèle de localisation de l'érosion (équation III.1.39), suggèrent deux commentaires principaux :

- Le lieu des implosions ne dépend pas de la vitesse de référence C_{ref} . Néanmoins, ce paramètre joue un rôle sur la distribution des impacts autour de la valeur moyenne de δ_c . En effet, nous pouvons remarquer que les limites extrêmes de la zone d'implosion se déplacent vers l'aval lorsque C_{ref} croît. Ceci est particulièrement visible sur la figure III.2.8, pour une longueur de poche de 40%. Nous attribuons cet effet aux forces d'inertie, croissantes avec la vitesse, qui déportent les cavités vers l'aval.
- Dans le cas instable illustré par la figure III.2.9, l'étendue importante de la zone d'implosion s'explique d'une part par le déplacement du spectre d'énergie vers les énergies supérieures, d'autre part par l'apparition des volumes caractéristiques répertoriés dans le tableau II.4.1, Partie II.

Ces données ne peuvent toutefois pas être confrontées avec les mesures d'érosion, celles-ci étant insuffisamment complètes pour établir une corrélation précise entre position de l'érosion, type de matériau et lieux d'implosion.

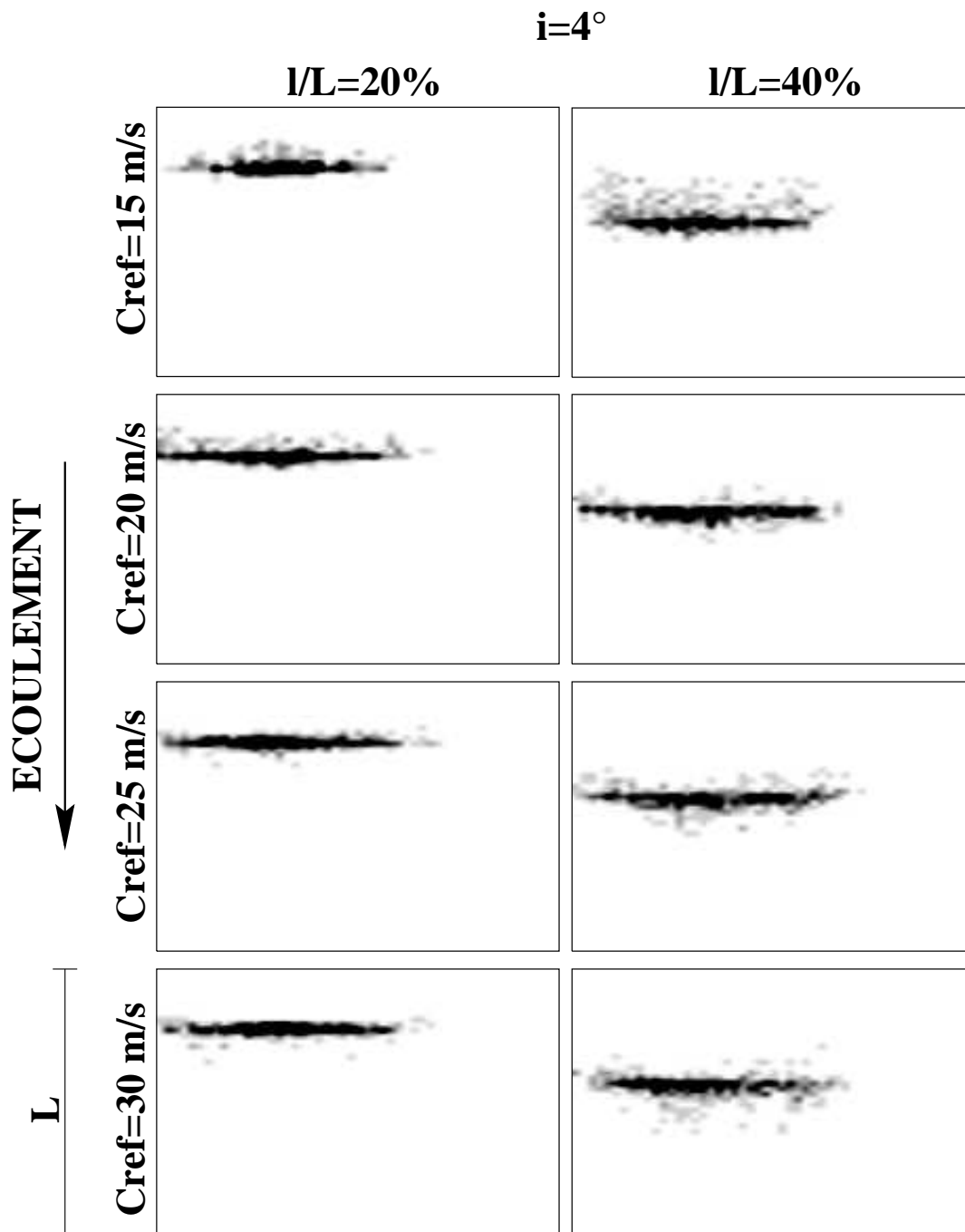


Figure III.2.8: Lieux d'implosion des cavités de vapeur

$$i = 4^\circ, C_{ref} = 15, 20, 25, 30 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}, l/L = 20, 40\%$$

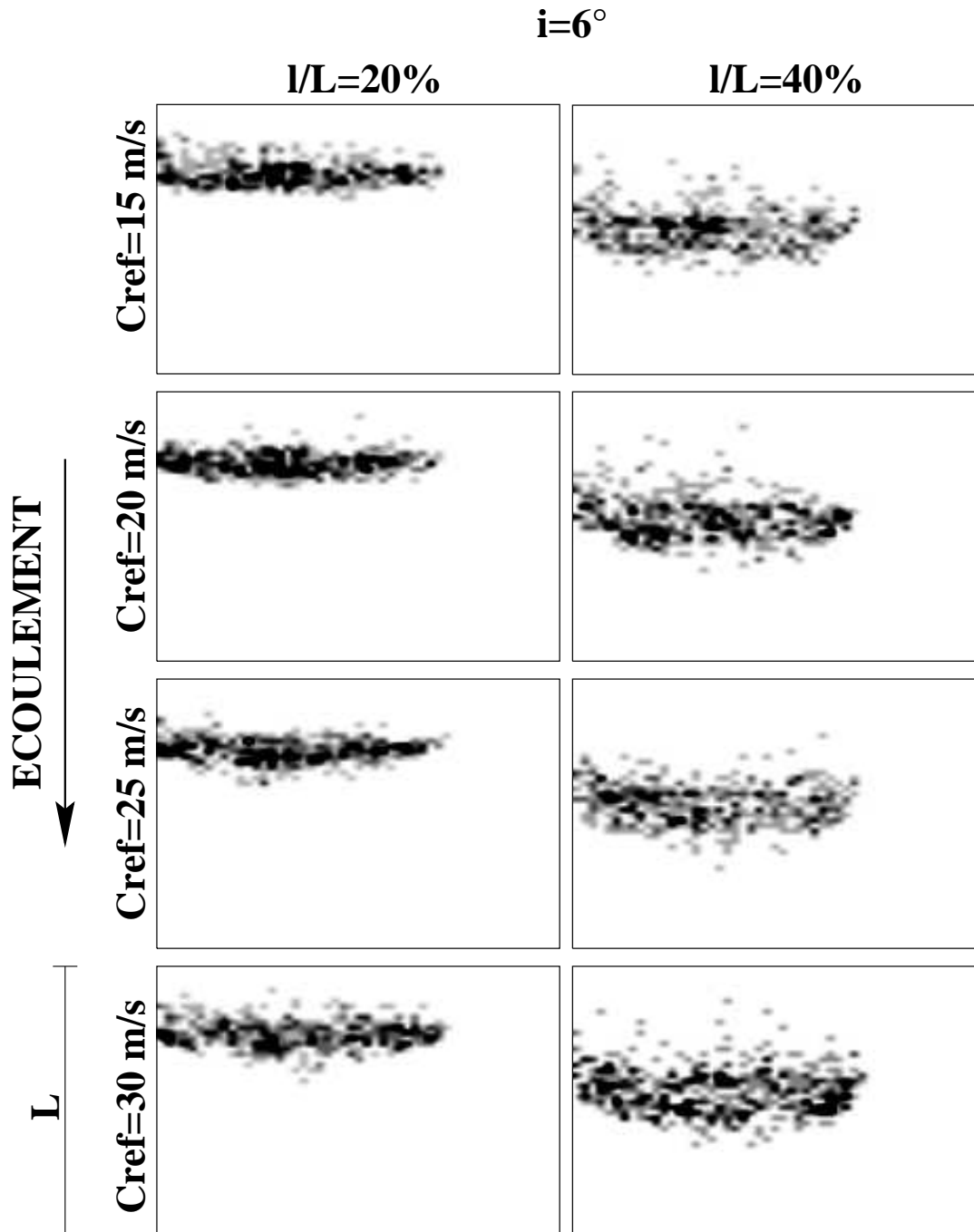


Figure III.2.9: Lieux d'implosion des cavités de vapeur
 $i = 6^\circ$, $C_{ref} = 15, 20, 25, 30 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, $l/L = 20, 40\%$

CONCLUSION

Conclusion

Approche énergétique

Étude expérimentale

L'approche énergétique proposée dans ce travail a consisté à déterminer le spectre d'énergie caractéristique du développement d'une poche de cavitation partielle. Pour l'établir, nous avons mesuré, sur un profil symétrique bidimensionnel, les trois composantes déterminantes du spectre recherché :

1. La distribution de pression régissant la dynamique des cavités transitoires produites par la poche de cavitation.
2. Le taux de production de ces cavités.
3. Leur volume.

Dans un premier temps, nous avons mesuré la longueur de la poche par une technique de visualisation par plan de lumière laser. Cette dimension permet de caractériser complètement le développement de cavitation en fonction des grandeurs macroscopiques de l'écoulement.

Nous avons ensuite mesuré la distribution de pression en paroi du profil. Ceci nous a permis de déterminer en particulier la contre-pression (ou, de façon équivalente, le coefficient de pression $C_{p_{max}}$) à l'origine de l'implosion des cavités produites par la poche. Cette contre-pression se situe à l'aval immédiat de la fermeture de la poche.

La mesure du taux de production des cavités de vapeur a donné lieu au développement d'une technique basée sur la mesure des temps de passage des cavités. À l'aide d'une analyse par ondelettes, nous avons pu formuler analytiquement la fréquence de lâcher f_c^λ des cavités en fonction de leur classe de taille λ . Ainsi, nous avons montré que ce taux de production est gouverné par une loi de Strouhal dépendant de la taille λ associée à la classe de cavités considérée, de la vitesse de référence C_{ref} de l'écoulement et du coefficient α définissant la largeur de classe. Cette loi s'exprime sous la forme suivante :

$$\frac{\lambda f_c^\lambda}{C_{ref}} = S_c^\alpha = S_c \frac{\alpha}{\alpha + 1} \quad , \quad S_c \approx 86.87 \cdot 10^{-3}, \quad \alpha > 0$$

Cette relation s'applique indifféremment au mode stable ou au mode instable de la poche de cavitation. Ce dernier se distingue en outre du premier mode par la génération de cavités caractéristiques dont les dimensions λ et les taux de production associés ne suivent pas la relation de Strouhal S_c^α telle que définie ci-dessus. Ces cavités forment deux familles distinctes dont les valeurs λ moyennes sont complètement déterminées par la longueur l de la poche de cavitation. En effet, les rapports de ces valeurs centrales et de l sont proches de $(1/3)$ et $(2/3)$, quel que soient les conditions hydrodynamiques. En comptabilisant les cavités appartenant à ces deux familles, nous avons retrouvé la fréquence de lâcher principale f_c associée au mode instable considéré. Cette fréquence est liée aux paramètres macroscopiques C_{ref} et l par le biais du nombre de Strouhal défini par $S = (lf_c)/C_{ref}$, pour lequel la valeur classique de 0.3 a été retrouvée.

La mesure du volume d'une cavité transitoire a conduit au développement d'une technique de visualisation nouvelle, dénommée stéréo-tomographie, permettant de rendre compte de la complexité et de la variété de formes des structures de vapeur générées par la poche. L'analyse a été orientée sur les caractéristiques géométriques des cavités de vapeur : dimensions longitudinale et transversale, hauteur, volume et centre de masse. L'analyse des dimensions principales a mis en évidence des relations remarquables entre elles, indépendamment de la complexité des formes observées. Ceci nous a amené à proposer un modèle de volume susceptible de décrire simplement la morphologie des volumes de vapeur produits par une poche de cavitation. Nous avons ainsi montré que ces volumes pouvaient tous être assimilés à un volume sphérique défini par un diamètre équivalent d_{eq} . Les dimensions des cavités transitoires produites en suivant la loi de Strouhal S_c^α sont liées au diamètre équivalent par des relations identiques, que le comportement de la situation de cavitation soit de type stable ou instable. Les dimensions des volumes caractéristiques mis en évidence par cette technique de mesure sont quant à elles déterminées par la longueur de la poche, comme le suggérait l'étude du taux de production.

Puissance érosive, prédiction et transposition

Spectre d'énergie

Sur la base de ces résultats, nous avons formulé la densité d'énergie associée à un développement de cavitation à poche partielle en fonction des paramètres hydrodynamiques globaux. Nous avons dérivé de cette relation l'expression du spectre d'énergie :

$$\mathbf{n}(E_c) \propto S_c \frac{C_{ref}}{l} \left(\frac{E_m}{E_c} \right)^{\frac{1}{3}}$$

où E_m représente une énergie de référence liée au développement de cavitation

considéré.

Validation de l'approche énergétique

Des mesures préliminaires d'empreintes de cavitation ont été réalisées sur deux matériaux différents. Ces mesures nous ont permis d'établir le spectre $\mathbf{n}(E_d)$ de l'énergie de déformation. La confrontation entre les spectres (ou, de façon analogue, les densités) de l'énergie fluide E_c des cavités transitoires et de cette énergie de déformation a mis en évidence une relation de proportionnalité remarquable :

$$\mathbf{n}(E_d) = \eta_{co}\mathbf{n}(E_c)$$

où η_{co} représente le rendement d'implosion. Ce terme prend en compte les paramètres dynamiques intervenant dans le transfert de l'énergie depuis le fluide jusqu'au matériau où se vérifie l'endommagement. Bien que ces paramètres ne soient pas encore accessibles par la mesure, nous avons pu établir une mesure globale de η_{co} . Il est apparu que ce rendement est fortement dépendant des conditions hydrodynamiques considérées. Par ailleurs, il demeure constant sur toute l'échelle d'énergie mise en jeu. Les valeurs trouvées, dans le cas de nos expériences, sont comprises entre 10^{-5} et 10^{-4} .

Nous avons ainsi établi un lien entre les deux aspects, fluide et matériau, de l'érosion de cavitation. Ce résultat, objectif essentiel de ce travail, confirme le bien-fondé de l'approche énergétique et la valide.

Puissance érosive

De la formulation de la densité d'énergie, nous avons dérivé l'expression du modèle de puissance érosive P_{er} en fonction des paramètres hydrodynamiques et de l'énergie minimale d'endommagement E_s , liée au matériau utilisé :

$$P_{er} \propto S_c \frac{C_{ref}}{l} E_m \eta_{er} \quad , \quad \eta_{er} = 1 - F^{\frac{2}{3}} \quad , \quad F = \frac{E_s}{E_m}$$

où η_{er} est interprété comme le rendement érosif du développement de cavitation considéré. Ce rendement fait abstraction des dissipations d'énergie intervenant entre le fluide et le matériau : ces dissipations sont prises en compte par le rendement d'implosion η_{co} . η_{er} est essentiellement représentatif de l'énergie disponible au niveau du fluide et susceptible d'entraîner un endommagement (déformation et/ou érosion) au niveau du matériau.

Prédiction

Une comparaison entre P_{er} et le taux de déformation volumique, établi d'après les mesures d'impacts de cavitation, a montré que ce dernier était lié à P_{er} par une

loi en puissance de la forme P_{er}^k . La valeur de l'exposant k , dans le cas du matériau "mou" utilisé (Cuivre), indique une dépendance de ce taux avec la vitesse de référence suivant une loi de la forme C_{ref}^n , où $n \approx 4.3$.

Par ailleurs, nous avons introduit un modèle simple de prédiction de la zone d'érosion basé sur le modèle de Rayleigh. La formulation permet de délimiter les frontières de cette zone en prenant en compte les propriétés du matériau, englobées dans le terme E_s .

Ce modèle confirme le fait que la zone d'érosion ne dépend pas de la vitesse de l'écoulement, mais essentiellement du gradient de pression à l'aval immédiat de la poche et de la longueur de celle-ci. L'influence des effets liés à la dynamique de la cavité qui impose ne sont pas pris en compte.

Transposition

L'approche énergétique permet de formaliser simplement le problème de la transposition entre deux écoulements. À la condition que ceux-ci soient géométriquement semblables, que les fluides soient identiques et que soit respectée la similitude du coefficient de cavitation (i.e. même type de développements de cavitation), la transposition des spectres d'énergie se caractérise de deux façons :

Transposition en vitesse Le rapport des spectres d'énergie est égal au rapport des vitesses respectives de l'écoulement moyen.

Transposition géométrique Le rapport des spectres d'énergie par unité de surface est l'inverse du carré du rapport géométrique. En outre, dans le cas d'un développement de type instable, les composantes du spectre caractéristiques de ce comportement (composantes déterminées par le nombre de Strouhal $S = (lf_c)/C_{ref}$, avec $S \approx 0.3$) sont transposées suivant l'inverse du cube de ce rapport.

Enfin, nous avons introduit le coefficient de puissance érosive λ_{er} comme terme de transposition de P_{er} . λ_{er} est défini en fonction des paramètres de transposition (rapports des vitesses et des échelles géométriques), des paramètres hydrodynamiques de l'écoulement de départ et enfin en fonction de l'énergie minimale d'endommagement E_s du matériau considéré.

Application

Dans la pratique, le modèle que nous proposons comme outil de prédiction et de transposition de l'érosion de cavitation doit s'appliquer tant au niveau des essais sur modèle d'une machine hydraulique qu'au niveau de son prototype. Il implique,

de la part du concepteur de la machine comme de son exploitant, la mise en place d'une méthodologie comportant trois étapes essentielles :

1. Connaissance de l'écoulement dans la roue de la machine : il s'agit de connaître le champ de pression en paroi ainsi que le champ de vitesse à l'entrée de la roue, dans l'espace interaubes et en sortie de la roue. La mesure directe de ces grandeurs, selon une technique similaire à celle que nous avons employé sur un profil bidimensionnel, est difficilement réalisable dans le cadre d'essais sur modèle ou d'opérations de diagnostic sur un prototype. Par contre, le calcul numérique d'écoulement permet, grâce aux puissances de calcul toujours croissantes des ordinateurs, de réaliser cette opération à un coût et sur des délais raisonnables sans perturber le fonctionnement de la machine.
2. Caractérisation du développement de cavitation d'entrée : il s'agit de déterminer d'une part l'étendue de la poche de bord d'attaque, d'autre part de caractériser le mode de production des cavités de vapeur (stable ou instable) et leur taux.

La mesure de la longueur est envisageable lors de tests sur modèle où l'installation d'essai offre généralement des possibilités d'observation directe des développements de cavitation. Une mesure directe peut ainsi être réalisée sous éclairage stroboscopique, visuellement par le biais de graduations sur les aubes ou au moyen d'analyse d'image. Ces opérations sont impossibles sur le prototype dans la mesure où les accès permettant de telles observations sont inexistantes. De nouveau, le calcul numérique d'écoulement permet de construire cette information, ceci grâce à l'utilisation de modèles complexes permettant de simuler des écoulements diphasiques, tels les écoulements cavitants. Il est ainsi actuellement possible d'établir la forme de la poche et en particulier sa longueur suivant l'envergure des aubes.

Néanmoins, ces modèles numériques ne permettent pas encore de décrire des phénomènes hautement instationnaires comme le processus de production des cavités de vapeur, à l'exception de cas particuliers non-généralisables. Notre étude a permis d'établir le spectre des cavités de vapeur produites par une poche de cavitation partielle, tant en mode stable qu'en mode instable. Le problème réside dans la distinction entre ces deux modes. Dans la pratique, l'approche vibratoire est actuellement la plus apte à pouvoir réaliser cette distinction et est l'objet de nombreuses recherches.

Cette technique consiste à mesurer, à l'aide d'accéléromètres et/ou de capteurs d'émission acoustique, les vibrations induites à l'extérieur de la structure de la machine par les implosions des cavités de vapeur au niveau des aubes. Si la mise en œuvre en est très simple, l'analyse de tels signaux est complexe dans la mesure où il s'agit d'une mesure globale intégrant non

seulement les vibrations dues à la cavitation, mais les vibrations parasites liées au reste de la machinerie. Une procédure d'étalonnage doit par conséquent être entreprise pour lever cette indétermination. Les outils de traitement et d'analyse sont pour ces mêmes raisons multiples et complexes et font l'objet de développements continus (analyse de Fourier, analyse temps-échelle, démodulation, ...).

Outre ces difficultés, la technique vibratoire est susceptible de détecter le mode forcé, similaire au mode instable dans son comportement macroscopique mais contraint et modulé par des sources d'excitation propres à la machine (passage des aubes de la roue devant les aubes directrices pour une turbine, dissymétrie de l'alimentation à l'entrée d'une pompe, influence de la pesanteur, ...).

3. Détermination de la puissance érosive de l'écoulement et de la zone d'érosion, à l'aide des relations établies au cours de ce travail.

Ces trois étapes permettent de concrétiser la première partie du modèle : prédiction de l'érosion de cavitation.

Réalisée au niveau des essais sur modèle, celle-ci rend possible l'interaction entre le concepteur et l'exploitant afin de corriger les caractéristiques techniques, et en particulier géométriques, de la machine. Ceci permet, par une procédure itérative, d'optimiser le dessin de celle-ci et ainsi de trouver le meilleur compromis entre performance requise et taux d'érosion admissible.

Par ailleurs, la possibilité de connaître la position de l'érosion permet de contre-carrer celle-ci en renforçant, par adjonction de matériaux adéquats, les parois du futur prototype aux endroits concernés par l'érosion. Cette opération devient possible grâce aux lois de transposition que nous avons définies.

Enfin, l'application de la procédure décrite ci-dessus en cours d'exploitation du prototype permet, en combinaison avec les techniques de détection et de caractérisation de la cavitation (approche vibratoire), un diagnostic en continu du fonctionnement de la machine. Il devient alors possible de prévoir et de planifier dans le temps toute éventuelle opération de réparation, en accord avec les besoins de production.

Perspectives

Quatre voies de recherche et de développement peuvent être envisagées :

1. Vérification des lois de transposition

2. Étude de la relation entre puissance érosive et taux d'érosion

3. Étude des spectres de l'énergie de déformation Le matériau utilisé est un élément essentiel dans la chaîne de transfert de l'énergie du fluide vers la paroi. En particulier, la connaissance de l'énergie seuil E_s , au-delà de laquelle un endommagement (par érosion ou par simple déformation) devient possible, est une étape importante pour une application pratique correcte du modèle de puissance érosive que nous avons développé.

Une étude sur des matériaux aux propriétés mécaniques variées pourrait être initiée afin d'établir une corrélation entre ces propriétés et l'énergie seuil E_s dérivée des spectres de l'énergie de déformation. Pour cela, une technique de mesure d'empreintes, rapide et assurant une résolution couvrant le spectre le plus large possible, devrait être mise en place.

L'influence des paramètres hydrodynamiques sur le spectre de l'énergie de déformation pourrait également être éclaircie. Ceci permettrait de déterminer le rôle de ces paramètres sur le rendement d'implosion η_{co} .

4. Étude des instabilités de la poche de cavitation Le caractère stable ou instable de la poche de cavitation est une donnée encore mal connue dont le rôle est pourtant primordial dans le mécanisme de génération des cavités de vapeur et, par voie de conséquence, sur le risque d'érosion. Nous avons établi les dimensions des cavités caractéristiques apparaissant dans ce mode et avons montré que ces dimensions étaient pleinement définies par la longueur de la poche de cavitation partielle.

Néanmoins, la transition d'un mode à l'autre reste inexplicée et justifie une exploration du phénomène axée d'une part sur le comportement macroscopique de la poche (étude approfondie des cycles de lâcher), d'autre part sur les origines physiques du phénomène (couche limite au point de décollement, nature des échanges au niveau de l'interface eau-vapeur).

Enfin, dans ce même cadre d'étude, il serait intéressant de caractériser l'énergie potentielle maximale enregistrée pour des conditions hydrodynamiques fixées et d'étudier son évolution en fonction de celles-ci. Ceci permettrait de définir les bornes du spectre de l'énergie fluide et ainsi de définir le terme de puissance érosive. Cette étude pourrait éventuellement être menée à partir de l'étude précédente sur l'énergie de déformation.

Bibliographie

ABDEL-AZIZ, Y. I. ET KARARA, H. M. “Direct Linear Transformation from Comparator Coordinates into Object Space Coordinates in Close-Range Photogrammetry”. Dans *Proc. of the ASP/UI Symp. on Close-Range Photogrammetry*, pp. 1–18, Urbana-Champaign, Illinois (USA). 1971.

AVELLAN, F., DUPONT, P. ET FARHAT, M. “Cavitation Erosion Power”. Dans *Proc. of the 1st ASME-JSME Fluids Engineering Conference*, tome FED 116, pp. 135–140, Portland, Oregon (USA). 1991.

AVELLAN, F., DUPONT, P. ET RHYMING, I. L. “Generation Mechanism and Dynamics of Cavitation Vortices Downstream of a Fixed Leading Edge Cavity”. Dans *Proc. of the 17th Symposium on Naval Hydrodynamics*, pp. 1–13, The Hague (The Netherlands). 1988.

AVELLAN, F. ET FARHAT, M. “Shock Pressure Generated by Cavitation Vortex Collapse”. Dans *Proc. of Int. Symposium on Cavitation Noise and Erosion in Fluid Systems*, tome FED 88, pp. 119–125, San Francisco (USA). ASME Winter Annual Meeting, 1989.

AVELLAN, F., HENRY, P. ET RYHMING, I. L. “A New High Speed Cavitation Tunnel for Cavitation Studies in Hydraulic Machinery”. Dans *Proc. of International Symposium on Cavitation Research Facilities and Techniques*, tome FED 57, pp. 49–60, Boston (USA). ASME Winter Annual Meeting, 1987.

BAITER, H.-J. “Estimates of the Acoustic Efficiency of Collapsing Bubbles”. Dans *Proc. of Int. Symp. on Cavitation Noise*, Phoenix, Arizona (USA). ASME, 1982.

BARK, G. ET BERLEKOM, W. B. “Experimental Investigations of Cavitation Dynamics and Cavitation Noise”. Dans *Proc. of the 12th ONR Symp. on Naval Hydrodynamics*, pp. 470–493, Washington, DC (USA). 1978.

BARROW, H. G. ET TENENBAUM, J. M. “Interpreting Line Drawings as Three Dimensional Surfaces”. *Artificial Intelligence*, 17 :75–116, 1981.

- BATCHELOR, G. K. *“An Introduction to Fluid Dynamics”*. Cambridge University Press, 1967.
- BELAHADJI, B., FRANC, J.-P. ET MICHEL, J.-M. “A Statistical Analysis of Cavitation Erosion Pits”. *Trans. of ASME, J. Fluids Engineering*, 113 :700–706, 1991.
- BENDAT, J. S. ET PIERSOL, A. G. *“Random Data : Analysis and Measurement Procedures”*. Wiley-Interscience. John Wiley & Sons, deuxième édition, 1986.
- BEYNON, J. D. E. ET LAMB, D. R. *“Charge-Coupled Devices and Their Applications”*. McGraw-Hill, 1980.
- BOPP, H. P. ET KRAUSS, H. “An Orientation and Calibration Method for Non-Topographic Applications”. Dans *Photogrammetric Engineering and Remote Sensing*, tome 44, pp. 1191–1196. 1978.
- BORN, M. ET WOLF, E. *“Principles of Optics”*. Pergamon Press, 6^e édition, 1980.
- BOURDON, P., FARHAT, M., SIMONEAU, R., PEREIRA, F., DUPONT, P., AVELLAN, F. ET DOREY, J.-M. “Cavitation Erosion Prediction on Francis Turbines - Part 1 : Measurements on the Prototype”. Dans *Proc. of the XVIII IAHR Symp. on Hydraulic Machinery and Cavitation*, pp. 534–543, Valencia (Spain). IAHR, 1996.
- BOURDON, P., SIMONEAU, R., AVELLAN, F. ET FARHAT, M. “Vibratory Characteristics of Erosive Cavitation Vortices Downstream of a Fixed Leading Edge Cavity”. Dans *Proc. of IAHR 15th Symposium on Modern Technology in Hydraulic Energy Production*, tome I, Belgrade (Yugoslavia). 1990. Paper H3, 12 pages.
- BRENNEN, C. E. “Observations of Cavitating Flows”. Dans *Proc. of the 20th ONR Symp. on Naval Hydrodynamics*. 1994. Invited lecture.
- BRENNEN, C. E. *“Cavitation and Bubble Dynamics”*. Oxford Engineering Science Series 44. Oxford University Press, 1995.
- CHAHINE, G. L. “Cloud Cavitation : Theory”. Dans *Proc of the 14th Symposium on Naval Hydrodynamics*, édité par W. D. National Academy Press, pp. 165–195, Ann Arbor, Michigan (USA). 1983.
- CHAHINE, G. L. ET DURAISWAMI, R. “Dynamical Interactions in a Multi-Bubble Cloud”. Dans *J. Fluids Eng. Trans.*, tome 114, pp. 680–686. ASME, 1992.

- CHIEN, C. H. ET AGGARWAL, J. K. "Reconstruction and Matching of 3-D Objects Using Quadrees/Octrees". Dans *Proc. of the Third Workshop on Computer Vision*, pp. 49–54, Bellaire, MI (USA). 1985.
- CHINCHOLLE, L. H. "Study of the Instantaneous Erosion of Cavitation versus Flow, Pressure and Temperature". Dans *Journal of Hydraulic Research*, tome 26, pp. 67–82. 1988.
- D'AGOSTINO, L. ET BRENNEN, C. E. "Linearized Dynamics of Spherical Bubble Clouds". *J. Fluid Mech.*, 199 :155–176, 1989.
- DOMANAUS, J. C. *Practical Neutron Radiography*. Kluwer Academic Publishers, 1992.
- DUPONT, P. *Étude de la Dynamique d'une Poche de Cavitation Partielle en Vue de la Prédiction de l'Érosion dans les Turbomachines Hydrauliques*. Thèse de doctorat, École Polytechnique Fédérale de Lausanne, Institut de Machines Hydrauliques et de Mécanique des Fluides (IMHEF-LMH), 1991. n° 931.
- DUPONT, P. ET AVELLAN, F. "Numerical Computation of a Leading Edge Cavity". Dans *Proc. of Int. Symposium on Cavitation and Multiphase Flow*, tome FED 116, pp. 47–54, Portland, Oregon (USA). ASME-JSME, 1991.
- FARGE, M. "Wavelet Transforms and their Applications to Turbulence". *Ann. Rev. Fluid Mech.*, 24 :395–457, 1992.
- FARHAT, M. "ANALYST : Data Acquisition and Processing Package". Rapport technique, École Polytechnique Fédérale de Lausanne, IMHEF-LMH, 1994a.
- FARHAT, M. *Contribution à l'Étude de l'Érosion de Cavitation : Mécanismes Hydrodynamiques et Prédiction*. Thèse de doctorat, École Polytechnique Fédérale de Lausanne, Institut de Machines Hydrauliques et de Mécanique des Fluides (IMHEF-LMH), 1994b. n° 1273.
- FARHAT, M., AVELLAN, F. ET PEREIRA, F. "Pressions Instationnaires Générées par une Poche de Cavitation Partielle". Dans *Proc. des Deuxièmes Journées Cavitation SHF*, édité par "La Houille Blanche", tome 7, pp. 579–585, Paris. Société Hydrotechnique de France, 1992.
- FARHAT, M., PEREIRA, F. ET AVELLAN, F. "Cavitation Erosion Power as a Scaling Factor for Cavitation Erosion in Hydraulic Machines". Dans *Proc. of the 4th International Symposium on Bubble Noise and Cavitation Erosion in Fluid Systems*, tome FED 176, pp. 95–104, New Orleans, Louisiana (USA). ASME Winter Annual Meeting, 1993.

- FORTES-PATELLA, R. *“Analyse de l’Érosion de Cavitation par Simulations Numériques d’Impacts”*. Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Grenoble, CREMHyG, Grenoble (France), 1994.
- FORTES-PATELLA, R. ET REBOUD, J. L. “Numerical Analysis for Evaluating Cavitation Erosion Phenomenon”. Dans *Proc. of Cavitation and Multiphase Flow Forum*, Washington DC (USA). ASME, 1993.
- FRANC, J.-P., AVELLAN, F., BELAHADJI, B., BILLARD, J.-Y., BRIANÇON-MARJOLLET, L., FRÉCHOU, D., FRUMAN, D. H., KARIMI, A., KUENY, J.-L. ET MICHEL, J.-M. *“Cavitation (La) : Mécanismes Physiques et Aspects Industriels”*. Collection Grenoble Science. Presses Universitaires de Grenoble, 1995.
- FRANC, J. P. ET MICHEL, J. M. “Unsteady Attached Cavitation on an Oscillating Hydrofoil”. Dans *J. Fluid Mech.*, tome 193, pp. 171–189. 1988.
- FUJIKAWA, S. ET AKAMATSU, T. “Effects of the Non-equilibrium Condensation of Vapour on the Pressure Wave Produced by the Collapse of a Bubble in a Liquid”. Dans *J. Fluid Mech.*, tome 97, pp. 481–512. 1980.
- GONZALEZ, R. C. ET WINTZ, P. *“Digital Image Processing”*. Addison-Wesley, deuxième édition, 1987.
- GROSSMANN, A. ET KRONLAND-MARTINET, R. “Time-and-Scale Representations Obtained Through Continuous Wavelet Transforms”. Dans *Signal Processing IV : Theories and Applications*, édité par J. L. Lacoume, A. Chehikian, N. Martin et J. Malbos, pp. 675–682, Amsterdam. EURASIP, Elsevier, 1988.
- GROSSMANN, A. ET MORLET, J. “Decomposition of Functions into Wavelets of Constant Shape, and Related Transforms”. Dans *Mathematics+Physics, Lectures on Recent Results*, édité par L. Streit, tome I, pp. 135–165, Singapore. World Scientific, 1985.
- HAMMITT, F. G. “Observations on Cavitation Damage in a Flowing System”. Dans *Trans. ASME, J. of Basic Engineering*, pp. 347–367. 1963.
- HAMMITT, F. G. *“Cavitation and Multiphase Flow Phenomena”*. McGraw-Hill, 1980.
- HERMAN, G. T. *“Image Reconstruction from Projections : The Fundamentals of Computerized Tomography”*. Academic Press, New York, 1980.
- HESSELINK, L. “Digital Image Processing in Flow Visualization”. *Ann. Rev. Fluid Mech.*, 20 :421–85, 1988.

- HEWITT, G. F. *Measurement of Two-Phase Flow Parameters*. Academic Press, New York, 1978.
- HICKLING, R. ET PLESSET, M. S. “Collapse and Rebound of a Spherical Bubble in Water”. Dans *Phys. Fluids*, tome 7, pp. 7–14. 1964.
- HIGUCHI, H., LEWALLE, J. ET CRANE, P. “On the Structure of a Two-Dimensional Wake Behind a Pair of Flat Plates”. *Phys. Fluids*, A6(1) :297–305, 1994.
- KARARA, H. M. *Non-Topographic Photogrammetry*. Science and Engineering. American Society for Photogrammetry and Remote Sensing, Falls Church, Virginia (USA), deuxième édition, 1989.
- KATO, H. “A Consideration on Scaling Laws of Cavitation Erosion”. Dans *Proc. of Int. Ship. Prog.*, tome 22, pp. 305–327. 1975.
- KATO, H. “On the Prediction Method of Cavitation Erosion from Model Tests”. Dans *Proc. of Symp. on Two-Phase Flow and Cavitation in Power Generation Systems*, Grenoble (France). 1976.
- KATO, H., MAEDA, M. ET NAKASHIMA, Y. “A Comparison and Evaluation of Various Cavitation Erosion Test Methods”. Dans *Proc. of Symposium on Cavitation Erosion in Fluid Systems*, pp. 83–94, Boulder, Colorado (USA). ASME-ASCE, 1981.
- KATO, H., MAEDA, T. ET MAGAINO, A. “Mechanism and Scaling of Cavitation Erosion”. Dans *Proc. of the XVII ONR Symposium*, pp. 452–469, Washington, D.C. (USA). ONR, 1978.
- KING, F., BLACK, U. ET FORREST, C. *From Real World to Virtual Reality : New Concepts*. Scientific Press, Inc., 1995.
- KIYA, M. ET SASAKI, K. “Structure of a Turbulent Separation Bubble”. *J. Fluid Mech.*, 137 :83–113, 1983.
- KIYA, M. ET SASAKI, K. “Structure of Large-Scale Vortices and Unsteady Reverse Flow in the Reattaching Zone of a Turbulent Separation Bubble”. *J. Fluid Mech.*, 154 :463–491, 1985.
- KNAPP, R. T., DAILY, J. W. ET HAMMITT, F. G. “Cavitation”. Dans *Engineering Societies Monographs*, édité par N.-Y. McGraw-Hill. 1970. 578 pages.
- KORNFELD, M. ET SUVOROV, L. “On the Destructive Action of Cavitation”. Dans *J. Appl. Phys.*, tome 15, pp. 495–506. 1944.

- KUBOTA, S., KATO, H., YAMAGUCHI, H. ET MAEDA, M. “Unsteady Structure Measurement of Cloud Cavitation on a Foil Section Using Conditional Sampling Technique”. Dans *Trans. Int. Symp. on Cavitation Research Facilities and Techniques*, tome FED 111, pp. 204–210, Boston (USA). ASME, 1987.
- KUENY, J. ET REBOUD, J. “Analysis of Partial Cavitation : Image Processing and Numerical Prediction”. Dans *Proc. of Int. Symposium on Cavitation and Multiphase Flow*, tome FED 116, pp. 55–60, Portland, Oregon (USA). ASME-JSME, 1991.
- KUNT, M. *Traitement Numérique des Images*. Presses Polytechniques et Universitaires Romandes, 1993.
- LAUTERBORN, W. ET VOGEL, A. “Modern Optical Techniques in Fluid Mechanics”. *Ann. Rev. Fluid Mech.*, 16 :223–44, 1984.
- LE, Q. *Étude Physique du Comportement des Poches de Cavitation Partielle*. Thèse de doctorat, IMG - Institut National Polytechnique de Grenoble, 1989.
- LE, Q., FRANC, J. P. ET MICHEL, J. M. “Pressure Pulse Distribution Around Cavity Closure”. Dans *Proc. of the Third Int. Symp. on Cavitation Noise and Erosion in Fluid Systems*, pp. 111–118, San Francisco, California (USA). ASME, 1989.
- LE, Q., FRANC, J. P. ET MICHEL, J. M. “Partial Cavities : Global Behavior and Mean Pressure Distribution”. Dans *Journal of Fluids Engineering*, tome 115. 1993a.
- LE, Q., FRANC, J. P. ET MICHEL, J. M. “Partial Cavities : Pressure Pulse Distribution Around Cavity Closure”. Dans *Journal of Fluids Engineering*, tome 115. 1993b.
- LEHMAN, A. F. “Determination of Cavity Volumes Forming on a Rotating Blade”. Dans *Proc. of the 11th Int. Towing Tank Conf.*, Tokyo (Japan). 1966.
- LEVINTHAL, C. ET WARE, R. “Three-dimensional Reconstruction from Serial Sections”. *Nature*, 236 :207–210, 1972.
- LEWALLE, J. “Wavelet Analysis of Experimental Data : Some Methods and the Underlying Physics”. Dans *Proc. of 25th AIAA Fluid Dynamics Conference*, Colorado Springs, CO (USA). AIAA, 1994. 2281.
- MAEDA, M., YAMAGUCHI, H. ET KATO, H. “Laser Holography Measurement of Bubble Population in Cavitation Cloud on a Foil Section”. Dans *Proc. of Int. Symp. on Cavitation*, tome 116, pp. 67–75. ASME FED, 1991.

- MARTIN, W. N. ET AGGARWAL, J. K. “Volumetric Descriptions of Objects from Multiple Views”. Dans *Trans. on Pattern Analysis and Machine Intelligence (PAMI)*, tome PAMI-5, 2. IEEE, 1983.
- MERZKIRCH, W. *Flow Visualization*. Academic Press, Inc., 1987.
- MEYER, Y., réd. *Wavelets and Applications*, Marseille, France. Masson, 1992. Second International Conference on Wavelets and their Applications.
- MONTEIRO, I. M. G. “Suitability and Application of Advanced Vision Control Systems (AVCs) in the Medical Field”. Dans *Proc. of the 1st PIMBA Conference*, pp. 351–405, Palma de Mallorca (Spain). 1996.
- MØRCH, K. A. “Cavity Cluster Dynamics and Cavitation Erosion”. Dans *Proc. of Int. Cavitation and Polyphase Flow Forum*, pp. 1–10, Boulder, Colorado (USA). ASME-ASCE, 1981.
- NAUDÉ, C. F. ET ELLIS, A. T. “On the Mechanism of Cavitation Damage by Nonhemispherical Cavities Collapsing in Contact with a Solid Boundary”. Dans *Trans. ASME D, J. Basic Eng.*, tome 83, pp. 648–656. 1961.
- N’GUYEN, T. M. *Fermeture de Poches de Cavitation Partielle : Cinématique - Pression à la Paroi*. Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Grenoble, Grenoble, 1986.
- N’GUYEN, T. M., FRANC, J.-P. ET MICHEL, J.-M. “On Correlating Pitting Rate and Pressure Peak Measurements in Cavitating Flows”. Dans *Proc. of Int. Symp. on Cavitation Research Facilities and Techniques*, tome FED 57, pp. 207–216. ASME, 1987.
- NIEUWSTADT, F. T. M. *Flow Visualization and Image Analysis*, tome 14 de *Fluid Mechanics and Its Applications*. Kluwer Academic Publishers, 1993.
- NISHINO, K., KASAGI, N. ET HIRATA, M. “Three-Dimensional Particle Tracking Velocimetry Based on Automated Digital Image Processing”. *Journal of Fluids Engineering*, FED 111 :383–391, 1989.
- PAPOULIS, A. *Probability, Random Variables and Stochastic Processes*. McGraw-Hill, 1981.
- PEREIRA, F., BOURDON, P., FARHAT, M. ET AVELLAN, F. “Vibratory Characteristics of Cavitation Erosion”. Dans *Proc. of Int. Conference on Modelling, Testing and Monitoring for Hydro-Powerplants*, pp. 403–414, Budapest (Hungary). Hydropower and Dams, 1994.

- PEREIRA, F., DOREY, J.-M. ET AVELLAN, F. "Cavitation Erosion : Statistical Analysis of Transient Cavities". Dans *Proc. of Int. Symp. on Cavitation CAV'95*, pp. 257–264, Deauville (France). DCN, 1995a.
- PEREIRA, F., DUPONT, P. ET AVELLAN, F. "A Statistical Approach to the Study of Transient Erosive Cavities on a 2D Profile". Dans *Proc. of Int. Symp. on Cavitation and Gas-Liquid Flows in Fluid Machinery and Devices*, tome FED 226, pp. 71–79, Hilton Head Island, South Carolina (USA). ASME Summer Meeting, 1995b.
- PEREIRA, F., FARHAT, M. ET AVELLAN, F. "Dynamic Calibration of Transient Sensors by Spark Generated Cavity". Dans *Proc. of Symposium on Bubble Dynamics and Interface Phenomena*, édité par J. R. B. et al., pp. 227–240, Birmingham (UK). IUTAM, Kluwer Academic Publishers, 1993.
- PRASAD, A. K. ET ADRIAN, R. J. "Stereoscopic Particle Image Velocimetry applied to Liquid Flows". Dans *Experiments in Fluids*, tome 15, pp. 49–60. Springer-Verlag, 1993.
- RAABE, J. "Theoretical Approach of Erosion Rate Versus Speed and Cavity Size in Wall-attached Cavitation". Dans *Proc. of Int. Symposium on Cavitation Erosion in Fluid Systems*, Boulder, Colorado (USA). ASME-ASCE, 1981.
- RASURE, J. ET KUBICA. *The Khoros Application Development Environment*. World Scientific, 1994. Experimental Environments for Computer Vision and Image Processing.
- RAYLEIGH, L. "On the Pressure Developed in a Liquid During the Collapse of a Spherical Void". *Philosophical Magazine and Journal of Science*, 34(6) :94–98, 1917.
- REBOUD, J. L. ET FORTES-PATELLA, R. "Étude de l'Interaction Fluide-Structure en Érosion de Cavitation". Dans *Proc. des Troisièmes Journées Cavitation SHF*, pp. 183–192, Grenoble. Société Hydrotechnique de France, 1996.
- ROSS, D. "Sound Radiation from Collapsing Cavitation Bubbles". Dans *Proc. of the 9th Int. Cong. on Acoustics (ICA)*, Madrid (Spain). 1977. Pap. L35, 6 pp.
- SAFFMAN, P. G. *Vortex Dynamics*. Cambridge Monographs on Mechanics and Applied Mathematics. Cambridge University Press, 1992.
- SCHALKOFF, R. J. *Digital Image Processing and Computer Vision*. John Wiley & Sons, Inc., 1985.

- SELIM, S. M. A. "A Theoretical Study on Cavitation Erosion Rate". Dans *Cavitation in Hydraulic Structures and Turbomachinery*, Albuquerque, New Mexico (USA). ASCE/ASME Mechanics Conference, 1985.
- SIMONEAU, R., AVELLAN, F. ET KUHN DE CHIZELLE, Y. "On Line Measurement of Cavitation Erosion Rate on a 2D NACA Profile". Dans *Proc. of International Symposium on Cavitation Noise and Erosion in Fluid Systems*, tome FED 88, pp. 95–102, San Francisco (USA). ASME Winter Annual Meeting, 1989.
- SOYAMA, H., KATO, H. ET OBA, R. "Cavitation Observations of Severely Erosive Vortex Cavitation Arising in a Centrifugal Pump". Dans *Proc. of the Third I.Mech.E Int. Conf. on Cavitation*, pp. 103–110. 1992.
- STINEBRING, D. R. *Scaling of Cavitation Damage*. Thèse de doctorat, The Pennsylvania State University, 1976.
- TANIBAYASHI, H., SAITO, Y. ET FUJINO, R. "Full-Scale Measurement of Cavity over the Blades of Marine Propellers". Dans *Proc. of Int. Cavitation and Multiphase Flow Forum*, tome FED 109, pp. 107–110, Portland, Oregon (USA). 1st ASME/JSME Fluids Engineering Conference, 1991.
- THIRUVENGADAM, A. "Scaling Laws for Cavitation Erosion". Dans *Proc. of IUTAM Symposium on Flow of Water at High Speeds*, pp. 405–425, Leningrad (USSR). 1971.
- TOMITA, Y. ET SHIMA, A. "Mechanism of Impulsive Pressure Generation and Damage Pit Formation by Bubble Collapse". Dans *J. Fluid Mech.*, tome 169, pp. 535–564. 1986.
- TSAI, R. Y. "An Efficient and Accurate Camera Calibration Technique for 3D Machine Vision". Dans *Proc. of IEEE Conference on Computer Vision and Pattern Recognition*, pp. 364–374, Miami Beach, Florida (USA). IEEE, 1986.
- UKON, Y., KUDO, T. ET KUROBE, Y. "Measurement of Cavity Thickness Distribution on the Blade of Propeller Models by Laser-CCD Method". Dans *Proc. of the 1st ASME-JSME Fluids Engineering Conference*, tome FED 116, pp. 99–104, Portland, Oregon (USA). 1991.
- VITKOVITSKY, I. M. *High Power Switching*. Van Nostrand Reinhold Company, 1987.
- VOGEL, A., LAUTERBORN, W. ET TIMM, R. "Optical and Acoustic Investigations of the Dynamics of Laser-Produced Cavitation Bubbles near a Solid Boundary". Dans *J. Fluid Mech.*, tome 206, pp. 299–338. 1989.

WANG, Y. C. ET BRENNEN, C. E. “The Noise Generated by the Collapse of a Cloud of Cavitation Bubbles”. Dans *Proc. of Int. Symp. on Cavitation and Gas-Liquid Flows in Fluid Machinery and Devices*, tome FED 226, pp. 17–29, Hilton Head Island, South Carolina (USA). ASME FED Summer Meeting, 1995.

YAMAGUCHI, H. “Measurement of Propeller Cavity Thickness by Stereo Graphical Technique”. Dans *Proc. of the 4th Symp. on Cavitation*, pp. 115–122. Science Council of Japan, 1985.

Curriculum vitæ

Francisco PEREIRA

Portugais

né le 14 Octobre 1966

Correspondance

EPFL-IMHEF-LMH
Avenue de Cour, 33
1007 Lausanne
Suisse

Téléphone (+41) 21 693 4278
Fax (+41) 21 693 3554
E-mail Francisco.Pereira@imhef.dgm.epfl.ch
URL <http://lmhwww.epfl.ch>

Formation et diplômes

- 1989-1990 Diplôme d'Études Approfondies (DEA), spécialité Mécanique des Fluides, Laboratoire de Mécanique de Lille (France).
- 1985-1990 Diplôme d'ingénieur en Mécanique, École Universitaire d'Ingénieurs de Lille (EUDIL).
- 1985-1989 Maîtrise de Mécanique de l'Université Scientifique et Technique de Lille Flandres-Artois (Lille I).
- 1985 Baccalauréat français série scientifique, Lille.
- 1985 Baccalauréat portugais série littéraire, Lille.

Expérience professionnelle

1991-1996 Assistant scientifique à l'Institut de Machines Hydrauliques et de Mécanique des Fluides (IMHEF), Laboratoire de Machines Hydrauliques (LMH), sous la direction du Professeur François AVELLAN.

- **Activités de recherche** menées dans le cadre de la prédiction de l'érosion de cavitation dans les machines hydrauliques :
 - Étude physique du phénomène de cavitation sur profil isolé : mesure des fluctuations de pression dans le sillage d'une poche de cavitation partielle ; visualisation ultra-rapide du processus de génération des cavités transitoires ; détermination du spectre d'énergie associé au développement d'une poche de cavitation (mesure du volume individuel des cavités, mesure de leur taux de production) ; mesure de l'érosion associée.
 - Étude du comportement de matériaux (métalliques et composites) en présence de cavitation.
 - Mesure et analyse du champ de pression en paroi des aubes d'un prototype de turbine Francis.
 - Détection vibratoire de la cavitation d'entrée sur modèles de pompes et de turbines.

● Travaux de développement

- Mise au point d'un système de profi lométrie hétérodyne à deux longueurs d'onde, destiné à la mesure d'impacts de cavitation sur éprouvettes.
- Développements d'outils informatiques de traitement et d'analyse de signaux (pression, accélération) et d'images : analyse de Fourier, analyse temps-échelle par transformée en ondelettes continue, outils statistiques spécifiques, reconstruction par stéréo-tomographie de la géométrie tridimensionnelle de cavités de vapeur transitoires produites par une poche de cavitation.
- Étude expérimentale d'un système d'étalonnage dynamique de capteurs de pression instationnaire : visualisation ultra-rapide (200000 images/s), à l'aide d'une caméra à tambour tournant, de la génération d'une bulle de vapeur par ionisation de l'eau ; mesure simultanée de signaux de pression et d'accélération.
- Développement d'outils de visualisation spécifiques : instrumentation de visualisation d'une plate-forme d'essai.

● Expérience informatique

- Connaissance approfondie des systèmes d'exploitation et de leur environnement : *UNIX (HP-UX, SGI-IRIX), MS-DOS, MS-WINDOWS*.
- Langues de programmation : *C, FORTRAN*.
- Outils de développement et d'analyse : *IRIS Explorer, Khoros, Labview, Matlab*.

1990-1991 Ingénieur de développement au département EDF-ORI (Électricité de France, Organisation Régionale d'Intervention, Paris). Développement (instrumentation et logiciel d'analyse) d'un système-expert d'équilibrage statique et dynamique de rotors de turbo-alternateurs.

Stages et cours de formation

1994 *‘Méthodes Avancées pour le Traitement des Signaux Vibratoires de Machines Tournantes’*, Centre Technique des Industries Mécaniques (CETIM), Senlis (France).

1992 *‘Course on Flow Visualization and Flow Structures’*, Eidgenössische Technische Hochschule Zürich (ETHZ).

1990 Stage de fin d'études (6 mois) dans le cadre du DEA (Laboratoire de Mécanique des Fluides de Lille, France) : *‘Calcul Numérique de l'Écoulement Turbulent d'un Jet Pariétal Soumis à Plusieurs Rotations’*.

1989 Stage ingénieur (4 mois) au département EDF-ORI, Paris. *‘Équilibrage Statique et Dynamique de Rotors de Turbo-alternateurs’*.

Langues

Portugais : Parlé et écrit
Français : Parlé et écrit
Anglais : Parlé (moyen avancé), écrit
Espagnol : Parlé (moyen avancé), écrit

