Analysis of non stationnary cavitating flow through inducers

Imène Mejri-Chtioui

▶ **To cite this version:**

Imène Mejri-Chtioui. Analysis of non stationnary cavitating flow through inducers. Engineering Sciences [physics]. Arts et Métiers ParisTech, 2006. English. NNT : 2006ENAM13 . pastel-00001944

HAL Id: pastel-00001944
https://pastel.hal.science/pastel-00001944

Submitted on 5 Oct 2006

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

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

ECOLE DOCTORALE 432 : Sciences des Métiers de l'Ingénieur N° d'ordre : 2006-13

Ecole Nationale Supérieure d'Arts et Métiers

Centre de Paris

THÈSE

pour obtenir le grade de

DOCTEUR

de

L'ÉCOLE NATIONALE SUPÉRIEURE

D'ARTS ET MÉTIERS

Spécialité : Mécanique

présentée et soutenue publiquement
par

Imène MEJRI-CHTIOUI

le 16 juin 2006

ANALYSE DE L'ECOULEMENT INSTATIONNAIRE CAVITANT DANS LES INDUCTEURS

Directeurs de thèse
Farid BAKIR et Robert REY

Jury

MM.	Gérard BOIS	Professeur à l'ENSAM, Lille	Président
	Jean-Louis KUENY	Professeur à l'Institut National Polytechnique de Grenoble	Rapporteurs
	Carlos SANTOLARIA	Professeur à l'Université d'Oviedo	
	Farid BAKIR	Maître de Conférences HDR à l'ENSAM, Paris	Examinateurs
	Hervé BLUM	Directeur de Recherche à Hispano-Suiza	
	Robert REY	Professeur à l'ENSAM, Paris	

L'ENSAM est un Grand Etablissement dépendant du Ministère de l'Education Nationale, composé de huit centres :
AIX-EN-PROVENCE ANGERS BORDEAUX CHÂLONS-EN-CHAMPAGNE CLUNY LILLE METZ PARIS

REMERCIEMENT

*Je tiens à exprimer mes remerciements et ma gratitude à monsieur Farid Bakir, Maître de Conférences HDR, au **L**aboratoire d'**E**nergétique et de **M**écanique de **F**luides **I**nterne **LEMFI**, de l'**E**cole **N**ationale **S**upérieure d'**A**rts et **M**étiers ENSAM-Paris, pour son enthousiasme, son implication presque quotidienne et sa grande disponibilité. Il m'a apporté une compréhension plus approfondie des divers aspects du sujet. Je lui présente les témoignages de ma sincère reconnaissance.*

Je remercie également le professeur Robert Rey, Directeur du LEMFI-ENSAM, pour m'avoir accueillie au sein de son laboratoire mais également pour son aide et la grande confiance qu'il m'a accordée. Ses connaissances scientifiques et sa capacité à les partager m'ont été très bénéfiques lors de la réalisation de ce travail.

Je tiens à exprimer toute ma reconnaissance à monsieur Ricardo Noguera, Maître de Conférences à l'ENSAM, pour m'avoir accueillie le premier jour où je me suis présentée à l'ENSAM. Je le remercie de sa confiance, de son soutien, de l'opportunité qu'il m'a offerte pour faire partie du LEMFI. Merci pour les encouragements et pour les discussions que nous avons eues au tout début, à un moment critique où je manquais de repères.

Mes remerciements sont aussi destinés particulièrement à monsieur Thabet Belamri, Docteur-ingénieur chez ANSYS-Canada pour tous les efforts qu'il n'a cessé de déployer, ses suggestions m'ont énormément aidée à réaliser ce travail.

Mes vifs remerciements vont à l'ensemble des membres du LEMFI, et en particulier à monsieur Smaïne Kouidri, Maître de Conférences HDR à l'ENSAM, pour ses conseils et sa sympathie.

J'ai eu beaucoup de plaisir à travailler à côté de Sofiane et Rafael. Je vous remercie pour votre sincérité et votre joie de vivre. Je vous souhaite une grande réussite pour vos avenirs professionnels et personnels.

Je clos enfin ces remerciements en dédiant cette thèse de doctorat à mes parents, à Nour et à Majdi que j'ai eu la chance d'avoir à mes côtés, et qui m'ont soutenue tout au long de ces années de travail.

Table des matières

Page

Liste des figures
Nomenclature

INTRODUCTION……..1

CHAPITRE I : LES PHENOMENES PHYSIQUES REGISSANT LA CAVITATION ET DIMENSIONNEMENT DES INDUCTEURS

1- Aspects fondamentaux……...5
1-1- Physique du phénomène……...5
1-2- Structures des poches cavitantes……..…7
1-3- Effets de la cavitation…….....…9
L'érosion des surfaces……..…….....9
Le bruit de cavitation……..…….....10
La chute de performances……..…11
La génération d'effort dissymétriques et les vibrations…….....….....11
2- Les paramètres caractérisant la cavitation. ……...……...12
2-1- La pression……..12
2-2- Les NPSH, NPSP et NPSE……..……13
2-3- Coefficients relatifs à la naissance de la cavitation…….14
2-4- La cavitation stationnaire : le coefficient de cavitation……..…15
2-5- Exemple de corrélations du rapport σ/2α avec les instabilités……..…16
2-6- Le nombre de Strouhal……..……19
2-7- La vitesse spécifique d'aspiration……..……..…20
2-8- Les effets thermiques……..……..…20

3 – Revue bibliographique sur la cavitation…….....…..22
Etudes expérimentales…….…….....……..22
Modélisation de la cavitation…….…….....…….....23
Etudes spécifiques aux inducteurs……..……...25

4- Dimensionnement des inducteurs…….....27
4-1- Cinématique de l'écoulement rotorique……..……27
4-2- Les inducteurs et la cavitation……..…29
Etudes expérimentales……..32
4-3- Méthodologie de dimensionnement adoptée dans ce travail……...…35
Présentation des inducteurs étudiés……..……39
5- La CFD (Computational Fluid Dynamics)…….…….....40

Références bibliographiques du Chapitre I……...42

CHAPITRE II : MODELISATION DE LA CAVITATION

1- Introduction……..……48
2- Equations générales de la dynamique…….…….…49
3- Modélisation de la turbulence. ……...…….50
3-1- Classification des modèles de turbulence…….……..50
3-1-1- Modèles du premier ordre……..……51
3-1-2- Modèles du second ordre……...…51
3-1-3- Modèles à bas Reynolds……51
3-1-4- Modèles sous-maille ou LES……..…52
3-2- Notion d'échelles de turbulence……..……52
3-3- Moyennes en écoulements compressible et incompressible……...……53
3-3-1- Cas de l'écoulement incompressible……..…53
Equations de l'écoulement incompressible……..…..54

3-3-2- Cas de l'écoulement compressible……54
Equations de l'écoulement compressible……55
3-4- Modélisation des écoulements turbulents……56
3-4-1- Les modèles principaux……56
3-4-2- Modèles à zéro équation……58
3-4-3- Modèles à une équation……58
3-4-4- Modèles à deux équations……59
a) Le modèle k-ε standard……59
b) Le modèle k-ω de Wilcox……61
c) Le modèle k-ω BSL……61
d) Le modèle k-ω SST……62
3-4-5- La théorie des LES (Large Eddy Simulations)……62
3-4-6- La théorie des DES (Detached Eddy Simulation) ……63
3-4-7- Modélisation de l'écoulement près des parois……64
Formulation mathématique……64
Impact sur le maillage……65

4- Classification des modèles de cavitation……66
4-1- Modèles de dynamique des bulles……67
4-1-1- Introduction……67
4-1-2- Limitation des modèles à bulles sphériques……68
4-1-3- Le modèle de Rayleigh-Plesset……68
4-2- Modèles à interface……71
4-3- Modèle du jet-rentrant……72
4-4- La méthode VOF……75
4-4-1- Le VOF standard appliqué aux écoulements avec phases liquide et vapeur……75
4-4-2- Diverses méthodes de calcul d'interface……77
4-4-3- Interpolation près des interfaces……78
4-4-4- Extension du VOF pour la simulation des écoulements cavitants……79
4-5- Modèles diphasiques……86
4-6- Modèles uni-phasiques……88
Inconvénients des modèles uni-phasiques……89
4-7- Modélisation des termes sources dans les équations de la conservation de la masse……91
4-8- Les lois d'état……92
4-9- Approche 'EVET'……94

5- Présentation du modèle de cavitation utilisé ……95

5-1 Introduction……95
5-2- Equations de la fraction de volume……96
5-3- Equations du mélange, de la masse et de la quantité de mouvement ……97
5-4- Traitement de la turbulence……98
Formulation modifiée de la viscosité turbulente……98
5-5- Modèle de Rayleigh-Plesset simplifié par un modèle pour N_B…… 99
Interprétation physique des coefficients F……100
5-6- Schéma de discrétisation……102

Références bibliographiques du Chapitre II……104

CHAPITRE III : COMPORTEMENT STATIONNAIRE DES ECOULEMENTS CAVITANTS

1- Introduction……110

2- Mise en œuvre des calculs et études numériques……112
2-1- Géométrie et maillage……112
2-1-1- Le domaine d'étude……112
2-1-2- Le maillage non-structuré……113
2-1-3-Le maillage structuré……115
2-2- Démarche du calcul……119
Conditions aux limites et conditions initiales ……122

Paramètres de la modélisation……123
Critères de convergence……124
2-3- Sensibilité par rapport au maillage……124
2-4- Influence du pseudo pas du temps en formulation stationnaire……127
2-5- Sensibilité par rapport au modèle de turbulence……...131

3- Description générale de l'installation expérimentale et mesures de la pression……...….135
3-1- Banc d'essai hydrodynamique du LEMFI-Paris.....…….....135
3-2- Mode opératoire……..……..139
3-3- Mesures de la pression et paramètres adoptés dans cette études……..139

4- Etude de l'inducteur B1……..……...….142
4-1- Préambule……..142
4-2- Performances globales de l'inducteur B1…….……145
4-3- Analyse expérimentale et numérique des écoulements internes en régime cavitant……148
4-3-1- Etude de la cavitation en fonction du NPSH……..…….148
Analyse expérimentale…….…148
Analyse des résultats numériques…….…152
4-3-2- Développement de la cavitation en fonction du débit……154
Analyse de l'écoulement interne……..154
Courbes expérimentales et numériques de chute des performances……..…..157
Ecarts entre mesures expérimentales et résultats numériques……..162
4-3-3- Les phénomènes de prérotation et de vortex en backflow…….…..163

5- Influence de la forme du bord d'attaque……...168
5-1- Présentation des inducteurs étudiés …….…168
5-2- Analyse de l'impact de la coupure du bord d'attaque en régime non cavitant……...…..171
5-3- Analyses expérimentale de l'impact de la coupure du bord d'attaque en régime cavitant……...172
5-4- Modélisation numérique de l'écoulement interne ……....175
5-5- Analyse de l'impact de l'affûtage du bord d'attaque en régime non cavitant……..177

6- Influence de la forme du moyeu ……...…….178
6-1- Présentation des inducteurs étudiés ……..178
6-2- Analyse de l'écoulement interne et des écoulements secondaires……....179
6-3- Performances globales……..184
6-4- Comportement en régime cavitant……185
6-5- Profils de pression et de vitesse en écoulement cavitant …….……198

7- Influence de l'angle d'aubage en périphérie ……...….190
7-1- Présentation des inducteurs étudiés ……..191
7-2- Comparaison des performances……..…..193
7-2-1- Résultats expérimentaux……..193
Performances globales……..193
Comportement en régime cavitant……192
7-2-2- Résultats des simulations numériques……...……..198
Performances globales……..198
Comportement en régime cavitant……...……199
7-3- Visualisation des images de cavitation…….……203
7-4- Analyse de l'écoulement interne et des écoulements secondaires……..……..207

8- Synthèse…….…….…….…209

Références bibliographiques du Chapitre III…….……..…….…..212

CHAPITRE IV : COMPORTEMENT INSTATIONNAIRE DES ECOULEMENTS CAVITANTS

1- Introduction……...……..215
2- Fluctuations de pression et émission du bruit ……..216
2-1- Généralités……...……..216

2-2- Emission de bruit en fonction du NPSH et du débit……...……..217
2-2-1- Emission de bruit en fonction du NPSH……..……217
2-2-2- Emission de bruit en fonction du débit……...….220
2-3- Corrélation bruit/fluctuations de pression……...……..224
2-4- Influence de la coupure du bord d'attaque sur les fluctuations de pression……..……228
2-5- Influence de la forme du moyeu sur les fluctuations de pression ……229
2-6- Influence de l'angle d'aubage en périphérie sur les fluctuations de pression……...……232
2-6-1- Comparaison du niveau de bruit dans les inducteurs……...……232
2-6-2- Phénomène de recirculation et intensification du bruit…….……..234
2-6-3- Corrélations du rapport σ/2α avec les instabilités…….……..237

3- Mise en œuvre des calculs et études numériques……...…240
3-1- Introduction…….……...…240
3-2- Procédure numérique……243
3-3- Discrétisation temporelle des équations……...….245
3-4- Durée des calculs et étude de l'influence du pas de temps……..…….246
Comparaison des résultats obtenus avec deux pas de temps distincts……..……..248
3-5- Etude de la convergence……..……..252
3-6- Etude de l'influence du modèle de turbulence sur les simulations en régime instationnaire……...256
Présentation des résultats ……...…256

4- Caractérisation des instabilités observées en sous débit……..263
4-1-Profils de vitesse et de pression…….263
4-2- Description générale de la dynamique de la cavité……..…….267
4-3- Caractéristiques de la cavité : forme, taille et localisation……....268
4-4- Ecoulements secondaires en backflow au niveau du bord d'attaque……270

5- Caractérisation des instabilités observées au débit nominal……..….273
5-1-Analyse de l'écoulement pour σ=0.263…….....274
5-2-Analyse de l'écoulement pour σ=0.102…….....276
5-2-1- Profils de vitesse et distribution de la fraction de vapeur……276
5-2-2- Profils de pression……..……278
5-2-3- Description générale de la dynamique de la cavité…….279

6- Synthèse……..…….…286

Références bibliographiques du Chapitre IV……...……..…..288

CONCLUSION GENERALE…….……..290

ANNEXES

Annexe 1- Influence des inter-pales
A1-1- Présentation des inducteurs étudiés
A1-2- Courbes de performances
A1-3- Analyse expérimentale et numérique des écoulements internes
A1-4- Influence de l'ajout d'inter-pales sur les fluctuations de pression

Annexe 2- Influence de la longueur des pales
A2-1- Présentation des inducteurs étudiés
A2-2- Courbes de performances
A2-3- Analyse numérique des écoulements internes
A2-4- Influence de la longueur des pales sur les fluctuations de pression

Liste des figures

Figure 1-1 : Diagramme de phase liquide-vapeur : P=f(V).
Figure 1-2 : à gauche : Diagramme schématique de la cavitation sur un hydrofoil.
Figure 1-3 : Visualisation de différents types de cavitation. a) Bulles en déplacement sur une surface, b) Nuage cavitant, c) Poche de cavitation continu et attachée aux pales, d) La super-cavitation, e) Cavitation en vortex [d'après Senocak 2002]
Figure 1-4 : Erosion d'une pompe (hydro propulseur) exposée à la cavitation.
Figure 1-5 : Bruit de cavitation.
Figure 1-6- Evolution de la hauteur énergétique et du rendement en fonction du débit pour des pompes en régimes cavitant et non cavitant.
Figure 1-7- Détermination de la zone de cavitation sur l'extrados d'un profil à partir de l'évolution de la pression.

Figure 1-8 : Evolution de σ_i en fonction du débit pour une pompe centrifuge typique [Brennen 1995]. En abscisse le rapport de débit par le débit nominal et en ordonnée le coefficient σ_i de naissance de la cavitation.
Figure 1-9 : Diagramme schématique de divers types de cavitation oscillante observée dans un inducteur à trois pales : coefficient de pression ψ en fonction de σ_T (σ à la périphérie) [d'après Tsujimoto et al. 1997].

Figure 1-10- Chute du coefficient de pression due à la cavitation tournante dans une pompe centrifuge de faible vitesse spécifique.

Figure 1-11 :Evolution du nombre de Strouhal en fonction du nombre de Reynolds et de la rugosité des parois [d'après Blevins 1990].
Figure 1-12 : Performance d'une pompe centrifuge, en régime cavitant fonctionnant avec de l'eau à diverses températures [d'après Brennen 1995].
Figure 1-13-a : Composantes en coordonnées cylindriques de la vitesse dans une machine axiale.
Figure 1-13-b : Vue de face d'une machine axiale.
Figure 1-13-c : Vue méridienne d'une machine axiale
Figure 1-13-d : Définitions principales sur une grille plane
Figure 1-14: Inducteur du LEMFI.
Figure 1-15 : Comparaison de la vitesse spécifique à 3% de chute en hauteur pour des pompes fonctionnant avec et sans inducteur [d'après Brennen 1994]. Sur l'abscisse l'auteur représente la vitesse spécifique retenue lors de la conception et en ordonnée la vitesse spécifique d'aspirartion correspond à $NPSH_{c,3\%}$.
Figure 1-16: Diverses géométries d'inducteurs.
Figure 1-17-a: Effets du serrage 's' sur les performances d'un inducteur hélicoïde 9° en régime cavitant [Acosta 1958].
Figure 1-17-b: Effets du serrage 's' sur les performances d'un inducteur hélicoïde 8½° en régime cavitant [Henderson et Tucker 1962 dans Brennen 1994].
Figure 1-18: Effets du jeu radial sur les performances de l'inducteur hélicoïde 8½° en régime cavitant [Henderson et Tucker 1962 d'après Brennen 1994].
Figure 1-19 : Performances hors cavitation de trois versions d'un inducteur hélicoïde à 9.4° se différentiant par la forme du bord d'attaque [Moore et Meng 1970 d'après Brennen 1994]. Tests réalisés avec de l'hydrogène liquide.
Figure 1-20 : Organigramme de la procédure du design et formes générales d'inducteurs obtenus pour les mêmes spécifications.
Tableau 1-1- Naissance de la cavitation tournante décrite par $\alpha/2\sigma$ [d'après Friedrichs et Kosyna, 2002].

Figure 2-1- Solution typique $R(t)$ de l'équation de Rayleigh-Plesset pour des bulles sphériques provenant d'un développement de micro-bulles de rayon initial R_0.
Figure 2-2- Modèles à interface [d'après Dupont et al. 2002].
Figure 2-3-b- Modèles de fermeture pour les écoulements potentiels autour de corps de formes quelconques (AOB) avec des poches de cavitation qui les entourent [d'après Brennen 1995].
Figure 2-3-a: Configuration atypique de jet-rentrant : résultats expérimentaux et théoriques.
Figure 2-4 – Diagramme schématique d'un cycle de rupture et de détachement du nuage cavitant.
Figure 2-5– Fraction du vide autour d'un profil NACA0015, $\sigma=1.0$, $\alpha=8°$, $Re=3.10^5$, l'intervalle entre les contours successifs est de 0.1 sauf pour la ligne extérieure [d'après Watanabe et al. 2001]
Figure 2-6 : Différentes formes de l'interface pour le calcul VOF.

Figure 2-7– Echelle macroscopique : paramètres et grandeurs physiques constants dans la maille de calcul.
Figure 2-8 : Application à un obstacle [Sauer et al. 2000].
Figure 2-9 : Application à la tuyère : formation du jet-rentrant, fraction de vapeur et champ de vitesse [Sauer et al. 2000].
Figure 2-10 : Application au profil NACA 0015 : fraction de vapeur et champ de vitesse [Sauer et al. 2000].
Figure 2-11 : Comparaison au débit nominal des résultats de simulations numériques avec deux séries différentes de mesures expérimentales [Frobenius et al. 2002].

Figure. 2-12 : Comparaison de résultats numériques et expérimentaux relatifs à la distribution de pression sur la longueur (normalisée) des pales au moment de l'initiation de la cavitation [Frobenius et al. 2002].

Figure 2-13 – Représentation d'une poche cavitante dans la théorie de l'écoulement homogène.

Figure 2-14 : Loi barotropique de Reboud ρ(P) pour l'eau [d'après Coutier-Delgosha et al. 2000].
Figure 2-15 : Discrétisation du domaine en volumes finis : les lignes continues définissent les limites des volumes et les lignes discontinues divisent ces éléments en secteurs. Les inconnues sont calculées aux nœuds et les flux surfaciques sont évalués aux points d'intégration. Les volumes de contrôles sont formés à partie de la réunion de plusieurs secteurs.

Tableau 2-1 : Paramètres de modélisation du modèle k-ε.
Tableau 2-2 : Paramètres de modélisation du modèle DES basé sur le SST

Figure 3-1 : Le domaine d'étude : exemple de l'inducteur 13°.
Figure 3-2 : Maillage non-structuré. Vues aube-à-aube et méridienne.
Figure 3-3 : Notion de 'layers' en vue méridienne.
Figures 3-4: Inducteur 13°: Maillage typique utilisé pour les simulations numériques, 300000 nœuds pour le bloc d'entrée, le passage de pale et le bloc de sortie.
Figure 3-5 : Positionnement des points de contrôle en vue aube-à-aube.
Figure 3-6 : Positionnement des points et maillage en bord d'attaque et disposition des volumes de contrôle autour du bord d'attaque.
Figure 3-7 : Procédure de modélisation numérique d'un écoulement cavitant.
Figure 3-8 : Courbe de résidus et temps de calcul.
Figure 3-9 : Inducteur B1 : Influence de la qualité du maillage et du nombre de nœuds sur la hauteur.
Figure 3-10 : Inducteur B1 : Influence de la taille du maillage.
Figure 3-11 : Influence du pas du temps sur la courbe de chute de hauteur.
Figure 3-12 : Influence du pas du temps sur la formation de la vapeur.
Figure 3-13 : Plans de coupe 2 et 3.
Figure 3-14 : Influence du modèle de turbulence : distribution de la pression statique sur le plan 2.
Figure 3-15 : Influence du modèle de turbulence : distribution de la pression statique sur les plans 2 et 3 (au voisinage du bord d'attaque).
Figure 3-16-a : Banc d'essai hydrodynamiques du LEMFI.
Figure 3-16-b: Capteurs de pression piézo-électriques KISTLER.
Figure 3–16-c : Banc d'essai hydrodynamique du LEMFI – Paris et mesures de pressions
Figure 3-17: Inducteur 13° (Q=83.3 kg/s et P_1=1 bar): Résultats de calculs numériques de la distribution de la pression statique avec (à droite) et sans (à gauche) croisillon.
Fig. 3-18 : Diverses figures de cavitation dans l'inducteur B1 (d'après Bakir et al. 1998).
Figure 3-19 : Représentation en 3D de l'inducteur B1.
Figure 3-20 : Caractéristiques expérimentales de l'inducteur B1.
Figure 3-21 : Inducteur B1: coefficients de pression expérimentaux et numériques en fonction du débit.
Figure 3-22 : Figures de cavitation dans l'inducteur B1 à $Q=1.3\times Q_N$.
Figure 3-23 : Inducteur B1 : Courbe de chute de hauteur et fraction de la vapeurs associées à diverses valeurs du NPSH ($Q=0.55\times Q_N$). La fraction de vapeur est représentée sur l'isobare $P=P_V$.
Figure 3-24 : Inducteur B1 : Courbe de chute de hauteur et figures de cavitation associées à $Q=1.09\times Q_N$ et diverses valeurs décroissantes du NPSH.
Figure 3-25: Figures de cavitation expérimentales et numériques et organisation de l'écoulement dans l'inducteur B1 au débit nominal, en sous-débit et en sur-débit.
Figure 3-26-a : Courbes obtenues numériquement pour la chute de hauteur dans l'inducteur B1.
Figure 3-26-b : Inducteur B1: chutes expérimentales et numériques en sous-débit (Q/Q_N=0.79 et Q/Q_N=0.91).

Figure 3-26-c : Inducteur B1: chutes expérimentales et numériques aux conditions nominales (Q/Q_N=1.03 et Q/Q_N=1.09).
Figure 3-26-d : Inducteur B1: Courbes de chute de hauteur expérimentales et numériques en sur-débit (Q/Q_N=1.15 et Q/Q_N=1.27).
Figure 3-27 : Figures de cavitation expérimentales et numériques et évolution du nombre de cavitation critique σ_C en fonction du débit dans l'Inducteur B1.
Figure 3-28 : Vue latérale de l'entrée d'une machine montrant les écoulements de fuite en périphérie responsables de la formation du 'backflow'.
Figure 3-29 : Augmentation de la distance Υ ainsi que de la taille et de l'intensité du backflow avec la diminution du débit.
Figure 3-30 : Les différentes coupes effectuées au niveau des bords d'attaque de l'inducteur B1. La zone hachurée correspond à la surface affûtée.
Figure 3-31: Vues de face et vues méridiennes des inducteurs.
Figure 3-32: Evolution des performances globales avec l'angle de coupure : résultats expérimentaux.
Figure 3-33: Courbes expérimentales de chute de hauteur dans les inducteurs A2 à A5.
Figure 3-34: Décroissance de $\sigma_{C,3\%}$ avec l'augmentation de la coupure du bord d'attaque.
Figure 3-35: Images de cavitation: Décroissance de la taille de la poche avec l'augmentation de l'angle de coupure du bord d'attaque. Q/Q_N = 1.3 et σ = 0.045.
Figure 3-36 : Réorganisation de l'écoulement suite aux quatre coupures : Vitesse absolue dans le plan méridien et l'espace inter-aubes à 75% et 100% d'envergure des pales (Q/Q_N = 1.3, σ = 0.25).
Figure 3-37: Influence de l'affûtage sur l'évolution du coefficient de cavitation critique σ_C.
Figure 3-39-a : Inducteur B1 : Evolution de l'écoulement méridien en fonction du débit.
Figure3-39-b : Inducteur 15°: Evolution de l'écoulement méridien en fonction du débit.
Figure 3-39-c : Inducteur CH : Evolution de l'écoulement méridien en fonction du débit.
Figure 3–40 : Inducteur 15°: Vitesse méridienne dans le plan inter-aube à ψ=0.140 et σ=0.520 et apparition et développement de la cavitation en backflow à débit partiel (ϕ = 0.094).
Figure 3-41 : Influence de la forme du moyeu sur les performances globales.
Figure 3-42: Influence de la forme du moyeu sur l'évolution de $\sigma_{C,5\%}$ et $\sigma_{C,15\%}$ en fonction du débit.
Figure 3-43 : Influence de la forme du moyeu sur la distribution de la fraction volumique de vapeur à la surface de la pale.
Figure 3-44 : Influence de la forme du moyeu sur l'allure des courbes de chute de hauteur.
Figure 3-45 : Images des inducteurs étudiés.
Figure 3-46 : Performances globales en régimes non cavitant pour les inducteurs 8°, 10° et 13°.
Figure 3-47 : Courbes de chute de hauteur dans les inducteurs 8°, 10° et 13°– Résultats expérimentaux
Figure 3-48 : Influence de l'angle d'aubage en périphérie sur les performances en régime cavitant.
Figure 3-49 : Coefficients de pression numériques et expérimentaux en régime non cavitant dans les inducteur 8°, 10° et 13°.
Figure 3-50-a : Courbes numériques de chutes du coefficient de pression dans les inducteurs 8°, 10° et 13°.
Figure 3-50-b : Courbes expérimentales et numériques de chutes du coefficient de pression.
Figure 3-51 : Figures de cavitation expérimentales et numériques dans l'inducteur 8°.
Figure 3-52 : Lignes de courant et norme du vecteur vitesse $\vec{C}_l$ pour les trois rapports de débit à σ_C=0.28.

Tableau 3-1 : Propriétés physiques de l'eau.
Tableau 3-2 : Sensibilité par rapport au modèle de turbulence.
Tableau 3-3 : Caractéristiques de l'inducteur B1.
Tableau 3-4 : Angles d'enroulement au niveau du bord d'attaque et rapport T_θ.
Tableau 3-5 : Serrage, calage et angle d'aubage des inducteurs.
Tableau 3-6 : Abscisse méridienne et corde de l'aubage relatifs à chaque inducteur.
Tableau 3–7 : Paramètres principaux des inducteurs.
Tableau 3-8 : Coefficients de débit et angles d'incidence.
Tableau 3-9 : Meilleures performances des inducteurs B1, 15° et CH.
Tableau 3-10 : Principales données constructives des inducteurs 8°, 10° et 13°.
Tableau 3-11 : Coefficients de débit et angles d'incidence correspondant au rendement maximal.
Tableau 3-12 : Performances maximales des inducteurs 8°, 10° et 13°.
Tableau 3-13 : Q/Q_N et les coefficients de débit correspondants.
Tableau 3-14 : Coefficients de débits expérimentaux et numériques dans les inducteurs 8°, 10° et 13°.

Figure 4-1 : Sons transmis par voie directe, par réverbération (en arrivant à l'auditeur de façon indirecte après réfléchissement sur toutes les parois, plafonds, sol, machines) et par transmission (les vibrations de l'inducteur passent vers les sol et se transmettent vers une tôle ou un panneau qui entre en vibration et émet du bruit).
Figure 4-2 : Courbes expérimentales du bruit et de chute de hauteur dans l'inducteur 15° en sous-débit (Q/Q_N= 0.71) et figures de cavitation associées.
Figure 4-3 : Évolution du bruit aérien de l'inducteur 8° en régime cavitant.
Figure 4-4 : Inducteur 8° : Évolution -en fonction du débit- de la nature et de la taille de la poche de vapeur à des valeurs de NPSH proches.
Figure 4-5 : Inducteur 8° - Seuil d'apparition des premiers bruits audibles ainsi que des premières structures de vapeur (qui les occasionnent).
Figure 4-6 : Instruments de mesure des fluctuations de pression.
Figure 4-7 : Inducteur 8°- bruit et fluctuations de pression.
Figure 4-8: Influence des différentes coupes sur les fluctuations de pression à l'aval des inducteurs.
Figure 4-9 : Niveau de fluctuations de pressions en fonction des coefficients de cavitation et de débit.
Figure 4-10- : Fluctuations de pression dans les inducteurs 8°, 10°, 13° et 15°.
Figure 4-11 : Niveau du bruit pour les inducteurs 8°, 10°, 13° et 15°.
Figure 4-12 : Inducteur 10° - Ecoulement méridional, bruit et fluctuations de pression.
Figure 4-13- Influence de l'angle d'aubage sur les performances des inducteurs en régime cavitant. Paramètre de cavitation σ_C et iso-$\sigma_C/2\alpha$ ($K=\sigma_C/2\alpha$).
Figure 4-14 : Courbes de chute de hauteur pour Q/Q_N =0.55 et Q/Q_N =1.09.
Figure 4-15 : Exemples de distributions instantanées de la fraction de vapeur au niveau de l'isobare $P=P_V$.
Figure 4-16 : Courbe des résidus relatifs à la turbulence pour les diverses étapes de calcul. Les résidus sont représentés en fonction du nombre de pseudo pas de temps pour le cas stationnaire et en fonction du pas de temps pour le cas instationnaire.
Figure 4-17 : Pas de temps en formulation instationnaire.
Figure 4-18 : Enchaînement et durée des calculs.
Figure 4-19 : Influence du pas de temps sur l'évolution des résidus.
Figure 4-20 : Influence du pas de temps sur l'évolution instantanée de la fraction de la vapeur à la surface d'une pale. Conditions de calcul : Q/Q_N=0.55, σ=0.087 et modèle k-ε.
Figure 4-21 : Evolution des résidus. Conditions de calculs : Modèle k-ε, Q/Q_N=1.09 et σ=0.104.
Figure 4-22 : Convergence de la hauteur et du NPSH pour (Q/Q_N=0.59 et σ=0.087), (Q/Q_N=1.09 et σ=0.263) et (Q/Q_N=1.09 et σ=0.102).
Figure 4-23 : Influence du modèle de turbulence sur les courbes de résidus relatifs à la fraction volumique.
Figure 4-24 : Influence du modèle de turbulence sur l'évolution de la fraction massique de la vapeur et de la viscosité turbulente de l'eau au niveau de l'isobare $P=P_V$ (à gauche) et de la surface périodique située au milieu du canal inter-aube, i.e. à distance égale entre deux pales successives (à droite). Q/QN=1.09 et σ=0.102.
Figure 4-25 : Formation d'un courant de retour au sein de la cavité en bord d'attaque. Inducteur 10° à Q_N.
A gauche fraction de la vapeur et à droite vitesse de la vapeur.
Figure 4-26 : Images instantanées de la fraction de vapeur ainsi que des lignes de courants à Q/Q_N=0.55 et σ=0.087.
Figure 4-27 : Séquence partielle des profils de la pression statique et du vecteur vitesse de l'eau en vue de face à Q/Q_N=0.55 et σ=0.087
Figure 4-28 : Séquence partielle des profils de la fraction de vapeur en vue de face à Q/Q_N=0.55 et σ=0.087.
Figure 4-29 : Distribution de la pression statique et de la fraction massique au niveau d'un plan vertical.
Figure 4-30 : Fraction de vapeur sur l'isobare $P=P_V$ et vecteur vitesse de la vapeur à la surface de cette isobare.
Figure 4-31 : Zones de recirculation en entrée d'aubage à Q/Q_N=0.55, σ=0.087 et t= 7.8$T_{réf}$.
Figure 4-32 : Fraction volumique de vapeur à la surface de la pale, en vue de face pour σ=0.263 et σ=0.102.
Figure 4-33 : Contours instantanés de pression statique et de fraction massique de la vapeur à Q/Q_N=1.09 et σ=0.263.
Figure 4-34 : Séquence partielle des profils de la fraction volumique de la vapeur et du vecteur vitesse de la vapeur sur l'isobare $P=P_V$, au niveau du bord d'attaque à Q/Q_N=0.55 et σ=0.087.
Figure 4-35 : Disposition des plans de coupe.
Figure 4-36 : A gauche : fraction volumique de la vapeur et champ de vitesse de l'eau. A droite champ de vitesse de la vapeur. Q/Q_N=1.09, σ=0.102 et t=11.36$T_{réf}$. Sur ces figures, l'écoulement principal se fait de l'arrière de chaque plan, vers l'avant.
Figure 4-37 : Impacte de la cavitation sur le champ d'écoulement. Conditions opératoires : Q/Q_N=1.09, σ=0.102 et t=11.36$T_{réf}$.
Figure 4-38 : Evolution de la pression statique entre le moyeu et la périphérie.
Figure 4-39 : Distribution de la charge au niveau de la surface de la pale à Q/Q_N=1.09, σ= 0.102 et t=11.36$T_{réf}$.
Figure 4-40 : Description détaillée de l'évolution de la fraction volumique de la vapeur à la surface de la pale en vue de face. Conditions opératoires : Q/Q_N=1.09 et σ=0.102.

Tableau 4-1 : Q/Q_N=0.55 : Différentes valeurs de hauteur, de NPSH, de coefficient de cavitation et de coefficient de pression données par les tests expérimentaux, les calculs cavitants stationnaires et instationnaires.
Tableau 4-2 : Q/Q_N=1.09 et σ=0.265 : Différentes valeurs de hauteur, de NPSH, de coefficient de cavitation et de coefficient de pression données par les tests expérimentaux et les calculs cavitants stationnaires et instationnaires.
Tableau 4-3 : Q/Q_N=1.09 et σ=0.104: Différentes valeurs de hauteur, de NPSH, de coefficient de cavitation et de coefficient de pression données par les tests expérimentaux et les calculs cavitants stationnaires et instationnaires.
Tableau 4-4 : Position des plans A et B.
Tableau 4-5 : Numéros de figures et temps correspondant.

Nomenclature

b : épaisseur de la veine fluide [m]

C_m : vitesse méridienne [m/s]

$C_{m1} = \frac{Q}{\pi (R_T^2 - R_H^2)}$: vitesse méridienne à l'entrée d'aubage [m/s]

C_a : composante axiale de la vitesse [m/s]

C_r : composante radiale de la vitesse [m/s]

C_θ : composante azimutale de la vitesse [m/s]

D_T : diamètre extérieur du rotor [m]

e : énergie interne massique d'un fluide [J/kg]

F_c : facteur de condensation [-]

F_v : facteur devaporisation [-]

g : accélération de la pesanteur [m/s]

h : largeur du col [m]

$H = \frac{P_{static,2} - P_{static,1}}{\rho g}$: hauteur énergétique basée sur la pression statique [m]

H_{tot} : hauteur énergétique basée sur la pression totale [m]

$i=\beta_{T1}-\beta_1$: angle d'incidence [rad]

j : jeu radial [m]

k : énergie cinétique turbulente [m²/s²]

$K=\sigma_C/2i$: paramètre de cavitation [-]

l : longueur de la corde des aubages [m]

$L_v(T°)$: chaleur latente de vaporisation à la température T [J/kg]

$\dot{m}_l$: source de masse de la phase liquide [kg/m^3/s]

$\dot{m}_v$: source de masse de la phase vapeur [kg/m^3/s]

N : vitesse de rotation du rotor [tr/min]

N_B: nombre de bulles par unité de volume dans le mélange [m^{-3}]

$NPSH = \frac{P_{t1} - P_v}{\rho g}$: charge nette à l'aspiration au dessus de la pression de vapeur [m]

$NPSH_{5\%}$: NPSH correspondant à 5% de chute en hauteur [m]

$NPSH_{15\%}$: NPSH correspondant à 15% de chute en hauteur [m]

$Ns=\omega Q_N^{0.5}/(gH_N)^{3/4}$: vitesse spécifique de la pompe [-]

nsq : vitesse spécifique de la pompe [-]

$$nsq = \frac{N\sqrt{Q_N}}{(H_N)^{3/4}} \qquad \text{[tr/min, m}^3\text{/s,m]}$$

P_l: pression partielle de la phase liquide [Pa]

P_{meca} : pertes mécaniques [w]

P_t : pression totale du fluide [Pa]

P_v: pression partielle de la phase vapeur [Pa]

$P_V(T°)$: pression de vapeur saturante à la température T [Pa]

q_{fuite} : débit de fuite [m^3/s]

Q : débit volumique [m^3/s]

Q_N : débit volumique nominal [m^3/s]

r : coordonnée radiale [m]

R : rayon d'une bulle de vapeur [m]

R_b : rayon initial d'une bulle de vapeur (~10^{-6}) [m]

R_T : rayon extérieur de la roue [m]

R_{T1} : rayon extérieur à l'entrée de la roue [m]

R_H : rayon du moyeu [m]

R_{H1} : rayon du moyeu à l'entrée de la roue [m]

$S = \frac{N\sqrt{Q_N}}{NPSH_c^{0,75}}$: vitesse spécifique d'aspiration [tr/mn, m^3/s,m]

$S_{x\%} = \frac{N\sqrt{Q_N}}{NPSH_{c,x\%}^{0,75}}$: vitesse spécifique d'aspiration pour x% de chute en hauteur [tr/mn, m^3/s,m]

t : temps [s]

T° : température du fluide [K°]

$T= R_H/R_T$: rapport de moyeu [-]

$T_\theta=(\theta_2-\theta_1)_T/(\theta_2-\theta_1)_H$: rapport des angles de recouvrement [-]

u_i: composante de la vitesse dans la direction x_i [m/s]

$U_{1T}=\omega R_{T1}$: vitesse d'entraînement à l'entrée de la roue [m/s]

U_{ref} : vitesse de référence [m/s]

v : volume massique d'un fluide [m^3/kg]

W : vitesse relative [m/s]

W_1 : vitesse relative à l'entrée des aubages [m/s]

x, y, z : coordonnées cartésiennes [m]

y_n : fraction massique du composant n [kgn/kg]

Z : nombre d'aubes [-]

α : angle d'attaque [rad]

α_n :fraction volumique du composant n [m^3n/m^3]

β : angle fluide en mouvement relatif [rad]

β_T : angle d'aubage en périphérie (défini par rapport à la perpendiculaire à l'axe) [rad]

β_{1T}: angle d'aubage en périphérie, à l'entrée [rad]

$\eta = \frac{P_{hydr}}{P_{arbre}} = \frac{\rho g H_{tot} Q}{\rho g (H_{tot} + \Delta h)(Q + q_{fuite}) + P_{meca}}$: rendement global [%]

η_{MAX} : rendement maximal [%]

Δh : pertes de charge [m]

$\phi = \frac{C_{m1}}{U_{1T}} = \text{tg } \beta_1$: coefficient de débit [-]

ϕ_N : coefficient de débit nominal [-]

ϕ_S : coefficient de débit correspondant à S_{max} [-]

γ : angle de calage [rad]

$\psi = \frac{g.H}{\omega^2 R_T^2}$: coefficient de pression [-]

θ : angle de recouvrement [rad]

ε: taux de dissipation visqueuse de l'énergie cinétique turbulente [m^2/s^3]

μ : viscosité dynamique [kg/m/s]

μ_t : viscosité turbulente [kg/m/s]

ν : viscosité cinématique [m^2/s]

τ_{ij} : tenseur des contraintes visqueuses [N/m^2]

ρ : masse volumique du liquide [kg/m^3]

$\sigma = \frac{gNPSH}{\frac{1}{2}(\omega R_T)^2}$: coefficient de cavitation [-]

σ_C : coefficient de cavitation critique [-]

$\sigma_{C,5\%}$: coefficient de cavitation critique correspondant à 5% de chute en hauteur [-]

$\sigma_{C,15\%}$: coefficient de cavitation critique correspondant à 15% de chute en hauteur [-]

$\sigma_{THOMA,x\%} = \frac{NPSH_{C,x\%}}{H}$: coefficient de Thomas correspondant à x% de chute en hauterur [-]

ω : vitesse angulaire du rotor [rad/s]

indices :

N : nominal
T : périphérie, H : moyeu
S : pour S_{max}
1 : entrée d'aubage
2 : sortie d'aubage
l: phase liquide
v: phase vapeur
d: phase dispersée ou gaz non-condensable.

Symboles
∇ : Gradient
$\nabla\bullet$: Divergence
∇^2 : Laplacien

INTRODUCTION

Historiquement, le problème cavitant remonte à l'érosion des hélices de bateau, dont Lord Rayleigh (qui a donné son nom à une équation différentielle régissant le mouvement) a montré qu'elle était due à la formation et à la croissance explosive de bulles de vapeur en présence d'une dépression résultant d'un effet Bernoulli, suivie d'une implosion violente. Une telle implosion, souvent supersonique, peut engendrer une onde de choc sphérique dans le liquide, ainsi que des jets de liquides.

On dit qu'un liquide cavite quand des structures de vapeur se forment et se développent suite à une baisse de pression, sans apport extérieur de chaleur. Ces structures disparaissent ultérieurement ou implosent sous l'action d'une augmentation de la pression. Leur contenu peut être du gaz ou un mélange multiphasique de gaz et de vapeur.

Les écoulements cavitants sont turbulents dans la majorité des systèmes industriels. La dynamique de l'interface implique des interactions complexes entre les phases liquides et vapeur. La cavitation est un phénomène complexe et difficile à analyser ; cette difficulté est souvent accrue par la complexité du champ tournant dans lequel a lieu l'écoulement cavitant (roues, inducteurs, injecteurs, hélices des propulseurs marins, …).

La cavitation peut avoir plusieurs effets néfastes sur les systèmes industriels dans lesquels elle a lieu. Outre les aspects nuisances sonores, érosion, usure, perte de performances et déformations plastiques provoquées par les collapses de bulles de vapeur, il faut mentionner dans certaines configurations l'aspect instationnaire de la poche cavitante.

Mis à part ces effets indésirables de la cavitation, il existe plusieurs applications qui en tirent profit. D'ailleurs, le lexique de la cavitation est en perpétuel développement : mise à part la traditionnelle cavitation hydrodynamique, on parle de nos jours de cavitation acoustique, de sonochimie par cavitation, de sonoluminescence MBSL (Multi-Bubble Sono-Luminescence) par cavitation, de sonoluminescence SBSL (Single-Buble Sono-Luminescence) par cavitation, etc. Les expériences de SBSL permettent une formidable concentration d'énergie, ce qui a suggéré la possibilité de réaliser des réactions de fusion nucléaire à l'intérieur d'une bulle de cavitation, à condition de provoquer une implosion plus forte que dans les conditions usuelles de la SBSL. On peut également citer l'exemple de certaines embarcations à grandes vitesses basées sur les concepts d'hydrofoils cavitants, de propulseurs super-cavitants et de véhicules super-cavitants. En générant la super-cavitation autour de véhicules hydrodynamiques, la force de traînée peut être réduite considérablement. La structure cavitante gazeuse entourant le véhicule peut être également à l'origine d'un mécanisme qui améliore le contrôle et la guidance de l'appareil. Pour atteindre de tels objectifs, des études précises et détaillées des écoulements cavitants sont donc nécessaires.

Les écoulements multiphasiques, et en particulier les écoulements cavitants présentent un grand souci pour les chercheurs dans les domaines des turbomachines et de la mécanique du solide. Les conséquences liées à des changements de phase non contrôlés de l'écoulement, sont très néfastes et peuvent aller jusqu'à la destruction de la machine. Ce phénomène rend la conception et l'optimisation des turbomachines de plus en plus complexe. Le manque de

connaissances sur ce phénomène a des conséquences directes sur le dimensionnement des machines, sur leurs limites de fonctionnement et sur leur utilisation.

Dans les turbomachines, l'apparition des poches cavitantes, leur géométrie et de façon plus générale leurs propriétés statiques et dynamiques dépendent de plusieurs paramètres. Le profil des pales, leur cambrure, leur incidence, leur empilement, le niveau de pression de l'écoulement, la turbulence de l'écoulement, les décollements éventuels de l'écoulement, l'existence de micro-bulles de gaz dissous dans l'écoulement, la rugosité des parois, etc., sont autant de paramètres qui entrent dans l'évolution de la cavitation.

L'objectif de cette thèse est de mieux cerner à la fois expérimentalement et numériquement le phénomène de cavitation dans les inducteurs en écoulement stable et instable. Ceci a permis d'établir des méthodes précises pour la prédiction de son apparition et du développement de ses différents aspects afin de repousser les limites techniques qu'elle engendre. Ce travail, a donné lieu à la primo-validation du modèle cavitant des codes CFX-TascFlow 2.12 et CFX5.7 sur l'un des inducteurs présentés dans ce rapport.

Les premiers constructeurs d'inducteurs ont basé le dimensionnement soit sur l'absence totale de cavitation en surdimensionnant ces machines, soit sur des critères phénoménologiques, valables uniquement sur des gammes de machines géométriquement voisines.

Malgré le fait que les inducteurs soient très utilisés de nos jours, plusieurs aspects de leur comportement et de leur fonctionnement nécessitent d'être encore analysés, spécialement en écoulements cavitants. Les méthodologies de design qu'on peut trouver dans la littérature sont pour la plupart basées sur des observations expérimentales et n'expliquent toujours pas l'influence de plusieurs paramètres constructifs des inducteurs sur leurs comportements. Au cours des dernières années, l'évolution conjointe des méthodes numériques et des moyens informatiques est à l'origine de grands progrès dans ce domaine. Cependant, le caractère tridimensionnel, visqueux et hautement instationnaire des écoulements dans les inducteurs, rend la modélisation numérique très complexe.

Les travaux effectués durant cette thèse rentrent dans le cadre de cette thématique de recherche. Ce travail à caractère théorique et expérimental, permettra l'analyse de l'influence d'un certain nombre de paramètres géométriques sur les performances réalisées en régime cavitant et non cavitant de divers inducteurs en écoulements stationnaires puis en écoulements instationnaires.

A cet effet, nous avons organisé ce mémoire en quatre chapitres :

La première partie du chapitre I est consacrée à la présentation d'une revue bibliographique des travaux expérimentaux et numériques sur la cavitation ainsi qu'à l'étude de la physique de ce phénomène. Nous présenterons notamment les différentes structures de cavitation, les effets de la cavitation et les paramètres qui la caractérisent. Dans la deuxième partie nous introduisons des notions et des définitions générales relatives aux turbomachines. Par la suite, nous faisons le bilan des critères impliqués dans le design des inducteurs en écoulements cavitant ainsi que de la méthode suivie au LEMFI-Paris pour la conception des inducteurs étudiés dans le cadre de cette thèse.

Le second chapitre fait le point sur la modélisation de la cavitation, d'une part à travers la formulation théorique des équations de la dynamique et des modèles de turbulence qui la gèrent, et d'autre part par la classification des modèles de cavitation afin qu'on puisse situer ceux que nous avons utilisés au cours de ce travail.

Outre l'étude détaillée des différents aspects de fonctionnement d'un inducteur en régimes non cavitant puis en régime cavitant, le travail mené dans le cadre du troisième chapitre a donné lieu au développement et à la mise au point d'une technique de simulation acquise en écoulement stationnaire, en vue de la reconstitution tridimensionnelle des structures observées dans le cas instationnaire. Dans ce chapitre, nous exposons également les résultats de compagnes de mesures expérimentales et de simulations numériques de nos travaux en écoulement stationnaire pour plusieurs groupes d'inducteurs se différentiant par les facteurs géométriques suivants : forme du bord d'attaque, forme du moyeu et angle d'aubage en périphérie au niveau du bord d'attaque. Nous présentons en annexes à ce chapitre l'influence de deux autres paramètres qui sont la longueur des pales et l'ajout d'inter-pales.

Ce travail a permis de détailler de façon précise des structures de vapeur complexes, de mettre en évidence des structures de type cavitation en *backflow*, prédites numériquement et confirmées expérimentalement. Les inducteurs sont entre autres caractérisés par leurs courbes de performances ainsi que par leurs courbes de chutes de hauteur. Nous faisons le point sur la capacité et les limites des modèles utilisés à modéliser les structures de cavitation et les chutes de performances.

Le quatrième chapitre est consacré à l'exposé des travaux en matière de mesures expérimentales et de simulations numériques que nous avons réalisés en écoulements instationnaires cavitants sur les inducteurs. Les phénomènes, décrits concernent notamment le bruit, les fluctuations de pression et les performances réalisées. Ils sont liés à l'évolution de structures de vapeurs apparaissant et se développant pour diverses valeurs de coefficients de débit et coefficients de cavitation. Il s'agit de structures instables dont l'étude analytique exige des approches théoriques nouvelles pour la prise en compte des aspects à la fois multiphasique, tridimensionnel, instationnaire et turbulent de l'écoulement. Afin d'étudier l'interaction des structures tourbillonnaires avec les poches de vapeur, et leur rôle dans la dynamique d'extension et d'implosion de ces poches dans les espaces inter-aube, plusieurs modèles de turbulence sont testés dans le cas instationnaire. Le développement instationnaire de la cavitation est étudié pour un débit proche du débit nominal ainsi qu'en sous-débit, pour des valeurs différentes de pression d'entrée.

CHAPITRE I :

LES PHENOMENES PHYSIQUES REGISSANT LA CAVITATION ET DMENSIONNEMENT DES INDUCTEURS

CHAPITRE I

LES PHENOMENES PHYSIQUES REGISSANT LA CAVITATION ET DIMENSIONNEMENT DES INDUCTEURS

Les premières parties de ce chapitre sont consacrées à la présentation de l'aspect physique de la cavitation. Nous y traiterons les causes et les effets de la cavitation, ainsi que les phénomènes physiques qui lui sont associés et dont notamment les différentes structures des poches cavitantes. Nous terminerons cette première partie par l'introduction des paramètres qui la caractérisent.

Dans la seconde partie de ce chapitre, nous présentons l'historique des travaux numériques et expérimentaux ayant porté sur la cavitation, à travers une analyse des principales démarches proposées.

Dans la troisième partie, nous introduisons certaines notions et définitions que nous avons utilisées dans ce travail et qui sont nécessaires à la description des turbomachines. Nous clôturons cette troisième partie par la description de la démarche méthodologique suivie dans ce travail, pour le dimensionnement des inducteurs.

Nous terminerons ce chapitre par l'introduction d'éléments de mécanique de fluides numérique CFD (***C****omputational* ***F****luid* ***D****ynamics*) de base.

1- ASPECTS FONDAMENTAUX

1-1- Physique du phénomène

Un changement d'état correspondant à la vaporisation d'un liquide, peut se faire de deux manières différentes : suite à un apport de chaleur et une augmentation de température ou par chute de pression à température ambiante. Ce dernier cas correspond à la cavitation (Figure 1-1).

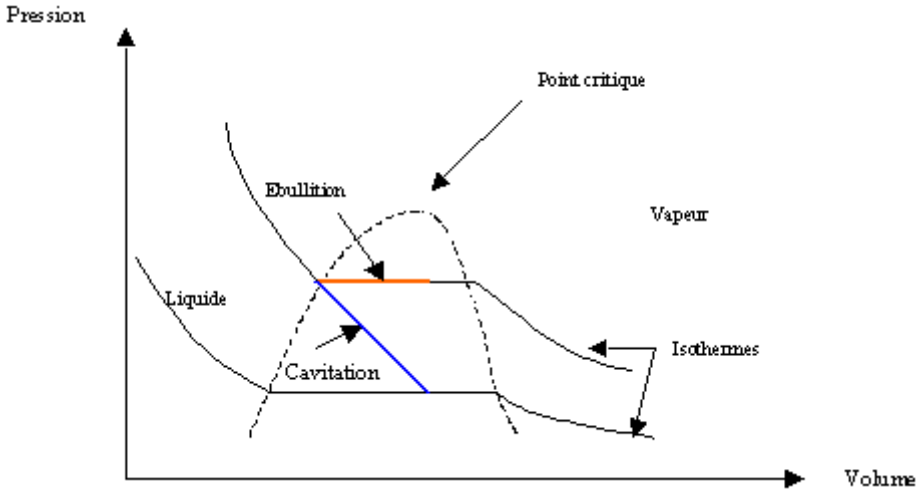


Figure 1-1 : Diagramme de phase liquide-vapeur : P=f(V).

La cavitation est la vaporisation d'un fluide soumis à une pression inférieure à sa pression de vapeur saturante. Il se forme alors au sein de l'écoulement, des structures de vapeur de diverses formes et dimensions : bulles, poches, torches, nuages, tourbillons, etc. Une fois formées dans les zones à faible pression, les structures cavitantes sont transportées par l'écoulement dans les zones à plus haute pression, où elles implosent en générant des micro-jets et des surpressions très localisées, pouvant atteindre plusieurs centaines de bars.

La cavitation peut être due à un rétrécissement de la section de passage du fluide. Dans ce cas, les structures cavitantes apparaissent généralement aux endroits où la vitesse est élevée. Une réduction de la section de passage dans une conduite peut donc entraîner la formation de poches cavitantes. La cavitation peut également être associée à l'existence d'écoulements rapides dans les jeux radiaux de fonctionnement dans les turbomachines, ou à l'existence de tourbillons au sein de l'écoulement (dans ce cas, le fluide est soumis à une rotation sur lui-même) ou encore avoir lieu autour d'un obstacle.

La simulation numérique de la cavitation pose essentiellement deux problèmes, le premier intervient à la fois au niveau de la modélisation de la physique du phénomène et du développement d'une méthodologie numérique robuste : la très grande variation de la densité associée à la cavitation. A titre d'exemple, dans une pièce à température ambiante, le rapport de la densité de l'eau par celle de sa vapeur est supérieur à 40000 [Singhal et al. 2002]. Ainsi, pour des modèles utilisant la notion de densité du mélange, la valeur de ce paramètre varie brusquement en passant de la vapeur au liquide au niveau de la zone de fermeture (Figure 1-2).

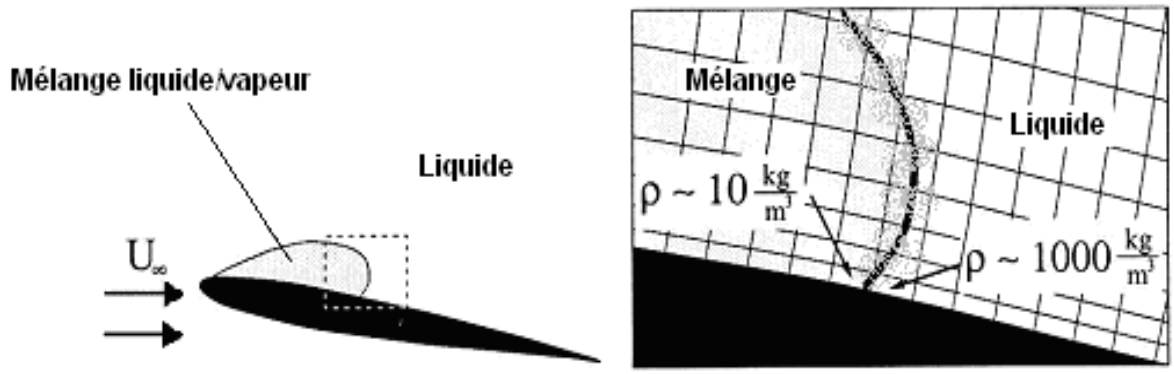


Figure 1-2 : à gauche : Diagramme schématique de la cavitation sur un hydrofoil.
A droite : saut de densité à la fermeture de la zone cavitante.

Le deuxième problème concerne l'importance de la compressibilité du mélange liquide/vapeur. Du fait de la cavitation et plus précisément de la différence d'inertie des deux phases, cette compressibilité augmente brutalement et est de loin supérieure à celle des deux phases prises chacune à part. Il en résulte entre autre une nette diminution de la vitesse du son dans le mélange.

De plus, l'étendue, l'emplacement et le type de cavitation sont fortement dépendants du champ de pression, du transfert et de la dissipation des structures tourbillonnaires, elles mêmes influencées par les conditions de l'écoulement et la géométrie du champ d'écoulement. A cela, s'ajoute le fait que la poche cavitante, la cinématique et la structure de l'écoulement principal sont inter-corrélées et que cette corrélation est très difficile à prendre en compte surtout par la forme prise par la poche cavitante qui dépend également de tensions superficielles, assez délicates à calculer, et donc souvent négligées dans les modèles de cavitation sauf pour ceux qui étudient le cas particulier des écoulements à bulles.

Par ailleurs, les corrélations concernant le changement de phase devraient être générales et les moins empiriques possibles, pour pouvoir simuler le plus de cas envisageables. Or les écoulements sont très diversifiés, les échanges entre les phases sont quelque fois fluctuants et très instables et les changements de phase (vaporisation, condensation, implosion) sont souvent brusques et rapides.

D'un autre côté, pour être rigoureux, il faut tenir compte du fait que les vitesses des trois phases de l'écoulement sont distinctes ainsi que des changements de phase occasionnant des variations du champ de température (et par conséquent des variations des propriétés thermodynamiques locales). En effet le liquide environnant cède de l'énergie et voit sa température diminuer, ce qui entraîne une baisse de la pression de vapeur, inhibant ainsi l'évaporation.

1-2- Structures des poches cavitantes

Les structures cavitantes peuvent se développer sous forme de poches, (plus ou moins grandes, plus ou moins allongées) de conglomérats de bulles ou d'un mélange des deux. Par rapport aux bulles, les poches sont relativement plus stables vu que la pression y fluctue moins

que dans les bulles. Quant aux bulles, elles peuvent se regrouper et être entourées d'une enveloppe extérieure qui est plus difficile à étudier (à cause des écoulements internes complexes et instationnaires dont elle est le siège pour ce cas par rapport à celui d'une poche de vapeur pure [Kawanami et al. 1997, Song et He 1998]). Quelques rares auteurs ont pu réaliser des mesures expérimentales dans les poches [Kamono et al. 1993]. Rappelons ici que les études réalisées par [Stutz et Reboud 1997] concernent des poches de cavitation continues, stables et attachées dans un venturi.

Dans la littérature, on trouve essentiellement la description de cinq types de cavitation (Figure 1-3) :

a- Des bulles ou des poches de cavitation en déplacement instationnaire dans le liquide en mouvement ('*Travelling cavitation*'). Elles s'étendent ou se rétractent durant leur cycle de vie [Knapp et al. 1970]. Elles sont spécifiques aux hydrofoils pour un petit angle d'attaque. La géométrie des bulles dépend essentiellement de la quantité des micro-bulles (noyaux) dans l'écoulement amont [Lecoffre 1999]. A l'œil nu, ce type de cavitation peut paraître comme celui de la cavitation continue et attachée aux pales ('*Sheet cavitation*'). Les bulles sphériques peuvent être individuellement distinguées sur des photos.

b- Des bulles de vapeur formant un nuage et entourées par une enveloppe extérieure (*cloud cavitation*). Elles sont produites par une vorticité au sein de l'écoulement. Elles causent de fortes vibrations, une importante érosion et un bruit intense [Knapp et al. 1970]. Le lâcher de ce type de nuage dans l'écoulement est périodique. Le jet rentrant est le mécanisme de base qui génère ce type de cavitation [Kawanami et al. 1997].

c- Des poches de cavitation fixe, attachées aux pales. Ce type de poches est stable et quasi-stationnaire. L'interface entre le liquide et la vapeur peut être lisse et transparente, comme elle peut ressembler à la surface libre d'une eau en ébullition [Knapp et al. 1970]. L'écoulement aval, qui contient des tourbillons à grande échelle, est dominé par des faisceaux de bulles [Gopalan et Katz 2000].

d- La super-cavitation : Ce phénomène a lieu lorsque les poches de cavitation du type précédent s'agrandissent au point d'envelopper entièrement le solide et de le dépasser [Knapp et al. 1970]. La super-cavitation est recherchée dans certains systèmes (et notamment dans les véhicules sous-marins à grandes vitesse) afin de réduire au maximum la force de traînée et de faire en sorte, dans certaines pompes conçues pour fonctionner en régime super-cavitant, que l'implosion des bulles ait lieux à l'aval des pales [Brennen 1995]. Les vitesses de ces systèmes dépassent en général les 1500 m/s (projectiles sous-marins supersoniques). En plus de la réduction de la force de traînée, la super-cavitation peut amplifier la portance à la surface supérieure d'un hydrofoil à pression constante.

e- La cavitation due au vortex localisé à la périphérie de pales tournantes ('*Tip vortex cavitation*'). Ce type de cavitation peut également avoir lieu dans le sillage de certains obstacles placés dans un écoulement [Knapp et al. 1970].

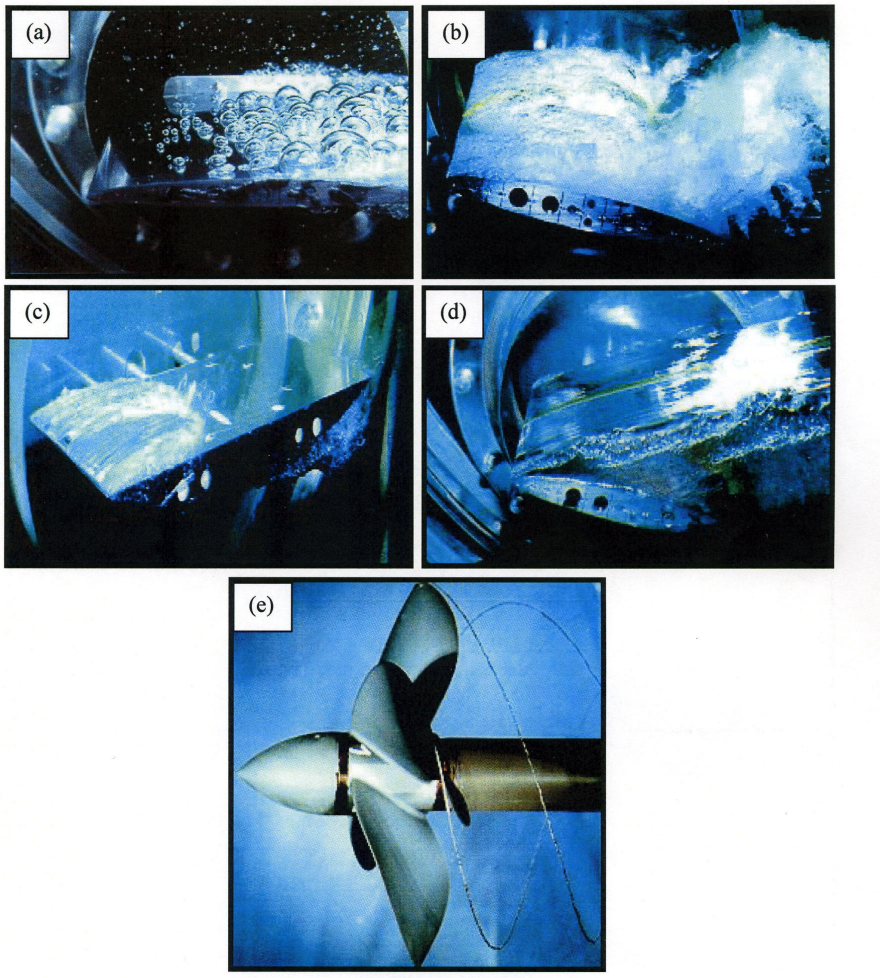


Figure 1-3 : Visualisation de différents types de cavitation. a) Bulles en déplacement sur une surface, b) Nuage cavitant, c) Poche de cavitation continue et attachée aux pales, d) La super-cavitation, e) Cavitation en vortex [d'après Senocak 2002].

1-3- Effets de la cavitation

La cavitation peut avoir à la fois des aspects désirés et non désirés. Elle peut être utile via la génération de micro-bulles par exemple pour le nettoyage d'objets, en tant que catalyseur de certaines réactions chimiques, ou pour réduire la force de traînée. On peut dans ce contexte-là évoquer la cavitation acoustique qui est caractérisée par l'apparition d'une population de bulles de gaz, sous l'influence d'une onde acoustique et dont les conséquences physico-chimiques sont recherchées dans certains milieux réactionnels.

Dans les pompes, elle engendre une baisse des performances et l'apparition de forces instationnaires qui peuvent avoir plusieurs effets néfastes sur leurs composantes : l'érosion, le bruit et les vibrations.

► **L'érosion des surfaces** : l'implosion des bulles est un phénomène violent qui induit une érosion des surfaces à proximité et une génération de bruit très caractéristique. Sous certaines conditions, les bulles de vapeur implosent, engendrant des températures et des pressions localement très élevées ainsi que des chocs et des jets liquides violents au voisinage

des parois solides. Des ondes de pression accompagnées d'émission d'électrons, viennent frapper les surfaces et provoquer des fusions locales et des microfissures de fatigue. Ces conditions extrêmes sont responsables d'un grand nombre d'effets physico-chimiques : réactions chimiques accélérées ou inusuelles dans certains milieux réactifs, émulsification cristallisation/précipitation, désagglomération, risque d'oxydation du fluide et descellement des cristaux de métal. Ce dernier phénomène est aggravé par une nature corrosive du fluide, par échauffement excessif du fluide, par vibrations mécaniques ou par présence de particules solides dans l'écoulement.

Figure 1-4 : Erosion d'une pompe (hydro propulseur) exposée à la cavitation.

► Le bruit de cavitation :

Dans les roues, les sources de bruit sont de natures diverses. Elles sont d'origine hydraulique ou mécanique. Ces dernières peuvent être occasionnées par des balourds, des dissymétries des coussinets, les roulements…

Quant au bruit hydraulique, il peut être dû au défilement des pales, à la présence d'un diffuseur, aux imperfections de réalisation de la roue, à une non-uniformité du champ de vitesse à l'entrée (à cause de la forme du canal d'amenée ou d'une présence de croisillon par exemple), aux tourbillons de Karman causés par la présence d'obstacles dans l'écoulement, au fonctionnement en régime désadapté (surtout en sous-débit) et enfin à la cavitation.

La cavitation a beaucoup été étudiée, d'avantage pour les problèmes d'érosion que pour des problèmes de bruit. Néanmoins, les variations rapides de volume des bulles de vapeur représentent des sources de bruit intense. Ces sources sont généralement du type monopolaire. Tel que le montre la figure ci-dessous, quand l'accélération maximale (par ailleurs négative) de la variation du rayon d'une bulle $\frac{\partial^2 R}{\partial t^2}$ est atteinte, les émissions sonores du système atteignent leur maximum. Cette chute de rayon correspond en fait à l'implosion des bulles.

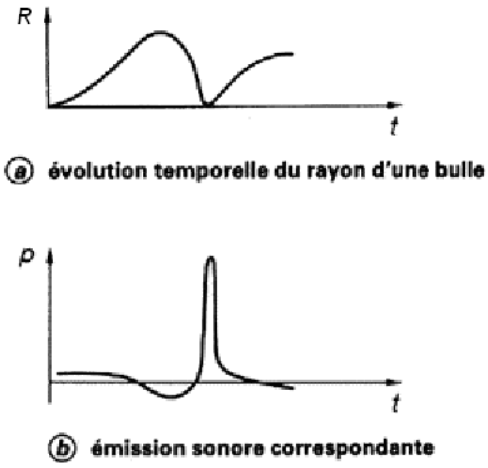


Figure 1-5 : Bruit de cavitation.

► **La chute des performances :** à cause de l'effet de blocage spatial qu'une importante cavitation génère dans l'écoulement, les performances d'une pompe (hauteur énergétique et rendement) peuvent chuter brutalement (figure 1-6). En effet, la cavitation se manifeste par un blocage du débit qui modifie l'angle de déflection du liquide. La pompe opère alors hors conditions opératoires nominales.

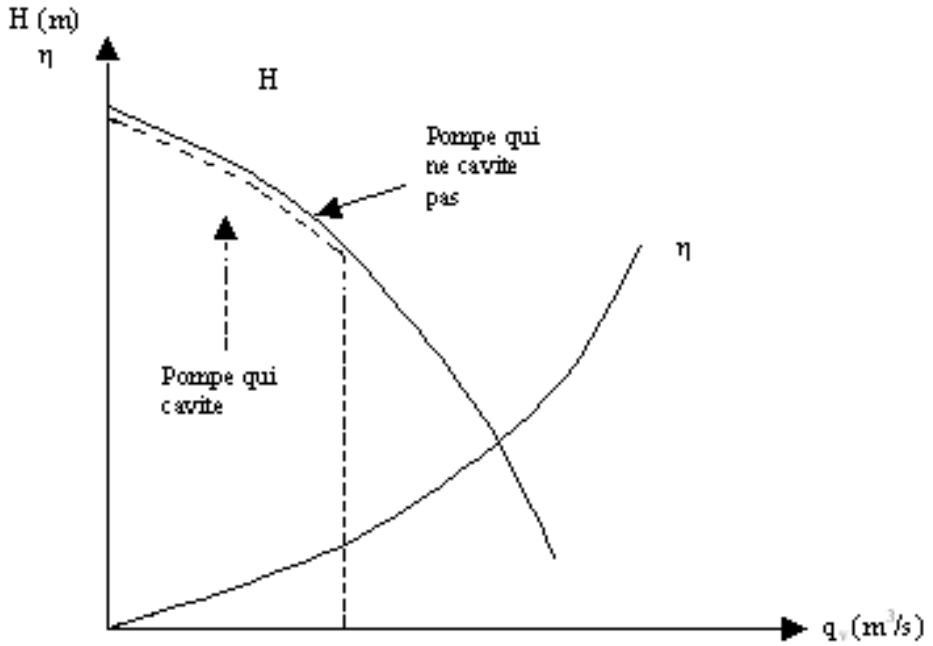


Figure 1-6- Evolution de la hauteur énergétique et du rendement en fonction du débit pour des pompes en régimes cavitant et non cavitant.

► **La génération d'efforts dissymétriques et les vibrations** : quand les poches deviennent assez grandes, elles présentent de fortes instationnarités, et peuvent fluctuer d'une pale à une autre [Medvitz et al. 2002]. Les vibrations générées peuvent, non seulement, exciter certains modes propres des composants mécaniques situés au voisinage, mais aussi altérer les performances des pompes. Les dégâts les plus importants observés sur des pompes fonctionnant en régime cavitant, résultent de poches grandes ou fluctuantes [Combes et al. 2001].

Les travaux expérimentaux menés par [Bhattacharyya et al. 1997] montrent l'existence de pics déstabilisants dans les forces tangentielles créées par des torches cavitantes tournantes dont les amplitudes augmentent avec la décroissance du nombre de cavitation et du coefficient de débit. Ces forces déstabilisent l'inducteur dans sa rotation autour de son axe et en décentrent le mouvement, en lui imposant un deuxième mouvement rotatif selon une orbite d'une certaine excentricité.

2- LES PARAMETRES CARACTERISANT LA CAVITATION

2-1- La pression

Quand une pompe commence à caviter, la hauteur et le débit diminuent lentement puis finissent par chuter. La dynamique du système résultant devient fortement instationnaire. On a alors recours à plusieurs types de paramètres caractérisant la cavitation.

Une première approche simplifiée est une approche statique : le liquide cavite localement si :

$$P<P_V \tag{1-1}$$

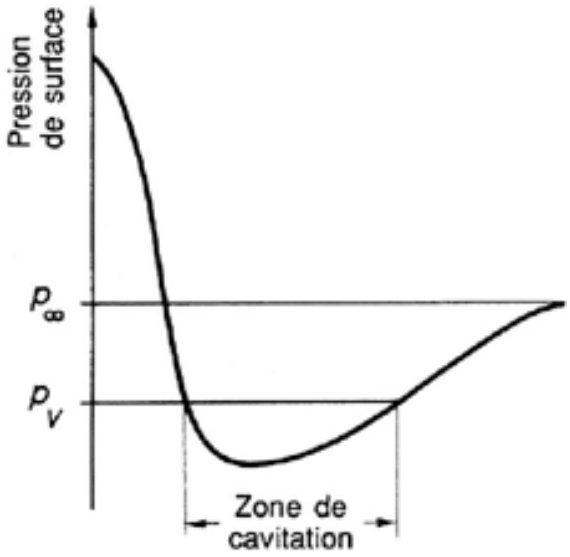


Figure 1-7- Détermination de la zone de cavitation sur l'extrados d'un profil à partir de l'évolution de la pression.

Cette approche a été améliorée pour tenir compte de l'anisotropie de l'écoulement. Le critère est formulé en fonction de la contrainte principale que subit un fluide en mouvement plutôt que de la pression dans un fluide au repos. L'idée est que la surface du liquide sera rompue là où les tensions sont maximales [Joseph 1995]. Pour un fluide newtonien cela s'écrit :

$$\frac{\partial u}{\partial x} > \frac{P - \tilde{P}_V}{2\mu} \tag{1-2}$$

où $\tilde{P}_V$ est une quantité empirique qui représente la pression de vapeur saturante P_V.

Une deuxième approche consiste à prendre en considération les effets de la turbulence sur les fluctuations de pression, et donc sur la production de la cavitation à travers l'introduction d'une quantité empirique P_{turb} [Rouse et McNown 1948]. Le seuil de pression au-dessous duquel le liquide s'évapore devient :

$$P_V' = \frac{1}{2}(P_V + P_{turb}) \qquad , \qquad \text{avec } P_{turb} = C\rho k \tag{1-3}$$

C est une constante empirique et k est l'énergie cinétique turbulente.

2-2- Les *NPSH*, *NPSP* et *NPSE*

Le *NPSH* est l'abréviation du '*Net Positive Suction Head*', ou charge nette à l'aspiration au-dessus de la pression de vapeur saturante. Il est mesuré en [m] compte tenu de la pratique industrielle, même si sur le plan scientifique, il eut été plus judicieux d'utiliser l'énergie massique à l'aspiration : *NPSE* ($=g\times NPSH$). Le *NPSH* disponible est donné par les équations (1-4) et (1-5).

On définit également le *NPSP*, '*Net Positive Suction Pressure*' ou pression positive nette à l'aspiration. Il est donné par la relation suivante:

$$NPSP = P_{t,1} - P_V \tag{1-4}$$

On a donc:

$$NPSH = \frac{NPSP}{\rho g} = \frac{P_1}{\rho g} + \frac{C_1^2}{2g} - \frac{P_V}{\rho g} \tag{1-5}$$

P_V étant la pression de vapeur saturante et P_{t1} la pression totale à l'entrée de la machine ($P_{t1} = P_1 + \rho\frac{C_1^2}{2}$).

On définit également le *NPSH* critique ($NPSH_c$) qui correspond au stade de la dégradation des performances de la pompe. Il représente le *NPSH* que requiert la machine pour fonctionner hors cavitation. Plusieurs modélisations ont été proposées pour le $NPSH_c$ dont la suivante :

$$NPSH_c = \frac{C_1^2}{2g} + \lambda\frac{W_c^2}{2g} \tag{1-6}$$

W_c ('c' comme col) étant la vitesse débitante dans la section de passage la plus petite du col formé entre deux aubages et λ le coefficient de dépression dynamique, dont la valeur est comprise entre 0.12 et 0.24 et varie selon les auteurs [Bakir et al. 1998]. Toute la difficulté réside dans l'évaluation exacte de λ qui décroît avec l'augmentation de la vitesse débitante au col en sous-débit, et inversement en sur-débit. Il traduit l'épaisseur de la poche dépendant à la fois du point de fonctionnement et de la vitesse débitante W_c.

Le *NPSH* disponible dépend du régime de fonctionnement de la pompe alors que le $NPSH_c$ est intrinsèque à la pompe, il dépend de sa géométrie. Le $NPSH_c$ diminue avec la viscosité du fluide [Cerruti et al. 2000]. On peut également définir divers autres *NPSH* tels que le $NPSH_G$ qui correspond à une chute de 30% de la hauteur totale, le $NPSH_c$ qui correspond à une chute de 3% (ou 5 %) de la hauteur totale, le *NPSH* relatif à l'apparition de bulles dans l'écoulement, le *NPSH* relatif au début d'érosion…

2-3- Coefficients relatifs à la naissance de la cavitation

La naissance de la cavitation ('*Cavitation inception*') correspond à la première apparition de structures cavitantes. On lui associe l'indice '*i*', ainsi qu'une valeur particulière de la pression totale à l'entrée $P_{t,i}$ (au-dessous de laquelle la zone de cavitation s'élargit [Visser 2001], et un $NPSH_i$ défini comme suit :

$$H = \frac{P_{t,2} - P_{t,1}}{\rho g} \tag{1-7}$$

$$P_{t,i} = P_{t,1} - P_{\min} - P_V \tag{1-8}$$

$$NPSH_i = \frac{P_{t,1} - P_{\min}}{\rho g} \tag{1-9}$$

P_{min} est la pression minimale calculée dans le champ de l'écoulement et $P_{t,1}$ et $P_{t,2}$ sont respectivement les pressions totales à l'entrée et à la sortie des aubages. Notons que calculé ainsi, le $NPSH_i$ ne nécessite pas la connaissance de la pression de vapeur.

Pour une pompe classique, l'évolution du coefficient de cavitation σ_i correspondant à la naissance de celle-ci en fonction du rapport de débit, est donnée par Figure 1-8.

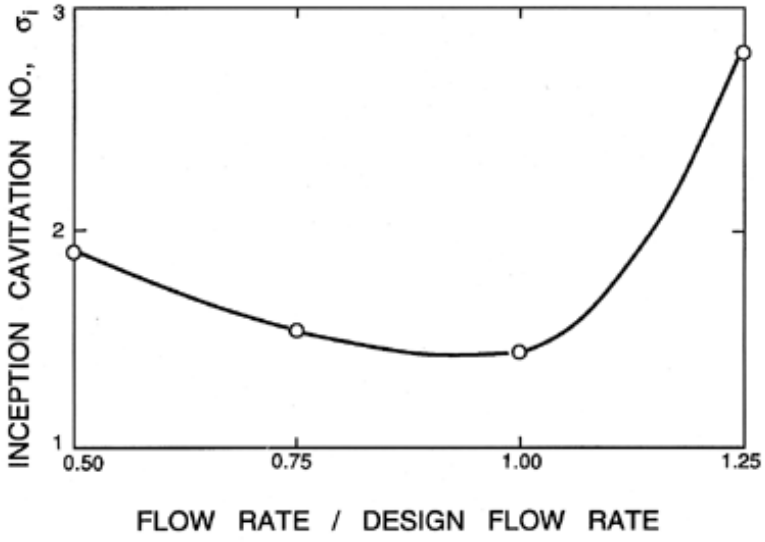


Figure 1-8 : Evolution de σ_i en fonction du débit pour une pompe centrifuge typique [Brennen 1995]. En abscisse le rapport de débit par le débit nominal et en ordonnée le coefficient σ_i de naissance de la cavitation.

2-4- La cavitation stationnaire : le coefficient de cavitation

Le coefficient global de cavitation est une quantité adimensionnelle donnée par l'équation ci-dessous dans laquelle *Re* est le rayon extérieur de la machine et U_e est la vitesse au rayon extérieur ($U_e=\omega R_e$) :

$$\sigma = \frac{P_{t1} - P_V}{\rho U_e^2} = \frac{NPSP}{\rho \omega^2 R_e^2} \tag{1-10}$$

Une valeur élevée de σ traduit un écart important entre la pression totale à l'entrée et la pression de vapeur saturante, ce qui est favorable à la machine. Cette expression de σ prenant en compte la pression totale (et non statique) et ρU_e^2 (et non $\frac{1}{2}\rho U_e^2$) est généralement réservée aux inducteurs.

Quant au coefficient local de cavitation σ_l, il est donné en fonction de la pression totale (locale) et de la vitesse absolue locale :

$$\sigma_l = \frac{P_t - P_V}{\rho \frac{C^2}{2}} = \frac{(P - P_V) + \rho \frac{C^2}{2}}{\rho \frac{C^2}{2}} \tag{1-11}$$

De faibles valeurs de ce dernier coefficient traduisent la formation locale de structures cavitantes.

De façon générale, on peut définir un nombre de cavitation par rapport à une pression et une vitesse de référence (dont le choix dépend des auteurs, mais qui sont généralement relatives aux conditions de l'écoulement à l'amont d'une singularité ou d'un obstacle), de la manière suivante, en fonction de la pression statique de référence :

$$\sigma = \frac{P_{réf} - P_V}{\rho_{réf} \frac{U_{réf}^2}{2}} \tag{1-12}$$

En particulier et dans le cas des turbomachines, $P_{réf}$, $\rho_{réf}$ et $U_{réf}$ sont dans la plupart de cas relatives aux conditions d'écoulement dans le canal d'aspiration.

Selon la valeur de ce coefficient, on peut conclure à titre d'exemple quant à la naissance de la cavitation ou à la formation ou pas de structures cavitantes et à leur stabilité. Si on réduit la valeur de σ, la cavitation commence à apparaître à partir d'un certain coefficient de cavitation σ_i qui dépend surtout de la population de bulles (noyau de cavitation et origine de l'apparition de la cavitation). Dans plusieurs cas, si on réduit encore σ, la portance de la pale augmente au début [Friedrichs et Kosyna 2002], ce qui correspond à une petite remontée de la hauteur, ensuite elle diminue. Pour les turbomachines, quand la hauteur énergétique commence à décroître, σ devient σ_c (coefficient de cavitation critique). Les instabilités dues à la cavitation ont généralement lieu

pour $\sigma_i<\sigma<\sigma_c$. La cavitation elle même, peut devenir une source d'apparition de nuages de micro-bulles, dans ce cas σ_i n'est plus fonction de la population de bulles uniquement.

2-5- Exemple de corrélations du rapport $\frac{\sigma}{2\alpha}$ avec les instabilités

On dispose dans la littérature de plusieurs corrélations liant le rapport $\frac{\sigma}{2\alpha}$ aux instabilités dues à la cavitation, α étant l'angle d'attaque du fluide et σ le coefficient de cavitation [Horiguchi et al. 2000 (a), Friedrichs et Kosyna 2002, Tsujimoto et al. 1997, etc.]. L'examen des valeurs prises par le paramètre $\frac{\sigma}{2\alpha}$ donne une première idée de la stabilité. La figure 1-9 donne les différents types de cavitation oscillante observée par [Tsujimoto et al. 1997] au niveau des faces en dépression d'un inducteur.

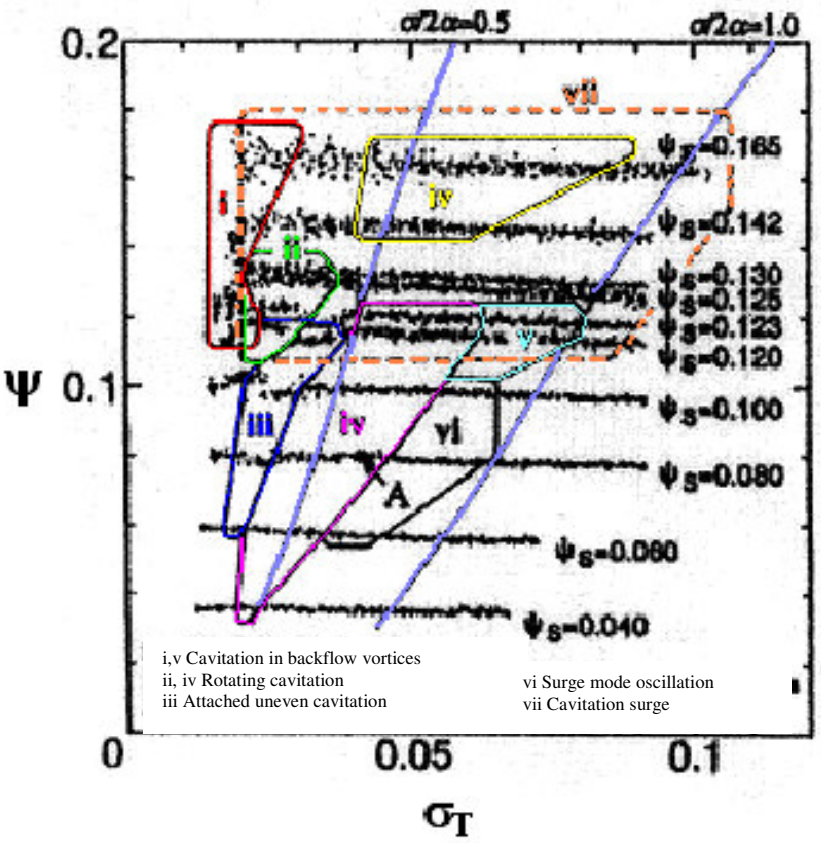


Figure 1-9 : Diagramme schématique de divers types de cavitation oscillante observée dans un inducteur à trois pales : coefficient de pression ψ en fonction de σ_T (σ à la périphérie) [d'après Tsujimoto et al. 1997].

Sur cette figure sont représentées les iso-$\frac{\sigma}{2\alpha}$. Il a été prouvé que les limites entre les divers modes de cavitation sont presque parallèles aux iso-$\frac{\sigma}{2\alpha}$ (ces modes sont : ***i*** et ***v*** cavitation du type *backflow vortex*, ***ii*** et ***iv*** cavitation tournante, ***iii*** cavitation par poches attachée aux pales, ***vi*** oscillation par montée rapide (*'Surge mode oscillation') et* ***vii*** cavitation par montée rapide *('Cavitation surge').*

En fonction de leur origine, les instabilités peuvent être répertoriées en instabilités intrinsèques et instabilités du système. Dans ce dernier cas, la dynamique et le comportement instationnaire d'une cavité donnée sont dus à l'interaction entre cette cavité et le reste du système qui peut représenter tout l'environnement englobant le circuit. Les instabilités du système peuvent aussi bien aller des fluctuations de débit dans le réservoir contenant le liquide, à la cavitation attaché à une autre pale qui interagit avec la cavité étudiée. A titre d'exemple, la cavitation alternée est considérée comme un exemple typique d'instabilités du système et c'est la différence entre les longueurs des cavités qui justifie cette appellation [Tsujimoto 2001].

Par contre, et dans le cas des instabilités intrinsèques, celles-ci prennent naissance dans la cavité même. Les caractéristiques et la fréquence de ces instabilités sont donc indépendantes du circuit. A titre d'exemple, le mécanisme de jet–rentrant provoque des oscillations au niveau de la longueur de la cavité.

Les premières descriptions des instabilités dues à la cavitation dans les inducteurs sont attribuées à [Acosta 1958] qui a rapporté l'existence de structures cavitantes tournantes et oscillantes. Il a fallu attendre une quarantaine d'années pour réaliser des observations détaillées des phénomènes cavitants instationnaires associés au problème de moteurs de fusées. Néanmoins et malgré ce progrès, les instabilités les plus traitées restent les plus 'classiques', i.e. la cavitation tournante et le '*cavitating surge*'.

La cavitation tournante, a essentiellement lieu au sein de l'inducteur même : des cavités y occupent des aires qui sont souvent non-uniformes, se propagent en direction circonférencielles et induisent des phénomènes de vibration asynchrones.

Quant au '*cavitating surge*', il implique les composantes du circuit à l'amont et à l'aval de l'inducteur. Le volume de la cavité fluctue violemment et rapidement, provoquant des variations énergiques et brèves des vibrations au sein du fluide en amont et en aval de la machine, d'ailleurs, la traduction de '*surge*' serait : montée rapide, flot, impulsion...

De façon générale, les structures cavitantes en écoulement instationnaire dans les inducteurs peuvent être répertoriées selon différentes classes telles que la cavitation à la surface des pales, la cavitation en vortex de *backflow*, la cavitation d'entrefer due au jeu de fonctionnement, la cavitation tournante, la cavitation par '*surge mode oscillation*' et le '*cavitating surge*'. En plus de ces instabilités à grande échelle, le champ de l'écoulement peut être sujet à des instabilités à petite échelle tels que les phénomènes de fluctuations de pression.

La figure 1-10 [Friedrichs et Kosyna 2002] est relative à une cavitation tournante dans une pompe centrifuge à faible vitesse spécifique. Elle montre les performances de la pompe, du régime non cavitant au régime cavitant, les conditions de naissance de la cavitation tournante sont corrélées avec $\frac{\sigma}{2\alpha}$ dans le tableau 1-1. Ceci montre clairement que la cavitation tournante commence à partir de $\frac{\sigma}{2\alpha} \approx 2.34$.

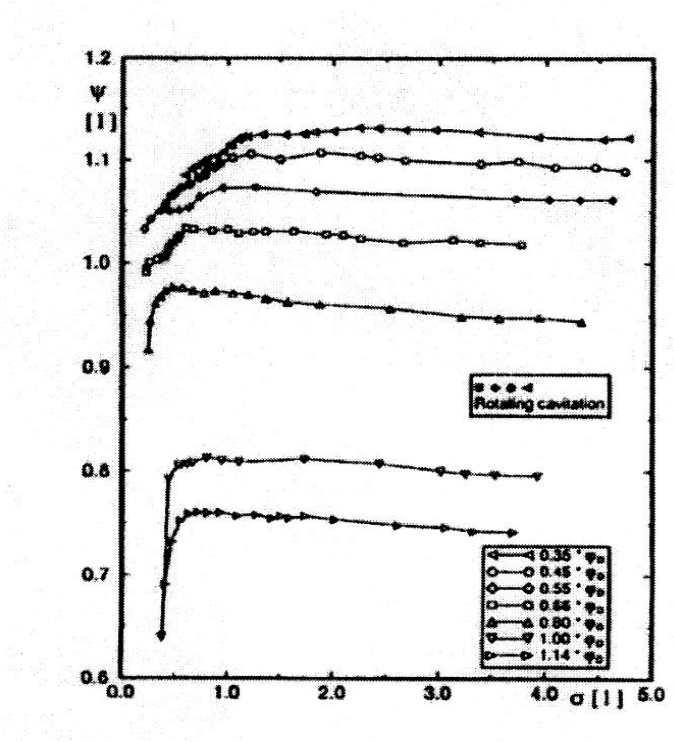


Figure 1-10- Chute du coefficient de pression due à la cavitation tournante dans une pompe centrifuge de faible vitesse spécifique [d'après Friedrichs et Kosyna, 2002], ϕ_D étant le coefficient de débit aux conditions nominales, noté ϕ_N dans notre rapport.

Coefficient de débit	σ	α	σ/α
$0.35\times\phi_D$	1.13	14°	2.31
$0.45\times\phi_D$	0.94	11.5°	2.34
$0.55\times\phi_D$	0.78	9.5°	2.35
$0.66\times\phi_D$	0.53	6.5°	2.34
$0.80\times\phi_D$	0.33	4°	2.33

Tableau 1-1- Naissance de la cavitation tournante décrite par $\frac{\sigma}{2\alpha}$ *[d'après Friedrichs et Kosyna, 2002].*

[Brennen 1995] a également confirmé de pareils résultats sur des propulseurs marins.

Ces expériences montrent que le rapport $\frac{\sigma}{2\alpha}$ (qui est par ailleurs directement lié à la longueur de la poche en écoulement stationnaire), contrôle la naissance des instabilités liées à la cavitation dans divers types de machines.

2-6- Le nombre de Strouhal

Pour caractériser la cavitation instationnaire, on peut dans certains cas avoir recours au nombre de Strouhal en le reliant à la longueur des poches de vapeur.

Strouhal et Bénard ont introduit ce facteur adimensionnel mesurant le rapport entre la fréquence des lâchers tourbillonnaires et une fréquence caractéristique de mouvement. Pour la cavitation à poches, le nombre de cavités engendrées est proportionnel au nombre de Strouhal *St* et à l'inverse de certaines dimensions caractéristiques de l'écoulement, en l'occurrence la hauteur et la longueur de poche.

Ainsi, ils ont constaté expérimentalement que la fréquence *f* de lâcher de ces structures de vapeur suit la loi :

$$St=fL/V_{ref}=\text{constant.} \qquad (1\text{-}13)$$

L est une échelle caractéristique de l'écoulement. Elle peut être choisie comme étant une dimension des structures de vapeur émises. V_{ref} est une vitesse de référence.

Le nombre de Strouhal est donc une méthode classique pour évaluer la fréquence des lâchers des tourbillons. Cependant, dans le cas où l'écoulement est très perturbé, cette méthode conduit à des imprécisions. De plus, elle ne fournit dans tous les cas, qu'une évaluation de la fréquence et ne donne aucune indication sur l'amplitude de ces fluctuations.

Il a également était établi que le nombre de Strouhal dépend de la qualité de la surface des parois tel que le montre la figure 1-11 représentant l'évolution du nombre de Strouhal en fonction du nombre de Reynolds et de la rugosité des parois d'un cylindre ; la cavitation se manifestant dans le sillage du cylindre.

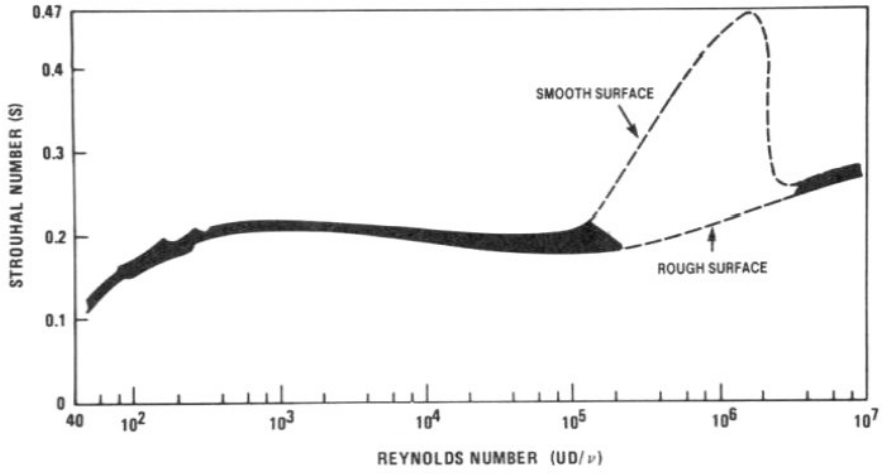


Figure 1-11 :Evolution du nombre de Strouhal en fonction du nombre de Reynolds et de la rugosité des parois [d'après Blevins 1990].

2-7- La vitesse spécifique d'aspiration

Pour une pompe, la vitesse spécifique d'aspiration est une quantité adimensionnelle pratique ayant une valeur d'usage et qui traduit sa capacité à résister à la cavitation. Elle est donnée par l'équation suivante où N est le nombre de tours par minute et Q_N le débit nominal de la machine :

$$S = \frac{N\sqrt{Q_N}}{NPSH_c^{0,75}} \tag{1-14}$$

La vitesse spécifique d'aspiration est plus générale que la notion de paramètre de cavitation, dans le sens où elle permet de comparer entre elles des machines de types différents : des inducteurs couplés à des pompes, des roues,…

2-8- Les effets thermiques

Sur la figure 1-1 introduite pour la définition de la cavitation, on aperçoit une zone de mélange où les deux phases coexistent : le dôme de saturation délimité par la ligne pointillée. Le sommet de cette ligne pointillée est appelé « point critique » et est en réalité situé sur « l'isotherme critique ». Une autre courbe très importante, concernant indistinctement les deux phases, relie la pression et la température : la pression de vapeur saturante $P_V(T)$.

Pour la cavitation, le changement de phase se fait donc par 'saut' d'une isotherme à une autre ; or, ces effets thermiques sont généralement négligeables pour les liquides telle que l'eau à la température ambiante.

Ces effets traduisent le retardement de la cavitation (et donc une baisse du *NPSH* de la chute) par l'évaporation même du fluide. En effet, le phénomène d'évaporation d'une quantité de liquide nécessite localement de l'énergie à prélever au liquide environnant, ce qui fait baisser sa température et donc la pression de vapeur saturante ; or la baisse de la pression de vapeur saturante limite la cavitation.

Plusieurs auteurs se sont intéressés à ces effets thermiques [Fruman et al. 1999] qu'ils décrivent grâce à un paramètre $\Delta P_{thermosensibilité}$ proportionnel à la variation de pression de vapeur saturante en fonction de la température ($\partial P_V/\partial T$) et à la variation de température suite à une évaporation adiabatique ($\frac{\rho_v L_v}{\rho_l C_l}$, L_v étant la chaleur latente de vaporisation et C_l la capacité calorifique du liquide) :

$$\Delta P_{thermosensibilité}[Pa] = \frac{\partial P_V}{\partial T}\frac{\rho_v L_v}{\rho_l C_l} \tag{1-15}$$

La figure 1-12 illustre cet effet thermique pour une pompe centrifuge fonctionnant avec de l'eau à différentes températures.

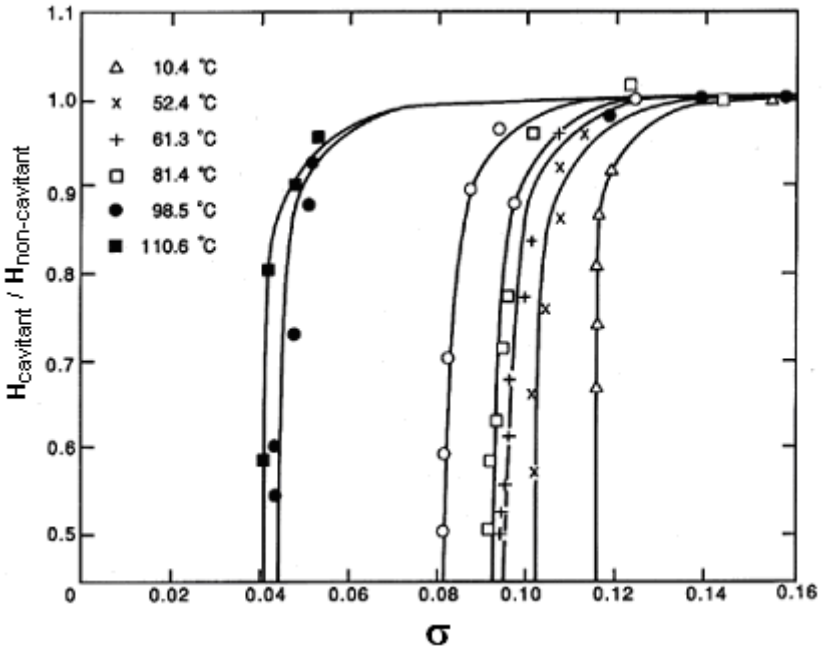


Figure 1-12 : Performance d'une pompe centrifuge, en régime cavitant fonctionnant avec de l'eau à diverses températures [d'après Brennen 1995].

Les effets thermiques s'annulent dans l'hypothèse d'évolutions isothermes. Le terme $\partial P_v/\partial T$ a été modélisé de diverses manières par les auteurs qui se sont essentiellement basés sur des résultats empiriques ; on peut entre autres citer la relation de Duperray.

3- REVUE BIBLIOGRAPHIQUE SUR LA CAVITATION

La cavitation a été depuis plusieurs décennies un sujet de préoccupation majeure. Dès 1917, Rayleigh a étudié l'implosion d'une poche vide dans un volume important de liquide. Depuis, plusieurs études théoriques et expérimentales ont été menées pour prédire et modéliser les écoulements cavitants. Un modèle de calcul qui prédirait la taille et l'emplacement d'une poche cavitante, est souvent considéré comme l'une des étapes itératives dans la démarche de design des turbomachines. Cependant, les concepteurs de turbomachines s'intéressent de plus en plus à l'analyse de l'écoulement : distribution de la pression, étude des phénomènes instationnaires, etc.

Plusieurs auteurs ont traité de façon globale et généralisée les écoulements cavitants, on citera à titre d'exemple: [Knapp et al. 1970, Acosta 1974, Brennen 1995, Arndt 1981 et Kueny 1993]. Certains se sont intéressés à des aspects particuliers des écoulements cavitants tels que : la formation et la dynamique des bulles, l'érosion, l'acoustique associée au bruit dû à l'implosion et aux collapses des bulles, la cavitation tournante, la cavitation en vortex de *backflow*…

Etudes expérimentales

On pourra notamment citer [Kubota et al. 1989] qui a étudié les écoulements cavitants autour d'hydrofoils en présence de nuages cavitants par une technique LDV (*Laser Doppler Velocimetry)* et a abouti à la caractérisation d'une région de vorticité au centre du nuage.

[Stutz et Reboud 1997] ont effectué une étude expérimentale par LDV et technique de sonde à doubles capteurs optiques, afin d'étudier la structure d'un écoulement à deux phases sur une section de type venturi en présence de poches de cavitation continues et attachées ('*Sheet cavitation'*). Cette étude a mené à une meilleure caractérisation du phénomène de jet-rentrant à travers des mesures du débit et des distributions de masse et de quantité de mouvement à l'intérieur même des poches cavitantes. [Callenaere et al. 2001] ont également étudié ce type d'écoulement par mesures LDV et ont aboutit à un résultat important : de forts gradients de pression sont nécessaires pour le développement du jet-rentrant.

[Gopalan et Katz 2000] ont étudié expérimentalement par PIV (*Particle Imaging Velocimetry*) et prises de photos, la structure de l'écoulement dans la zone de fermeture d'une poche attachée à une pale de turbine. Ils sont parvenus au fait que l'implosion des poches dans la zone de fermeture résulte en une production de vorticité et que le niveau de turbulence est plus élevé à l'aval de la zone de fermeture.

[Kuhn de Chizelle et al. 1995] se sont intéréssés aux corps immergés et en particulier aux écoulements cavitants autour du profil bien connu de 'Schiebe'. Les travaux expérimentaux de Kuhn de Chizelle et al. ont montré que l'analyse de Rayleigh-Plesset peut être insuffisante pour décrire les mécanismes à petite échelle. Ils ont également permis l'observation de fusion et d'implosion de bulles. Pour cela, ils ont utilisé des films réalisés à grande vitesse et des électrodes pour capter les signaux sonores.

[Franc et Michel 1985] ont également étudié des écoulements cavitants autour de cylindres circulaires et elliptiques et autour d'un profil NACA, par injection de colorant. Ils ont montré l'existence d'une forte interaction entre la poche attachée et la couche limite et que la poche se détache derrière la zone de séparation laminaire.

Modélisation de la cavitation

Parmi les auteurs qui ont incorporé les modèles de cavitation dans des outils de CFD on peut citer pour :

- L'analyse 3D des écoulements cavitants : d'une part [Frobenius et al. 2002] avec le code 3D CNS3D qui utilise le modèle développé par [Sauer et Schnerr 2000], et d'autre part [Coutier-Delgosha et al. 2002] qui ont utilisé le code 3D FINE/TURBO^{TM} de NUMECA.

- L'analyse Q3D des écoulements dans les pompes : [Medvitz et al. 2002].

Concernant les inducteurs et en raison des challenges physiques et numériques liés à la cavitation, la CFD s'est initialement limitée à la prédiction des écoulements non-cavitants à travers les inducteurs mais elle n'a était impliquée que récemment dans la prédiction des écoulements cavitants dans ces machines. Mais en dépit de ce progrès, les défis persistent dans l'analyse CFD de ces écoulements spéciaux. A titre d'exemple, les résultats cavitants que nous présentons concernant des pales longues à serrages élevés et qui s'enroulent considérablement en spirale sur de courtes distances axiales. C'est alors une tâche très difficile que de prévoir de tels écoulements diphasiques complexes avec une bonne précision. Seuls quelques auteurs y sont parvenus pour ce type de machines axiales [Tsujimoto 1997, Horiguchi et al. 2000 (a), Athavale et al. 2002, Bakir et al. 1998 et 2003, Mejri et al. 2003, 2005 (a), 2005 (b), 2005 (c), 2006 (a), 2006 (b)]. A ce jour, on ne dispose presque pas de calculs 3D cavitants et instationnaires dans les inducteurs.

Récemment, des simulations numériques d'écoulement cavitants ont été réalisées sur des turbomachines telles que les pompes, des inducteurs et des turbines hydrauliques [Tsujimoto 2001, Nakai et al. 2003, Horiguchi et al. 2000 (b), Coutier et al. 2003, Braun et al. 2005, Watanabe et al. 1999]. [Nakai et al. 2003] ont étudié les roues à aubes, avec un nombre de pales pair et ont établi que la cavitation alternée, prévue par les calculs, dépend de la géométrie de la roue. [Nohmi et Goto 2003] ont validé un modèle numérique homogène avec de nouvelles mesures expérimentales réalisées dans une pompe centrifuge.

Certains de ces auteurs ont développé des modèles numériques pour prédire la structure de l'écoulement cavitant à travers ces dispositifs [Tsujimoto 2001, Horiguchi et al. 2000 (b), Watanabe et al. 1999 , Coutier et al. 2003]. Ces modèles sont basés sur des analyses de stabilité de l'écoulement global dans un canal inter-aubes en régime cavitant [Tsujimoto 2001, Horiguchi et al. 2000 (b)], ou dans une grilles d'aubes 2D qui mène à négliger la cavitation à la périphérique des inducteurs [Coutier et al. 2003], ou finalement sur une simulation de l'écoulement autour des poches attachées [Watanabe et al. 1999].

Les dernières décennies ont vu le développement et le raffinement de modèles de cavitation pour des profils 2-D isolés en écoulements stationnaires et instationnaires. La majorité des modèles existants sont donc soit bidimensionnels, soit tridimensionnels stationnaires (ce qui correspond mal au caractère fortement instationnaire des structures cavitantes). Toutefois, quelques uns de ces modèles ont récemment été introduits dans des codes de calcul basés sur les équations de Navier-Stokes souvent moyennées selon la moyenne de Reynolds.

La plupart des outils de CFD disponibles, ont introduit récemment l'un ou l'autre des modèles de prédiction de cavitation, mais peu d'expériences ont donc été menées à ce jour [Visser 2001]. Seuls quelques auteurs présentent des résultats de calculs 3D cavitants [Medvitz et al. 2002, Kubota et al. 1992, Kunz et al. 2000, Hosanghadi et al. 2001].

On peut répertorier les modèles de cavitation selon l'algorithme numérique adopté. Certains modèles sont basés sur des algorithmes tels que SIMPLE ('*Semi-Implicit Method for Pressure Linked Equations*'), le schéma CICAM ('*Compressing Interface Capturing on Arbitrary Meches*') ou l'algorithme MAC ('*Marker and Cell'*) consistant à modifier les conditions aux limites pour chaque maille de calcul pour simplifier la résolution numérique. Ces techniques sont alors appliquées aux équations de Navier-Stockes en 2D (en étant basées ou pas sur la pression) ou en 3D, avec ou sans modèles de turbulence. Divers modèles de turbulence ont été adoptés dans les algorithmes pour calculs cavitant : des modèles à 2 équations, le modèle k-ε, le modèle de Spalart-Allmaras, etc. On peut également avoir recours à des algorithmes modélisant la compressibilité artificielle.

A titre d'exemple, [Kubota et al.1992] ont appliqué l'algorithme MAC aux équations de Navier-Stokes en 3-D, mais sans modèle de turbulence, pour mettre au point un modèle de cavitation basé sur l'équation de Rayleigh-Plesset couplée à l'équation de Poisson. La zone de cavitation est modélisée en tant que fluide compressible avec une densité variable. Ils ont alors appliqué ce modèle au nuage de bulles sur des hydrofoils, et ont aboutit à des instabilités numériques pour des rapports de densité élevés.

En 1994, [Chen et Heiser 1994] ont eu recours au même algorithme numérique et sans modèle de turbulence mais en bidimensionnel afin de mettre au point un modèle de cavitation basé sur la recherche de l'interface correspondant à l'isobare $P=P_V$, P_V étant la pression de vapeur saturante. Puis, en 1996 ils ont écrit un nouveau modèle de cavitation (également basé sur le même algorithme numérique), qui met en œuvre l'équation d'une pseudo densité en fonction du temps et de la pression.

Il faut attendre 1997 pour que le modèle de turbulence *k-ε* (en plus des équations de Navier-Stokes en 2-D basées sur la pression), soit intégré dans un modèle de cavitation par [Singhal et al. 1997]. Cette équipe de chercheurs a eu recours à une équation de la fraction massique de la vapeur avec un terme source qui dépend de la pression.

Le passage au 3D avec modèle de turbulence s'est alors réalisé en 2000 avec [Kunz et al. 2000], qui ont exploité un algorithme numérique basé sur une compressibilité artificielle avec des équations de Navier-Stokes en 3-D et le modèle de turbulence k-ε. Leur modèle de cavitation consiste en une équation de la fraction volumique VOF avec un terme source qui dépend de la pression, une équation de continuité non conservative et une stratégie de pré-conditionnement. Ils ont appliqué ce modèle à la détermination de la distribution de la pression sur des géométries axisymétriques.

Finalement et en 2000, [Sauer et Schnerr 2000] ont utilisé l'algorithme SIMPLE et le schéma CICAM pour mettre au point un modèle de cavitation basé sur une formulation VOF (*Volume Of Fluid*) avec un terme source dans l'équation de transport de la fraction du vide pour

modéliser la formation cyclique de nuages cavitants, la formation de jets rentrants et les pics de pression dus à l'implosion des bulles formant le nuage cavitant.

Le phénomène de cavitation dans les turbomachines peut entraîner une baisse de performances ainsi que la génération d'importantes forces instationnaires agissant sur toutes les composantes de ces machines. La compréhension et l'analyse du phénomène de cavitation se sont donc révélées importantes pour bien concevoir ce type de machines. Une telle analyse peut aussi se faire au travers d'un couplage des essais expérimentaux et numériques.

Etudes spécifiques aux inducteurs

Concernant les inducteurs, plusieurs méthodes ont été mises au point afin d'améliorer les designs. On pourra citer [Ashihara et Goto 2002] qui se sont intéressés aux travaux de [Acosta 1958, Oshima 1967, Jakobsen 1971 et Brennen 1994].

Ces méthodes sont généralement basées sur des relations empiriques liant les paramètres géométriques aux performances. L'existence de structures cavitantes et de zones de re-circulation dans un inducteur (vitesse axiale négative et vitesse tangentielle grande, à la périphérie), peut endommager tout le système mécanique dans lequel il est implanté. Les inducteurs conventionnels sont conçus de manière à satisfaire certaines performances à l'aspiration. Ils peuvent présenter des problèmes d'instabilité tels que la cavitation tournante ou les zones de recirculation d'entrée.

[Acosta 1958] a rapporté l'existence de structures cavitantes tournantes et oscillantes (à cycle lent), dans les inducteurs hélicoïdes. D'après [Ashihara et Goto 2002], Rosemann a mesuré dès 1965 l'amplitude des efforts liés à la cavitation et exercés sur l'arbre. Il a également évalué la vitesse de rotation de la structure cavitante à 1.1 fois celle de la vitesse de rotation de l'inducteur.

[Kamijo et al. 1977] ont visualisé, à l'aide d'une caméra, une cavitation tournante et ont montré que sa vitesse de rotation est supérieure à celle de l'inducteur. Cette cavitation tournante provoque un déséquilibre azimutal des efforts, produisant des vibrations asymétriques des rotors de l'inducteur et de la pompe placée à son aval. La cavitation oscillante, à cycle lent, est une instabilité à laquelle toutes les composantes du système dynamique (auquel appartient l'inducteur) contribuent. Ces oscillations sont observées pour la cavitation due aux courants de recirculation à l'entrée des inducteurs.

Les zones de recirculation se développent à proximité du bord d'attaque (essentiellement côté ceinture) et du bord de fuite (essentiellement côté plafond) [Bhattacharyya et al. 1997]. Dans la plupart des cas, l'étendue de ces zones diminue avec l'augmentation du débit [Bhattacharyya et al. 1997, Combes et al. 2001]. L'existence de ces recirculations, engendre la création de forces fluctuantes dans l'écoulement. Ce champ fluctuant déstabilise l'inducteur dans sa rotation, en lui attribuant des mouvements oscillatoires. L'amplitude de ces forces dépend du coefficient de débit et du nombre de cavitation [Bhattacharyya et al. 1997].

Par ailleurs, [Combes et al. 2001] ont montré que l'érosion des aubes d'une pompe provoquée par une cavitation liée au phénomène de recirculation est d'intensité comparable à celle engendrée par une cavitation de poche attachée. Selon ces essais, menés à NPSH constant,

le degré d'érosion est maximal pour des débits de l'ordre de $0.8\times Q_N$ à $0.9\times Q_N$, diminue au voisinage du débit de re-circulation ($0.65\times Q_N$) et augmente vers $0.5\times Q_N$ pour diminuer ensuite.

Plusieurs études ont été menées afin d'analyser le phénomène de cavitation oscillante : [Ghahremani 1970] a analysé des résultats d'observations de cavitation à l'entrée d'inducteurs hélicoïdes, [Watanabe et Kawata 1978] ont modélisé les oscillations à cycle lent à l'entrée d'inducteurs hélicoïdes, [Japikse et al. 1997] ont étudié la cavitation dans les turbopompes à hydrogène liquide, etc.

Récemment, les codes de CFD ainsi que les méthodes inverses 3D ont fortement aidé à développer les techniques de design et d'analyse des performances des turbomachines. Les méthodes inverses traitant également la cavitation, ont été développées par des auteurs tels que [Zangeneh et al. 1996, Watanabe et Harada 1999].

4- DIMENSIONNEMENT DES INDUCTEURS

Depuis plusieurs années, on s'est penché au **L**aboratoire d'**E**nergétique et de **M**écanique de **F**luides **I**nterne (***LEMFI***-Paris) sur la question du développement de règles de conception pour les inducteurs axiaux [Bakir et al. 1998, 2003, Noguera et al. 1993, Mejri et al. 2002, 2003, 2005 (a), 2005 (b), 2005 (c), 2006 (a) et 2006 (b), etc.]. Mais plutôt que de formuler un traité général sur les inducteurs, on s'est focalisé sur des problèmes spéciaux liés à la cavitation et aux questions de conception en relation avec l'écoulement interne dans les inducteurs. L'aspect des structures cavitantes, leur géométrie et plus généralement leurs propriétés statiques et dynamiques, dépendent de plusieurs facteurs géométriques ainsi que de certaines caractéristiques du fluide et des paramètres de l'écoulement.

Au ***LEMFI***, nous avons déjà étudié expérimentalement, à la fois dans des régimes cavitants et non-cavitant, l'influence des paramètres géométriques [Bakir et al. 1998, Noguera et al. 1993], mais depuis quelques années, nous combinons des approches numériques et expérimentales afin d'atteindre cet objectif [Bakir et al. 2004, Mejri et al. 2002, 2003, 2005 (a), 2005 (b), 2005 (c), 2006 (a) et 2006 (b)].

4-1- Cinématique de l'écoulement rotorique

Pour analyser l'écoulement dans une roue animée d'un mouvement d'entraînement $\vec{U} = \vec{\omega} \wedge \vec{r}$, r étant la distance à l'axe et ω la vitesse angulaire du rotor, il est commode d'avoir recours aux notions de vitesse absolue $\vec{C}$ dans un repère lié aux parties fixes de la machine, et de vitesse relative $\vec{W}$ dans un repère lié au rotor. Le vecteur vitesse du fluide en un point quelconque de la roue peut être décomposé en trois composantes (Fig. 1-13-a) : C_a : vitesse axiale, C_r : vitesse radiale et C_θ : vitesse tangentielle :

$$\vec{C} = \vec{C}_a + \vec{C}_r + \vec{C}_\theta = \vec{C}_m + \vec{C}_\theta \qquad (1\text{-}16)$$

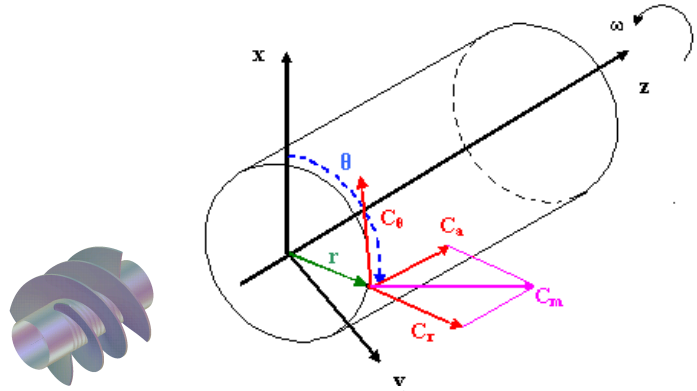


Figure 1-13-a : Composantes en coordonnées cylindriques de la vitesse dans une machine axiale.

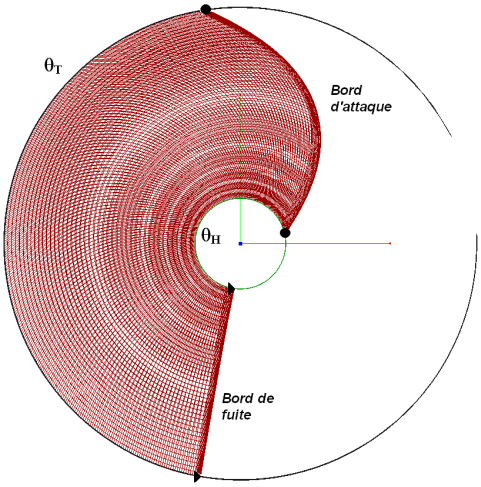


Figure 1-13-b : Vue de face d'une machine axiale

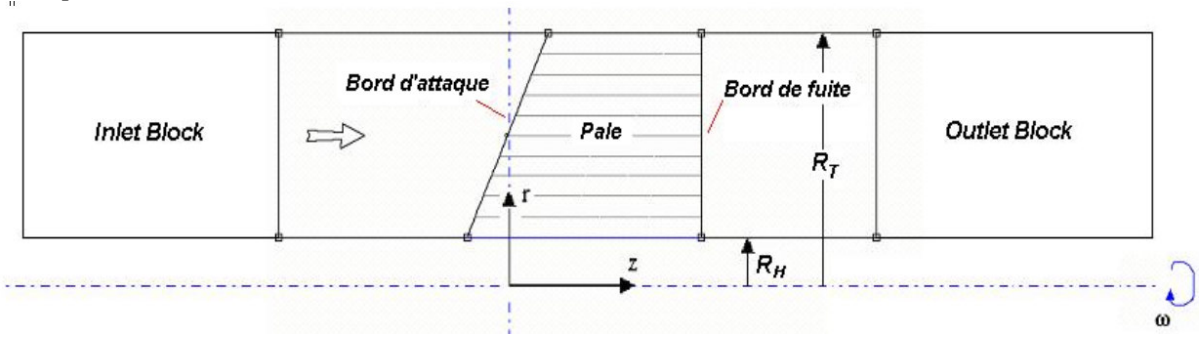


Figure 1-13-c : Vue méridienne d'une machine axiale.

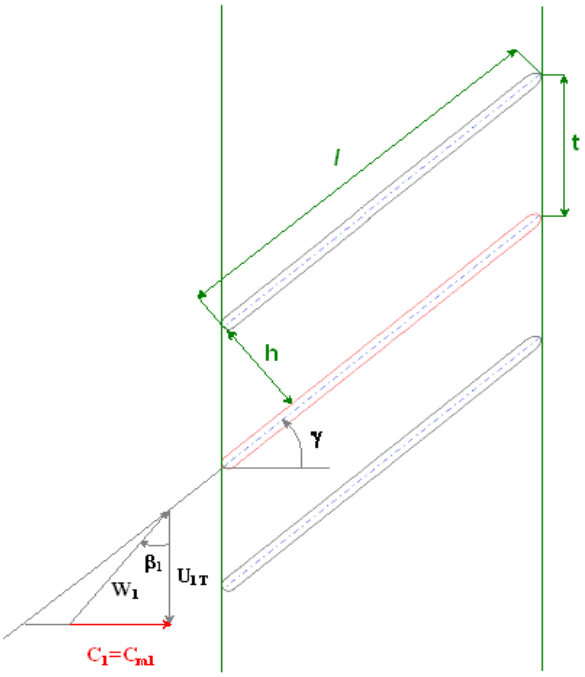


Figure 1-13-d : Définitions principales sur une grille plane

En introduisant la vitesse méridienne $\vec{C}_m = \vec{C}_r + \vec{C}_a$, on définit le plan méridien (Fig. 1-13-a) et la vitesse absolue $\vec{C}$ peut être décomposée selon deux mouvements :

- un mouvement d'entraînement, qui correspond au mouvement du rotor, et donc du plan méridien : $\vec{U} = \vec{\omega} \wedge \vec{r}$,
- un mouvement relatif, qui correspond au mouvement du fluide par rapport au rotor.

En un point quelconque, on a alors :

$$\vec{C} = \vec{W} + \vec{U} \tag{1-17}$$

Le triangle des vitesses est la représentation des compositions de ces différents vecteurs vitesse dans le plan méridien. L'introduction de $\vec{W}$ permet ainsi de ramener l'étude de l'écoulement autour des aubages mobiles, à celle de l'écoulement autour des mêmes aubages immobilisés artificiellement.

Dans le cas d'une machine axiale, les vitesses d'entraînement à l'entrée et à la sortie de la machine sont identiques ($\vec{U}_1 = \vec{U}_2$) et la composante radiale de la vitesse est nulle dans le cas où l'on désire que l'écoulement soit cylindrique. La vitesse méridienne se réduit alors à la composante axiale de la vitesse.

On utilisera également dans ce mémoire les notions de pas (t) entre deux pales successives, d'angles de calage (γ), d'incidence (i), de serrage ($=l/t$) et de largeur du col (h) illustrés sur la figure1-13.

4-2- Les inducteurs et la cavitation

Ayant introduit à la section précédente les variables et paramètres nécessaires à notre étude, focalisons-nous sur le cas de turbomachines qui nous intéresse : les inducteurs (Fig.1-14). Mais au lieu d'un traité général sur les inducteurs, nous nous concentrons sur l'implication de la cavitation dans le processus de conception de ces machines.

Commençons tout d'abord par un rappel bref des principales fonctions d'un inducteur. L'inducteur (également appelé hélice de gavage), peut être défini comme étant une turbomachine axiale généralement placée à l'amont d'une roue principale, afin de lui permettre de fonctionner dans de bonnes conditions d'aspiration de pression et de puissance, tout en diminuant le risque de cavitation. Une pompe équipée d'un inducteur pourrait fonctionner à la moitié ou au tiers du NPSH requit pour cette même pompe sans l'inducteur.

Figure 1-14: Inducteur du LEMFI.

L'inducteur doit généralement avoir un faible poids, ce qui implique une petite taille et de grandes vitesses de rotation. Il est par ailleurs conçu pour fonctionner à de faibles incidences, avec des pales suffisamment fines, afin que les perturbations occasionnées à l'écoulement soient faibles et n'engendrent pas de cavitation [Lakshminarayana 1982, NASA 1971]. Le choix des incidences faibles mais non nulles évite que la cavitation n'ait lieu sur les deux faces de la pale : la face en pression et la face en dépression, d'une part. D'autre part, ces faibles incidences permettent aux pales des inducteurs d'être longues tout en s'enroulant de manière importante sur une courte distance axiale, autour du moyeu central.

L'inducteur élève la pression à l'entrée de la roue, lui permettant ainsi d'être plus compacte et généralement plus économique, tout en tournant à de grandes vitesses. Les deux rotors fonctionnent en série : ils sont montés sur le même arbre et sont entraînés à la même vitesse de rotation. Si la vitesse spécifique d'aspiration S des pompes centrifuges est limitée à 250, les inducteurs industriels de première génération atteignent les 450 et les hélices de haute performance dépassent largement les 600 (valeurs retenues pour l'eau froide). Rappelons que la vitesse spécifique d'aspiration est définie ainsi :

$$S = \frac{N\sqrt{Q_N}}{NPSH_c^{0,75}} \tag{1-18}$$

Dans cette expression, N est la vitesse de rotation exprimée dans cette formule en [tr/mn], Q_N est le débit nominal exprimé en [m^3/s] et $NPSH_c$ la valeur critique de la charge nette à l'aspiration exprimée en [m].

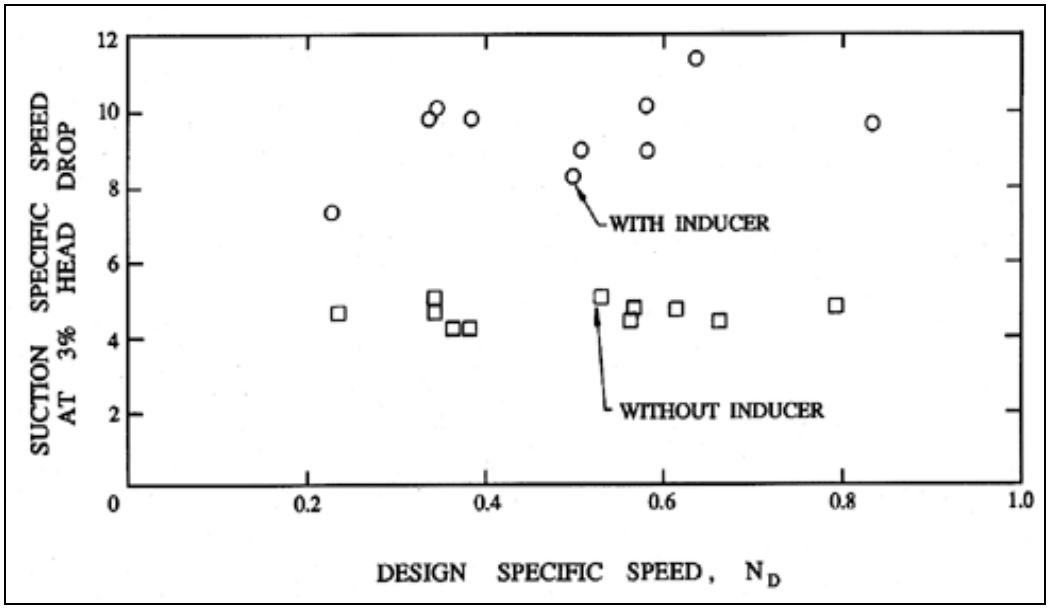


Figure 1-15 : Comparaison de la vitesse spécifique à 3% de chute en hauteur pour des pompes fonctionnant avec et sans inducteur [d'après Brennen 1994]. Sur l'abscisse l'auteur représente la vitesse spécifique retenue lors de la conception et en ordonnée la vitesse spécifique d'aspirartion correspondant à $NPSH_{c,3\%}$.

Cette association roue/inducteur est aujourd'hui d'un usage courant dans de nombreuses applications industrielles : nucléaire, pétrole, agroalimentaire, chimie, etc. avec au sommet des performances le pompage des ergols cryogéniques. En général, les inducteurs ne possèdent pas beaucoup d'aubages (2 à 4) et sont à noyaux cylindriques ou coniques (Fig. 1-16). En dépit du fait qu'ils soient conçus pour résister à la cavitation, les inducteurs sont quelquefois le siège d'écoulements cavitants pouvant se manifester à tout débit, mais particulièrement aux débits partiels.

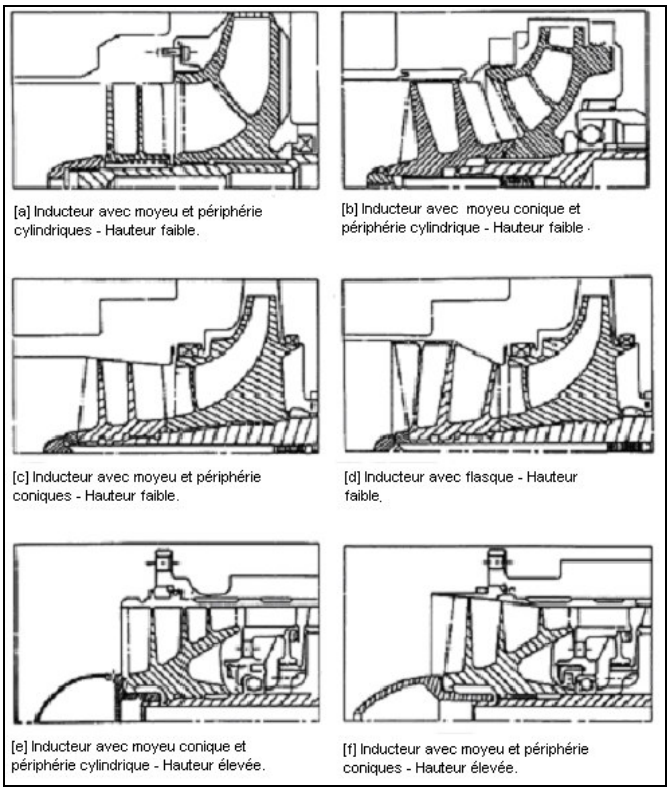


Figure 1-16: Diverses géométries d'inducteurs.

Suivant le degré de développement de la cavitation, les inducteurs deviennent le siège de diverses instabilités de fonctionnement et de vibrations, qui peuvent compromettre leur exploitation. Ces régimes de cavitation peuvent aussi bien être équilibrés et relativement stables, que non-équilibrés et fortement instables (cavitation alternée, tournante, oscillante, etc.).

En effet, à la cavitation d'aubage et cavitation d'entrefer qui peuvent se manifester à tous les débits, peut se superposer le régime de recirculation qui rend la cavitation très instable. Leurs effets s'amplifient quand le débit décroît et leurs intensités dépendent du design général des pales de la machine, de l'environnement amont et des propriétés du fluide véhiculé [Watanabe et al. l999].

Bien que l'utilisation des inducteurs soit très fréquente de nos jours, il demeure toujours difficile de modéliser plusieurs aspects de leur comportement. Afin d'élucider quelques phénomènes affectant la fiabilité de ces dispositifs, leurs performances maximales et leurs limites opérationnelles, nous comptons toujours sur l'expérimentation.

D'autre part, la CFD a été largement employée pour prévoir l'écoulement à travers ces dispositifs hors cavitation. Cependant, et en raison des défis physiques et numériques liés au changement de phase, la CFD n'a été que tout récemment impliquée dans la prédiction de ces écoulements cavitants.

Etudes expérimentales

Tel que nous l'avons précisé au paragraphe précédent, suivant les critères de design adoptés lors de la conception des inducteurs, il a été constaté expérimentalement, que la tenue de ces derniers face à la cavitation est variable. Dans cette section, nous présentons alors des facteurs géométriques et des critères qui sont pour la plupart empiriques et qui rendent le design d'un inducteur optimal vis-à-vis de la cavitation, tout en lui procurant un bon niveau de performances.

Nous commençons par le serrage s qui est le rapport de la longueur des cordes par le pas entre deux pales successives : $s=l/t$. Des résultas expérimentaux relatifs à ce paramètre sont présentés par la figure 1-17-a pour un inducteur hélicoïde 9°, à 3 pales et la figure 1-17-b, pour un inducteur hélicoïde 8½° à 4 pales. Rappelons que ces angles correspondent à β_{1T} qui est l'angle d'aubage en périphérie (d'où l'indice T), au niveau du bord d'attaque (d'où l'indice 1). Evidemment, s devrait être aussi petit que possible d'une part, et d'autre part, suffisamment important pour garantir le débit requis.

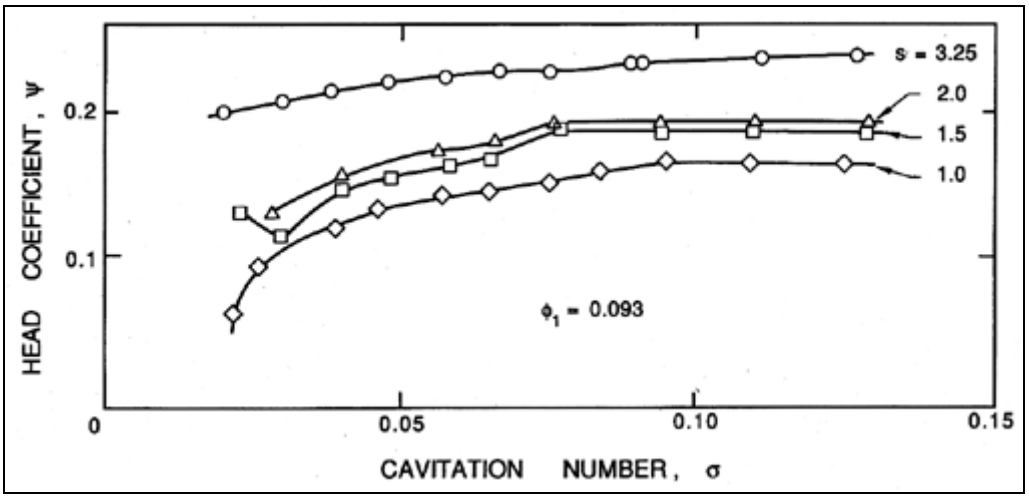


Figure 1-17-a: Effets du serrage 's' sur les performances d'un inducteur hélicoïde 9° en régime cavitant [Acosta 1958].

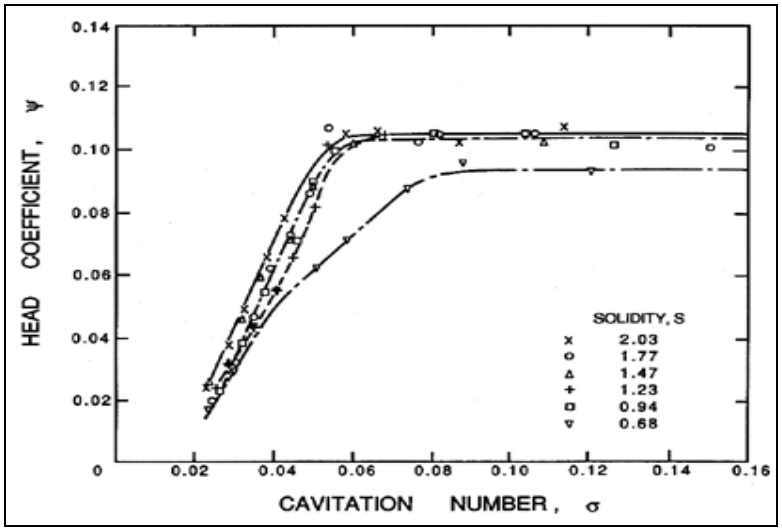


Figure 1-17-b: Effets du serrage 's' sur les performances d'un inducteur hélicoïde 8½° en régime cavitant [Henderson et Tucker 1962 dans Brennen 1994].

Contrairement à la première figure, la deuxième suggère que tant que le serrage est inférieur à l'unité, les performances hors cavitation (correspondant à la partie droite des courbes), sont peu affectées. Cependant les deux figurent montrent que les performances en régime cavitant sont plus sensibles que celles en régime non-cavitant au le changement du serrage quand ce dernier est inférieur à l'unité. D'après ces résultats, une valeur optimale de *s* serait de 1.5.

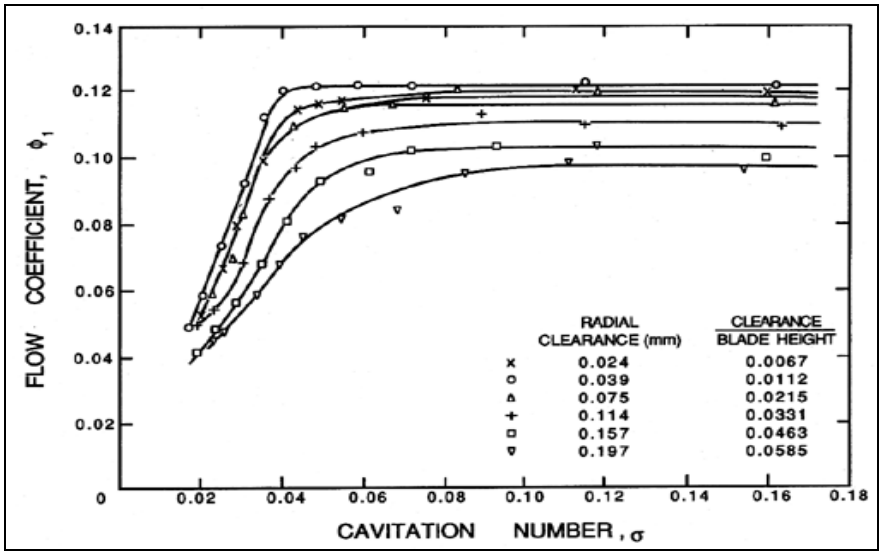


Figure 1-18: Effets du jeu radial sur les performances de l'inducteur hélicoïde 8½° en régime cavitant [Henderson et Tucker 1962 d'après Brennen 1994].

Dans les deux références citées ci-dessus [Acosta 1958 et Henderson et Tucker 1962] sont également présentés les effets du jeu radial sur les performances de ces inducteurs. Il en résulte que dans le cas de ces machines, les performances hors cavitation sont moins sensibles au jeu radial qu'en cavitation. En effet, la figure 1-18 montre que les performances sont peu sensibles (notamment hors cavitation) au jeu radial, tant que ce dernier reste inférieur à 2% de la longueur de la corde. La valeur optimale du jeu radial trouvé par Henderson et Tucker [1962 *dans Brennen 1994*] vis-à-vis de la cavitation, représente de 1% de la longueur de la corde.

Dès 1970, Moore et Meng [d'après Brennen 1994], ont réalisé des études portant sur l'important impact de la forme du bord d'attaque sur les performances des trois inducteurs de la figure 1-20 à la fois en régimes cavitants (non représentés ici) et non-cavitants. Ils ont noté que l'inducteur ayant le bord d'attaque le plus affûté présente les meilleures performances, que ce soit hors cavitation ou en présence de la cavitation. Précisons toutefois que si le bord d'attaque est trop fin, la structure de l'inducteur n'est plus rigide et que des vibrations peuvent alors apparaître au bord d'attaque, occasionnant des instabilités hydrodynamiques.

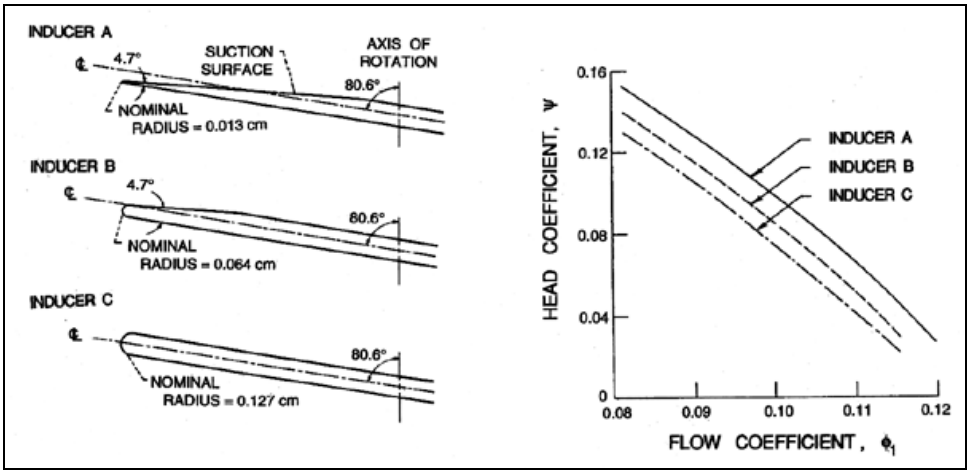


Figure 1-19 : Performances hors cavitation de trois versions d'un inducteur hélicoïde à 9.4° se différentiant par la forme du bord d'attaque [Moore et Meng 1970 d'après Brennen 1994]. Tests réalisés avec de l'hydrogène liquide.

4-3- Méthodologie de dimensionnement adoptée dans ce travail

Une méthodologie de dimensionnement a été adoptée au *LEMFI* pour la réalisation des inducteurs, ce qui permet d'en fixer les principaux paramètres géométriques. C'est une démarche classique et équivalente à celle que l'on trouve dans la littérature ouverte [NASA 71, Noguera et al. 1993, Japikse 2001, Bakir et al. 1998, Bakir et al. 2003].

Elle s'articule comme suit, à partir des données du cahier des charges :

• **Spécification des caractéristiques du fluide** véhiculé, i.e. sa densité ρ, sa viscosité cinématique ν, sa pression de vapeur saturante P_V (qui est fonction de la température $T°$) et la chaleur latente de sa vapeur L_V *(T°).*

• **Spécification des paramètres de fonctionnement** et qui sont le débit Q, la hauteur énergétique H, le *NPSH* disponible ($=(P_{t,1}-P_V)/\rho g$, $P_{t,1}$ étant la pression totale à l'entrée de l'inducteur) et la vitesse de rotation N.

On vérifie dès cette étape que **la vitesse spécifique d'aspiration *S* envisagée est réaliste** et qu'elle reste compatible avec les objectifs poursuivis. Dans le cas contraire, on pourra augmenter ou diminuer la vitesse de rotation en fonction de l'encombrement ou des limites liées à la tenue mécanique de la ligne d'arbre. On fixe ensuite un certain nombre de paramètres constructifs en fonction de l'état de l'art dans le domaine **:**

- **Le nombre d'aubes Z_r** : les valeurs conseillées sont égales à 3 ou 4 (nombre suffisamment faible pour limiter l'obstruction de la section de passage du fluide). Il a été montré expérimentalement qu'un inducteur à trois aubes tend à avoir moins de problèmes de stabilité qu'un inducteur à quatre pales où la cavitation alternée a été mise en évidence [Horiguchi et al. 2000 (b)].

- **La cambrure des profils** : elle est liée à la hauteur nominale souhaitée pour l'inducteur. Les inducteurs performants du point de vue de la cavitation, possèdent une cambrure de l'ordre de 2 à 3°. On peut cependant, pour des inducteurs haute pression, augmenter cette valeur jusqu'à 5°. Au delà, on dégradera les capacités aspiratrices de l'appareil. Si la hauteur à produire est très importante, on pourra avoir recours à un rotor bi-grille. Précisons que c'est la cambrure qui dévie le fluide entre le bord d'attaque et le bord de fuite, ce qui lui augmente sa composante de vitesse azimutale C_θ. Cette composante de la vitesse intervient directement dans l'expression du travail gagné par le fluide ($w= \omega r C_\theta$).

- **Rapport de moyeu T** : sa valeur est comprise entre 0,2 et 0,6 de l'entrée à la sortie, suivant la vitesse spécifique *Ns* de l'inducteur. Le rapport de moyeu influence directement le coefficient de débit ϕ. Rappelons que la vitesse spécifique *Ns* est un nombre adimensionnel issu de la similitude des turbomachines et qu'il est donné par la relation suivante :

$$Ns= \omega Q_N^{0.5}/(gH_N)^{3/4} \tag{1-19}$$

On définit également la vitesse spécifique *nsq* qui est un nombre pratique ayant une valeur d'usage :

$$nsq = \frac{N\sqrt{Q_N}}{(H_N)^{3/4}} \tag{1-20}$$

Remarquons, que la vitesse spécifique est proportionnelle au débit et inversement proportionelle à la hauteur. Les machines centrifuges seront par conséquent caractérisées par de faibles vitesses spécifiques, tandis que les machines axiales seront associées à de grandes valeurs de *nsq*.

- **Diamètre extérieur** : partant de l'écoulement bidimentionnel cavitant (cavitation par poche attachée très développée) sur la grille d'aube périphérique, l'ensemble des travaux de Brumfield et Stripling montre l'intérêt de retenir deux critères couplés : un coefficient de débit aussi faible que possible associé à un rapport i/β_{1T} de l'ordre de 0,45 [Japikse 2001]. L'ensemble des paramètres cinématiques est calculable lorsque le diamètre extérieur D_T et le rapport de moyeu sont fixés :

$$C_{m1} = \frac{Q}{\pi(R_{T1}^2 - R_{H1}^2)} \tag{1-21}$$

$$U_{1T} = \omega R_T \tag{1-22}$$

$$\tan\beta_1 = \frac{C_{m1}}{U_{T1}} \tag{1-23}$$

$$i = \beta_{1T} - \beta_1 = 0{,}45 \times \beta_{1T} \tag{1-24}$$

soit
$$\beta_{1T} = 2{,}22 \times \beta_1 \tag{1-25}$$

- Une autre valeur de référence est donnée en [Bakir et al. 1998] :

$$D_T = 14.5218\left(\frac{Q}{(1-T^2)N\delta}\right)^{0.5} \tag{1-26}$$

avec $\delta = \dfrac{2\,k}{1+\sqrt{1+6\,k^2}}$ et $k = 69{,}2\dfrac{\sqrt{1-T^2}}{S}$

Le choix de la taille est primordial car il fixe à la fois la valeur de la capacité d'aspiration par l'intermédiaire de β_{1T}, ainsi que celle de la hauteur produite par l'inducteur. Les valeurs recommandées, issues du modèle bidimensionnel, conduisent à des valeurs de β_{1T} trop faibles, car l'épaisseur des aubes tend à limiter l'efficacité de ce principe. Par ailleurs, les résultats de la CFD montrent le caractère tridimensionnel de l'écoulement, qui est caractérisé par un écoulement de retour localisé à la périphérie de la roue et au voisinage du bord d'attaque. Comme nous le verrons plus loin, l'apparition et l'intensité de ce vortex dépendent du rapport de moyeu, de l'angle β_{1T}, ainsi que du débit de fonctionnement. Les valeurs recommandées de β_{1T} varient de 7,5° à 15°. Le choix d'une valeur faible pour β_{1T} conduit à un inducteur de grand diamètre de roue. En général, celui-ci est très supérieur au diamètre d'entrée de la roue centrifuge placée en aval. Un dispositif de raccordement de section doit alors être mis en place. De par sa longueur, celui-ci augmente le porte-à-faux de l'inducteur qui nécessite un palier complémentaire. Pour les pompes industrielles ces dispositifs sont peu fiables et coûteux, les angles d'aubages de 13° et 15° sont alors mieux adaptés.

• **Serrage des aubes** : la tenue à la cavitation dépend fortement de la longueur de la pale puisque celle-ci fixe la longueur admissible de la poche de vapeur avant dégradation de la pression de sortie tel qu'on le verra par la suite. On retient une valeur de l'ordre de 1,8 à 2,5 en

périphérie. Dans ces conditions, l'angle θ_H (Fig. 1-13) est de l'ordre de 300° pour un rapport de recouvrement θ_T/θ_H égal à 0,7. L'empilement du bord de fuite se fait généralement radialement, ce qui est d'ailleurs le cas des machines étudiées lors de ce travail.

La résolution du problème inverse nécessite de définir une condition supplémentaire : **la répartition de travail radial** correspondant à l'optimisation recherchée. Trois propositions plus ou moins équivalentes sont données ici :

A - loi d'incidence optimale retenue pour le dimensionnement des machines axiales [Japikse1997].

B - loi d'incidence recommandée par la NASA, fixant le rapport i/β_{1T} à 0,45 le long du rayon [NASA 1971].

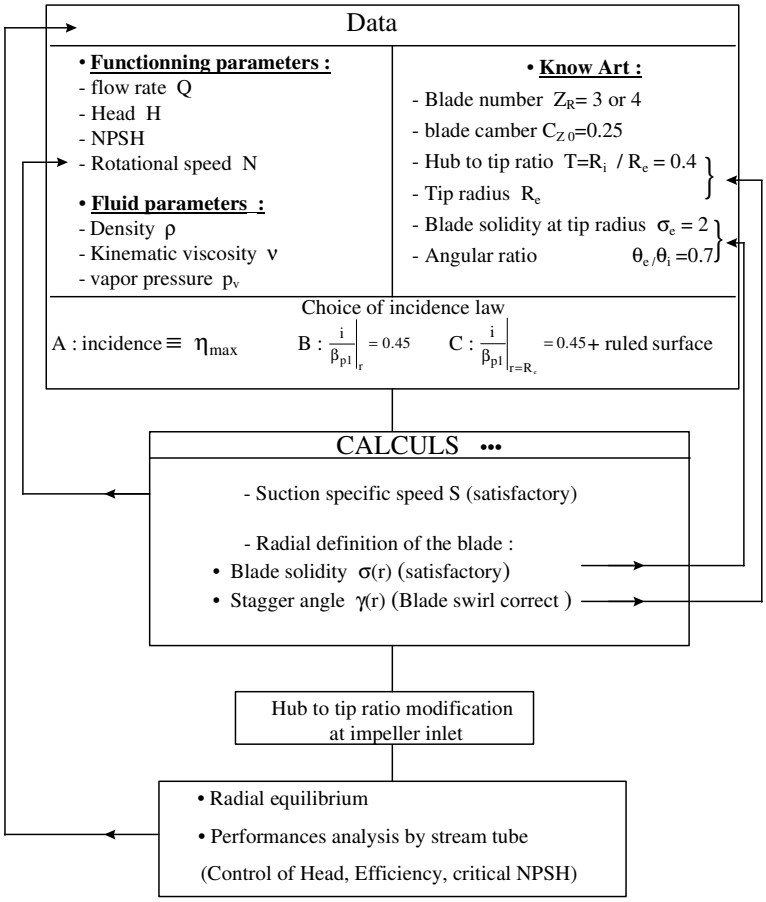
C - La même constante est fixée au rayon extérieur seulement. Pour le reste de la pale, on adopte une loi d'incidence liée à la facilité de réalisation de l'aube. On peut construire des machines dont les pales sont obtenues par déformation plastique puis soudées sur le moyeu. Cette condition correspond à une aube à surface réglée :

$$\frac{r}{tg\ \gamma(\mathrm{r})} = cst. \tag{1-27}$$

γ étant l'angle de calage des pales (Fig. 1-13). L'incidence est un paramètre primordial pour les performances des inducteurs et notamment en bord d'attaque, car il permet au fluide de gagner de l'énergie. En effet ce dernier est fortement dévié pour rentrer dans l'espace inter-aubes, et gagne donc une composante de vitesse C_θ qui augmente le travail de l'aubage.

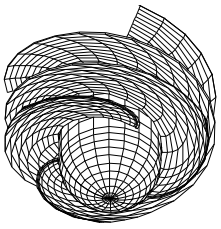
Cette démarche de dimensionnement est décrite par l'organigramme de la figure 1-20 qui représente pour un exemple, l'allure des divers inducteurs en fonction de la loi d'incidence et de la taille retenues obtenues [Rey et al. 2001].

INDUCERS DESIGN METHOD



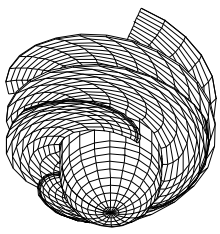
Exemple de dimensionnement :

Débit	370 m3/h
Hauteur nominale	10.5 m
NPSH	0.5 m
Vitesse de rotation	1450 rpm
Nombre de pales	3
Cambrure aérodynamique	0.25
Rapport de moyeu	0.494
Diamètre extérieur	312.8 mm



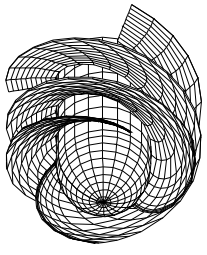
	Moyeu	Périph.
σ	3	2,5
γ	71,22	79,08

type B_0



	Moyeu	Périph.
σ	3	2,5
γ	68.67	79,08

type C



	Moyeu	Périph.
σ	3	2,5
γ	70,55	76,25

type A

Figure 1-20 : Organigramme de la procédure du design et formes générales d'inducteurs obtenus pour les mêmes spécifications.

Présentation des inducteurs étudiés

Nous clôturons cette section par l'introduction des inducteurs que nous avons étudiés tout au long de ce travail et qui découlent tous de la méthodologie de dimensionnement décrite au paragraphe précédent. Ils sont tous hélicoïdes de type C et ont le même rayon extérieur, car celui-ci est imposé par les caractéristiques du banc d'essai du *LEMFI-Paris*. Chaque inducteur possède trois pales avec une épaisseur constante d'environ 5 mm. On peut les classer en cinq grandes classes (certains de ces inducteurs peuvent faire partie de plusieurs classes simultanément) :

a) Trois inducteurs qui se distinguent par la forme de leurs moyeux: ils ont tous un angle d'aubage à la périphérie de 15° au niveau du bord d'attaque (β_{1T}). L'un de ces inducteurs possède un gros moyeu cylindrique, nous le noterons « Inducteur B1 ». Un autre possédant un petit moyeu cylindrique sera noté « Inducteur 15° ». Finalement le troisième a un moyeu conique et sera noté « Inducteur CH ».

b) Une série de quatre inducteurs qui se différencient uniquement par leur angle d'aubage en périphérie, au niveau du bord d'attaque : β_{1T}=8°, 10°, 13° et 15°. Ces inducteurs seront alors respectivement noté : « Inducteur 8° », « Inducteur 10° », « Inducteur 13° » et « Inducteur 15° ».

c) Deux séries de cinq inducteurs chacune : la série des inducteurs « B1 », « B2 », « B3 », « B4 » et « B5 » qui se distinguent par la forme de leur bords d'attaque (de plus en plus coupé au fur et à mesure qu'on évolue de B1 à B5). La deuxième série est formée des inducteurs « A1 », à « A5 » correspondant à un affûtage des bords d'attaque des inducteurs précédents.

d) Deux inducteurs identiques en tout sauf en longueur de pales : il s'agit de « l'Inducteur 10° » et de « l'Inducteur 10°c » à aubes courtes.

e) « L'inducteur 13° » et « l'Inducteur 13°i », ce dernier étant muni d'inter-pales.

5- LA CFD (*COMPUTATIONAL FLUID DYNAMICS*)

Les écoulements dans les turbomachines sont tridimensionnels, instationnaires, visqueux et éventuellement cavitants. S'ils ne sont pas maîtrisés, ils peuvent générer des sollicitations importantes pour l'ensemble de la machine.

Les techniques de CFD ont été développées à partir des années 70 et le premier logiciel commercial est apparu sur le marché au début des années 80. Depuis, la flexibilité de ce type d'outil n'a cessé d'augmenter, notamment grâce au développement de modèles traitant certains phénomènes physiques tels que le transfert de chaleur, la chimie réactionnelle, la turbulence, les écoulements multiphasiques, etc.

La CFD constitue un puissant outil de simulation et d'analyse de plusieurs phénomènes physiques apparaissant au sein des structures étudiées et fournit un appui important pour l'amélioration de leurs designs. En localisant certaines zones critiques, elle contribue également à réduire le nombre de tests à effectuer et constitue un gain de temps appréciable.

La première étape dans tout modèle de CFD est la création d'une géométrie qui représente l'objet à étudier, elle est suivie par la génération d'un maillage qui peut être structuré ou non structuré. Une fois ce maillage achevé, les paramètres et les variables d'entrée du modèle sont spécifiés, le logiciel peut alors résoudre les équations d'état dans chaque élément du maillage jusqu'à convergence. Un tel processus peut nécessiter beaucoup de temps, mais des codes bien optimisés peuvent mener plusieurs calculs en parallèle. Pour cela, certains procèdent par subdivision automatique de la structure maillée sur plusieurs processeurs qui mènent simultanément leurs calculs. Les résultats de ces calculs peuvent alors être analysés, à la fois, graphiquement et numériquement.

Ainsi, les outils de la CFD permettent d'améliorer le dimensionnement des machines, en essayant de tester diverses géométries envisageables (problème inverse) même si le temps de conception peut augmenter considérablement. Ils présentent également des interfaces avec différents outils de la CAO (tels que CATIA, SOLIDWORKS, …). Plusieurs types de maillages, structurés ou pas, peuvent être générés, leur qualité diffère d'un outil à un autre et a un fort impact sur le temps global de calcul. Les conditions d'opération et les conditions aux limites peuvent, si elles ont été réellement mesurées ou contôlées, être introduites dans les modèles. Elles peuvent également être déterminées numériquement par les modèles mêmes de la CFD. Un autre avantage de la CFD consiste dans le fait qu'on dispose pour un calcul, de divers modèles physiques et numériques permettant de procéder de manières différentes et de comparer ainsi les différents résultats, surtout que dans la plupart des cas de conception, il est souvent impossible de répondre aux questions qui apparaissent au moyen d'un modèle unique.

La CFD est certes performante, néanmoins, comme tout outil numérique, elle présente des inconvénients tels que :

- la nécessité d'avoir toujours des modèles, des corrélations et des hypothèses qui approchent les phénomènes physiques ;

- la nécessité de valider les résultats obtenus par des essais expérimentaux ;

- l'existence d'incertitudes dues aux erreurs numériques, aux erreurs des modèles mêmes (turbulence, chimie, transferts thermiques,…) et aux conditions aux limites ;

- l'incapacité de couvrir tous les cas de figure. Les résultats d'un calcul mené pour une turbomachine où le fluide en mouvement est du pétrole, serait certainement assez distincts des résultats obtenus pour la machine fonctionnant réellement dans les conditions opératoires d'un champ d'exploitation pétrolière.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES DU CHAPITRE I

Acosta A. J. 1958, "An Experimental Study of Cavitating Inducers". 2nd Symposium on Naval Hydrodynamics, Hydrodynamic Noise, Cavity flow, 25 – 29 Août.Washington D.C. ACR-38, Office of Naval Research-Department of the Navy.

Acosta A. J., 1974, "Cavitation and fluid machinery Proceeding of cavitation conference". Heriot-Watt University of Edinburgh, Scotland, pp. 383 – 396.

Ashihara K. et Goto A., 2002, ″Effects of Blade Loading on Pump Inducer Performance and Flow Fields″, Proceedings of the 2002 ASME Fluids Engineering Division Summer Meeting. Montreal, Canada.

Arndt R. E. A. 1981, "Cavitation in fluid machinery and hydraulic structures", Ann. Rev. of Fluid Mech., 13 pp. 273 – 328.

Athavale M. M., Li H. Jiang Y., et Singhal A. K, 2002, " Application of the Full Cavitation Model to Pumps and Inducers", International Journal of Rotating Machinery, Vol. 8(1), pp. 45-56. Taylor and Francis.

Bakir F., Kouidri S., Noguera R., Rey R., 1998, " Design and analysis of axial inducers performances", Proceeding of the 1998 ASME Fluids Engineering summer conference. Washington DC, USA.

Bakir F., Kouidri S., Noguera R., Rey R., 2003**, "Experimental analysis of an Axial Inducer, Influence of the Shape of the Blade Leading Edge on the Performances in Cavitating Regime". Journal of Fluids Engineering, Vol 125 pp 293-301.**

Bakir F., Rey R., Gerber A. G., Belamri T., Hutchinson B., 2004, "Numerical and Experimental Investigations of the Cavitating Behavior of an Inducer". International Journal of Rotating Machinery, 2004, Vol.10 (1): 15-25.

Bhattacharyya A., Acosta A. J., Brennen C. E et Caughey. T. K., 1997, " Rotordynamic Forces in Cavitating Inducers", Journal of Fluids Engineering, Vol. 119, pp. 768-774. ASME.

Blevins R.D., 1990, "Flow induced vibration". Van Nostrand Reinhold Company, New York, second edition

Braun O., Kueny J.L. et Avellan F., 2005, "Numerical Analysis of Flow Phenomena Related to the Unstable Energy-Discharge Characteristic of a Pump-Turbine in Pump Mode", ASME Fluids Engineering Conference - Fifth Pumping Machinery Symposium. June 19-23, Houston, Texas. USA.

Brennen C. E., 1994, "Hydrodynamics of Pumps". Concepts ETI, Inc., ISBN 0-933283-07-5, pp 128-138.

Brennen C. E., 1995, 'Cavitation and bubble dynamics'. Oxford University Press.

Callenaere, M. Franc J.P., Michel, J.M. et Riondet M., 2001, « The Cavitation Instability Induced by the Development of a Re-entrant Jet », J. Fluid Mech., 444, pp. 223-256.

Cerruti S., Knio O. M., Katz J., 2000, " Computational Study of Jet Cavitation Inception Using a Phase Analysis", Proceeding of the 2000 ASME Fluids Engineering summer conference. Boston, USA.

Chen Y. et Heister S.D., 1994, **"A Numerical Treatment for attached Cavitation". Journal of Fluids Engeneering ASME, Vol 116, pp. 613-618.**

Combes J. F. et Arsher A., 2001, " Etude de la Cavitation dans la Pompe SHF", La Houille Blanche. pp. 93-98.

Coutier – Delgosha O. Fortes-Patella R., Reboud J. L. et Pouffary B., 2002, " 3D Numerical Simulation of Pump Cavitating Behavior", Proceeding of the 2002 ASME Fluids Engineering summer conference. Montreal, Canada.

Coutier-Delgosha O., Perrin J., Fortes-Patella R. and Reboud J.L., 2003, "A Numerical Model to Predict Unstady Cavitating Flow Behaviour in Inducer Blade Cascades". Fifth International Symposium on Cavitation (CAV 2003). OS-4-005, Osaka, Japan, November 1-4, 2003**.**

Franc J.P. et Michel J.M., 1985, "Attached Cavitation and the Boundary Layer: Experimental Investigation and Numerical Treatment", Journal of Fluid Mechanics, vol. 154, 1985, pp 63-90

Friedrich J, Kosyna G., 2002, ″Rotating Cavitation in a Centrifugal Pump Impeller of Low Specific Speed″, ASME Journal of Fluids Engineering, Vol. 124, n°2, pp 356-362.

Frobenius M., Schilling R., Friedrichs J. et Kosyna G., 2002, "Numerical and Experimental Investigations of the Cavitating Flow in a Centrifugal Pump Impeller", ASME FEDSM, Montreal, 2002

Fruman D. H., Reboud J.L. et Stutz B., 1999, "Estimation of the Thermal Effects in Cavitation of Thermosensible Liquids", International Journal of Heat and Mass Transfer, vol42, pp. 3195-3204.

Ghahremani, F. G. 1970, "Turbo-pump cavitation compliance". Aerospace Corporation Rep. No. TOR-0059 (6531-01)-2.

Gopalan S. et Katz J., 2000, "Flow Structure and Modeling Issues in the Closure Region of Attached Cavitation". Physi. Fluids, Vol 12(4), pp. 895-911.

Horiguchi H., Watanabe S. et Tsujimoto Y., 2000 (a), "Theoretical Analysis of Cavitation in Inducers with Alternate Leading Edge Cutback : part II – Effects of the amount of cutback", Journal of fluids Engineering, Vol. 122, pp. 419-424. ASME.

Horiguchi H., Watanabe S., Tsujimoto Y. and Aoki M., 2000 (b), "Theoretical Analysis of Alternate Blade Cavitation in Inducers", Journal of Fluids Engineering, Vol. 122, No. 1, pp. 156-163.

Hosangadi A., Ahuja V., et Arunajatesan S., 2001, "A Generalized Compressible Cavitation Model", CAV2001:sessionB4.003, Fourth Int. Symposium on Cavitation Pasadena, USA.

Jakobsen J.K., 1971, "Liquid Rocket Engine Turbopump Inducers". NASA SP-8052, pp 17-24.

Japikse D., Marscher W.D. et Furst R.B., 1997, "Centrifugal Pump Design and Performance", Concepts ETI, Inc., ISBN 0-933283-09-1, pp. (8-17)-(8-18).

Joseph D.D., 1995, "Cavitation in a Flowing Liquid", Phys. Review E, 51 (3), pp. 1649.

Kamijo K., Simura T. et Watanabe M. 1977, "Experimental Investigation of Cavitating Inducer Instability". ASME Paper 77-WA-FE-14.

Kamono H; Kato H; Yamaguchi H; Miyanaga M., 1993, "Simulation of cavity flow by ventilated cavitation on a foil section". ASME-FED 163: 183Ð189.

Knapp, R. T., Daily J. W. et Hammitt F. G., 1970, " Cavitation", Mc-Gaw-Hill, New York.

Kawanami Y., Kato H., Yamagichi H., Tanimura M et Tagaya Y., 1997, ″Mechanism and Control of Cloud Cavitation. ASME, Journal of Fluids Engineering, Vol. 119, N° 4 pp. 788-799.

Kubota A., Kato H., Yamaguchi H. et Maeda M., 1989, "Unsteady Structure Measurement of Cloud Cavitation on a Foil Section Using Conditional Sampling Technique" J. Fluid Eng-T. ASME, 111, pp. 204-210.

Kubota A., Kato H., Yamaguchi H. 1992, "A New Modelling of Cavitating Flows: A Numerical Study of Unsteady Cavitation on a Hydrofoil Section", J. Fluid Mech., 240, pp. 59_96

Kueny, J. L. 1993, "Cavitation Modeling", Lecture Series: Spacecraft Propulsion, Von Karman Institute for Fluid Dynamics.

Kuhn de Chizelle Y., Ceccio S.L. et Brennen C.E., 1995, "Observation and Scaling of Traveling Bubbble Cavitation", J. Fluid Mech, vol. 293, pp. 96-126.

Kunz R.F., Boger D.A., Stinebring D.R., Chyczewski T.S., Lindau J.W. et Gibeling H.J., 2000, "A Preconditionned Navier-Stokes Method for Two-phase Flows with Applictation to Cavitation", Comput Fluids, vol 29, pp. 849-875.

Lakshminarayana, B., 1982, "Fluid Dynamics of Inducers". ASME Journal. of Fluid Engineering, Vol. 4, pp. 411-427.

Lecoffre Y., 1999, " Cavitation Bubble Trackers", AA. Balkema, Brookfield, VT.

Medvitz R. B., Kunz R. F., Boger D. A., Lindau J. W., Yocum A. M. et Pauley L. L., 2002, " Performance Analysis of Cavitating Flow in Centrifugal Pumps Using Multiphase CFD", Journal of Fluids Engineering, Vol. 124, pp. 377-383. ASME.

Mejri I., Belamri T. et Bakir F., 2002, "CFX TascFlow^{TM}2.12 : Validation of the VOF Model on the LEMFI Inducer". CFX European Conference. 16-18 September. Strasbourg, France.

Mejri I., Bakir F., Kouidri S., Rey R., 2003, "Hub Shape Effects under Cavitation on the Inducers Performance". Fifth International Symposium on Cavitation (cav2003). OS-6-001, Osaka, Japan, November 1-4, 2003**.**

Mejri I., Bakir F., Rey R., Belamri T., 2005 (a), "Comparison of Computational Results Obtained from a VOF Cavitation Model with Experimental Investigations of three Inducers -

Part I: Experimental Investigations", ASME Fluids Engineering Conference - Fifth Pumping Machinery Symposium. June 19-23, Houston, Texas. USA.

Mejri I., Bakir F., Rey R., Belamri T., 2005 (b), "Comparison of Computational Results Obtained from a VOF Cavitation Model with Experimental Investigations of three Inducers - Part II: Numerical Approach", ASME Fluids Engineering Conference - Fifth Pumping Machinery Symposium. June 19-23, Houston, Texas. USA.

Mejri I., Bakir F., Kouidri S., Rey R., 2005 (c), "Influence of peripheral blade angle on the performance and the stability of axial inducers", IMECH E Journal of Power and Energy, A04404, Vol. 219, pp. 289-301.

Mejri I., Bakir F., Kouidri S. et Rey R., 2006 (a), "Hub Shape Effects under Cavitation on the Inducers Performance". IMECH E Part A, Journal of Power and Energy. Vol. 220, JPE137.

Mejri I., Bakir F., Rey R., Belamri T., 2006 (b), "Comparison of Computational Results Obtained from a Homogenious Cavitation Model with Experimental Investigations of three Inducers", Accepté au Journal of Fluids Engeneering**.**

Nakai H., Horiguchi H., Nakano M. et Tsujimoto Y., 2003, "Cavitating Flows in Centrifugal Impellers and their Stability Analysis", Fifth International Symposium on Cavitation (CAV 2003). OS-6-008, Osaka, Japan, November 1-4, 2003**.**

NASA, 1971, " Liquid rocket engine turbopump inducers", SP 8052 May 1971.

Noguera, R., Rey, R., Massouh, F., Bakir, F., Kouidri, S., 1993, ″Design and Analysis of Axial Pumps". ASME Fluids Engineering, Second Pumping Machinery Symposium, p.95-111 Washington, USA.

Nohmi M. et Goto A., 2003, "Cavitation CFD in Centrifugal Pump", Fifth International Symposium on Cavitation (CAV 2003). OS-4-010, Osaka, Japan, November 1-4, 2003**.**

Oshima M. 1967, "A Study of Suction Performance of a Centrifugal Pump with an Inducer". Bulletin of JSME, vol 10. No 42, pp. 959-965.

Rey R., Bakir F. et Noguera R. 2001, "Conception et maîtrise du fonctionnement des turbomachines". Support de cours d'INGEM 1. ENSAM.

Rouse H. et McNown J. S. 1948, "Cavitation and Pressure Distribution, Head Forms at Zero Angle of Yaw". Iowa Institute of Hydraulic Research, State Univ. of Iowa, USA.

Sauer J. et Schnerr G. H., 2000, " Unstedy Cavitating Flow – A New Cavitation Model Based on a Modified Front Capturing Method and Bubble Dynamics", Proceeding of the 2000 ASME Fluids Engineering summer conference. Boston, USA.

Singhal A.K., Vaidya N. Et Leonard A.D., 1997, "Multi-dimensional Simulation of Cavitating Flows Using a PDF Model for Phase Change", ASME, paper FEDSM97-3272, Proc. Of 1997 ASME Fluids Engineering Division Summer Meeting.

Singhal A. K., Athavale M. M., Li H. et Jiang Y., 2002, " Mathematical Basis and Validation of the Full Cavitation Model", Journal of Fluids Engineering, Vol. 124, pp. 617-624. ASME.

Song C.C.S. et He J.,1998, ″Numerical Simulation of Cavitating Flows″, Proceeding of the 3rd International Symposium on Cavitation. 7-10 avril, Grenoble, France.

Stutz B. et Reboud J.L., 1997, "Two-Phase Flow Structure of Sheet Cavitation", Phys. Fluids, vol 9 (12), pp. 3678-3686.

Tsujimoto, Y., Yoshida, Y., Maekawa, Y., Watanabe, S., Hashimoto, T., 1997, "Observations of Oscillating Cavitation of an Inducer", Journal of Fluids Engineering, Vol. 119, pp. 775-781. ASME.

Tsujimoto Y., 2001, "Simple Rules for Cavitation Instabilities in Turbomachinery". Proceeding, 4th International Symposium on cavitation (Cav2001), Pasadena, California

Visser F. C., 2001, ″ Some User Experience Demonstrating the Use of Computational Fluid Dunamics for Cavitation Analysis and Head Prediction of Centrifugal Pumps″, Proceedings of the 2001 ASME Fluids Engineering Division Summer Meeting. Louisiana, USA.

Watanabe T. et Kawata Y, 1978, "Research on the Oscillation in Cavitating Inducer". IAHR Symposium 1978 vol2, pp 265-277.

Watanabe S., Sato K., Tsujimoto Y. et Kamijo K, 1999, "Analysis of Rotating Cavitation in a Finite Pitch Cascade Using a Closed Cavity Model and a Singularity Method", Journal of Fluids Engineering, Vol. 121, No.4, pp. 834-840.

Watanabe T. et Harada H. 1999, "Suppression of Secondary Flows in a Turbine Nozzle with Controlled Staacking Shape and exit Circulationby 3D Inverse Design Method". ASME paper 99-GT-72.

Zangeneh M., Goto M., et Takemura T, 1996, " Suppression of Secondary Flows in a Mixed Flow Pump impeller by Application of 3D Invense Design Method Part1: Design and Numencal Validation " Trans. ASME J. of Turbomachinery, Vd 118, pp536 543.

CHAPITRE II :

MODELISATION DE LA CAVITATION

CHAPITRE II

MODELISATION DE LA CAVITATION

1- INTRODUCTION

On dispose aujourd'hui de modèles de cavitation qui se distinguent par leurs hypothèses simplificatrices et leurs degrés de précision. Néanmoins, ils se basent pour la majorité d'entre eux sur les mêmes équations de la mécanique des fluides tout en adoptant certaines hypothèses fondamentales identiques. Ils se partagent globalement en modèles monophasiques et diphasiques. Certains modèles sont plus complets que d'autres parce qu'ils adoptent moins d'hypothèses simplificatrices. A titre d'exemple, le modèle de cavitation appelé '*Full cavitation model*' et développé par [Singhal et al. 2002] est qualifié de 'complet' par ses auteurs même s'il est en réalité monophasique, qu'il ne décrive pas la phase de transition séparant le passage de la phase liquide à la phase vapeur (et réciproquement) et qu'il ne prenne pas en considération la transition de chaleur, l'évolution de la température à l'interface, la tension de surface, la compressibilité de la vapeur et celle du mélange et la vitesse de glissement entre les phases liquide et vapeur.

Quant aux modèles 'réellement' diphasiques, ils constituent des systèmes d'équations plus complexes car ils sont hyperboliques et à phases séparées. Certains de ces modèles diphasiques ont montré une excellente aptitude à la résolution d'applications diverses, ne se limitant pas à la cavitation et allant des problèmes à interfaces aux mélanges à plusieurs vitesses. Ils prennent en compte la propagation des ondes telles que les ondes acoustiques et les ondes convectives, et se distinguent par les formulations des lois d'état qu'ils adoptent pour chaque phase. Ce dernier point constitue la différence majeure entre ce type de modèles. En effet, la connaissance de la loi d'état de chaque phase pure est primordiale vu que cette dernière est compressible.

Cette section est consacrée à la présentation des divers modèles de cavitation. Nous commencerons par une formulation théorique des équations de la dynamique et des modèles de turbulence qui permettra de mettre le problème en équation, tout en nous focalisons sur les modèles que nous avons adoptés dans le cadre du présent travail.

Par la suite, nous distinguerons les modèles de cavitation uni-phasiques, diphasiques, à interface et à jet-rentrant. Nous en présentons les hypothèses fondamentales simplificatrices, les équations de conservation ainsi que certaines lois d'état qu'ils impliquent. Nous traitons également les modèles qui décrivent l'évolution et la dynamique des bulles, vu que l'une des approches couramment employées, repose sur l'utilisation de ce type de modèles. Une attention particulière est accordée au modèle **VOF** (***Volume Of Fluide***) qui est de plus en plus souvent incorporé dans les codes de calculs impliquant la cavitation.

2- EQUATIONS GENERALES DE LA DYNAMIQUE

Nous entamons ce chapitre par la présentation des équations classiques de conservation de la masse et de la quantité de mouvement de Navier-Stokes, nécessaires pour la simulation de l'écoulement entre les aubes de nos inducteurs.

Pour un fluide Newtonien et en négligeant les forces de volume, ces équations s'écrivent :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial (\rho u_i)}{\partial x_i} = 0 \tag{2-1}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial (\rho u_i)}{\partial t} + \frac{\partial (\rho u_i u_j)}{\partial x_j} &= -\frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \\ &= -\frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j}\left(2\mu D_{ij} - \frac{2}{3}\mu \frac{\partial u_k}{\partial x_k}\delta_{ij} \right) \end{aligned} \tag{2-2}$$

u_i est la composante du vecteur vitesse suivant la direction i du repère absolu, μ est la viscosité dynamique du fluide et τ_{ij} est le tenseur des contraintes visqueuses donné par l'équation :

$$\tau_{ij} = \mu\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3}\delta_{ij}\mu \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \tag{2-3}$$

D_{ij} est le tenseur des taux de déformation :

$$D_{ij} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \tag{2-4}$$

Dans le cas où l'on prend en considération les échanges thermiques (ce qui est rare dans les modèles de cavitation monophasique et sans précédent dans les modèles diphasiques), on écrit en plus l'équation de conservation de l'énergie. Si l'équation de l'énergie est souvent ignorée dans ces modèles, c'est à cause de la complexité supplémentaire qu'elle induit au niveau des lois d'état du liquide et de la vapeur. En effet, ces lois (qui sont déjà difficiles à établir notamment dans le cas des modèles diphasiques), nécessiteraient alors la détermination de la température T et des lois d'état thermiques $T=T(v,e)$ ou $T(v,P)$, inconnues supplémentaires dont les expressions sont encore inconnues à ce stade de la recherche. v, e et P sont respectivement le volume massique, l'énergie interne et la pression.

Dans tous les cas, le comportement de toute quantité instantanée φ peut être régi par une équation répondant à la forme standard suivante :

$$\frac{\partial (\rho \varphi)}{\partial t} + \frac{\partial (\rho \varphi u_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial (J_j^{\varphi})}{\partial x_i} + P\varphi + d\varphi \tag{2-5}$$

dans laquelle J_j^{φ} caractérise le flux de diffusion moléculaire de φ ; $P\varphi$ et $d\varphi$ sont respectivement les termes de production et de dissipation de la grandeur φ.

3- MODELISATION DE LA TURBULENCE

La turbulence se définit à travers ses effets vu qu'il n'en existe pas de définition précise. C'est une propriété de l'écoulement, totalement indépendante de la nature moléculaire du fluide considéré. Les tourbillons apparaissent et disparaissent sous l'action des gradients de vitesse engendrant des instabilités. La turbulence se caractérise par des variations spatio-temporelles des grandeurs physiques qui apparaissent à partir d'un certain nombre de Reynolds et disparaissent quand le mouvement cesse, contrairement à la viscosité moléculaire qui subsiste même dans un fluide au repos. On ne peut donc pas associer une viscosité à la turbulence au sens de la théorie cinétique des gaz.

Dans les applications, on distingue généralement les écoulements irrotationnels, les écoulements de fluides compressibles et enfin les écoulements de fluides incompressibles. Si les deux premiers concernent principalement les aérodynamiciens, on retrouve les derniers dans pratiquement tous les domaines sauf ceux impliquant des changements de phase. Néanmoins, outre l'absence des effets de la température (ou de la concentration dans certaines applications) et de la pression sur la masse volumique, on peut considérer qu'un fluide est incompressible si le nombre de Mach est faible (U/c<0.2) avec une variation faible de température.

Il est d'usage de résoudre les équations de Reynolds obtenues par une moyenne temporelle des équations de Navier-Stokes. On associe ces équations à un modèle de turbulence caractérisant l'influence de la turbulence sur le comportement moyen de l'écoulement. Ainsi on ne recherche plus la détermination instantannée du champ turbulent, mais simplement l'influence des fluctuations sur le comportement moyen de l'écoulement.

3-1- Classification des modèles de turbulence

Les équations de Navier-Stokes peuvent être résolues de différentes manières : soit en les moyennant, soit selon une approche numérique directe : *DNS* (*Direct Numerical Simulations*).

Le principe des *DNS* est le calcul précis de toutes les échelles d'un écoulement turbulent sur de longs intervalles de temps, ce qui entraîne des contraintes très fortes. Le temps de calcul et la mémoire nécessaires sont alors très grands. De telles simulations nécessitent l'utilisation de schémas très précis (méthodes spectrales, schémas compacts), souvent peu adaptés aux écoulements dans des géométries complexes, de type écoulements industriels. Toutes ces contraintes font que la simulation numérique directe d'écoulements reste limitée à des écoulements en géométries simples (écoulement périodique pour la turbulence homogène, écoulement dans un canal pour le développement de couches limites), et à des nombres de Reynolds faibles (quelques milliers) comparés aux nombres de Reynolds couramment rencontrés dans les écoulements industriels ou dans l'atmosphère.

Pour les équations moyennées, on dispose de plusieurs types de modèles de turbulence dont notamment les modèles statistiques, les *LES* (*Large Eddy Simulations*), les *DES* (*Detached Eddy Simulation*), les méthodes *DML* (*Dynamic MultiLevel method,* également appelés schémas multi-niveaux) et les *RSM* (*Reynolds Stress Models*).

3-1-1. Modèles du premier ordre

Ces modèles limitent les études aux valeurs moyennes des fonctions de l'écoulement. On distingue :

- **les modèles à zéro équation** qui consistent à relier les flux turbulents (dont les corrélations doubles) et les grandeurs moyennes, sans introduire de nouvelles équations. On peut, par exemple, relier linéairement pour un écoulement cisaillé simple, les tensions de Reynolds et le gradient de vitesse, le coefficient de proportionnalité étant la viscosité turbulente (Boussinesq la supposait constante). On peut citer l'exemple des schémas dits de longueur de mélange,

- **les modèles à une équation**. Ces modèles ont pour avantages d'être assez simples et de prendre un peu en compte l'histoire de la turbulence, mais le choix de l'échelle de longueur est empirique et l'extension au cas tridimensionnel est difficile,

- **les modèles à deux équations** où l'on considère que la viscosité tourbillonnaire dépend de deux paramètres représentatifs du phénomène. Le modèle k-ε est de ce type : il a l'avantage d'être assez répandu et de prendre en compte les variations spatiales de l'agitation turbulente, même s'il est mal adapté aux écoulements complexes.

3-1-2- Modèles du second ordre

Ces modèles dits à contraintes turbulentes algébriques ou *Rij-epsilon*, se distinguent des précédents par le fait que l'équation de transport des tensions de Reynolds est résolue tout comme les équations du champ moyen. Ils conviennent mieux aux écoulements avec tourbillons ou à forte anisotropie, et permettent de ne pas sur-estimer l'énergie cinétique dans le cas de forts cisaillements (écoulements avec séparation de région). En tout état de cause, ils sont moins chers d'utilisation que les méthodes *LES*.

3-1-3- Modèles à bas Reynolds

Les modèles de type k-ε sont mal adaptés aux écoulements à bas Reynolds que l'on trouve près des parois (à cause des écoulements de couche limite) ou dans le cas de présence de forces volumiques (telles que les instabilités de Rayleigh Bénard).

En effet, en situation de proche paroi, quatre phénomènes physiques interviennent : le cisaillement, le blocage cinématique, la réflexion de pression et la viscosité. Des études en Simulation Numérique Directe *DNS* ont permis d'évaluer l'importance relative de chacun de ces phénomènes. Dans la pratique, on utilise un modèle bas Reynolds lorsque le *Re* de turbulence est inférieur à 100.

Il existe 3 familles de modèles:

- **les modèles algébriques** : on associe à la viscosité turbulente une fonction d'amortissement près de la paroi. Exemple: le modèle de Van Driest.

- **Les modèles double couche** : l'écoulement est divisé en deux couches (une externe et une interne). A chacune de ces couches, une formule de viscosité turbulente est associée. Le raccordement et assuré à la frontière des deux couches. A titre d'exemple, on peut citer le modèle de Baldwin Lomax. Il permet d'obtenir un coefficient de frottement correct en situation compressible mais en l'absence de décollement. Il est très utilisé en aéronautique, où des abaques sont mêmes disponibles.

- **Les modèles multi-équations** : il s'agit d'adaptations de modèles k-ε aux écoulements bas Reynolds. Des fonctions d'amortissement agissent sur les coefficients du modèle et le terme de diffusion visqueuse. De nombreuses variantes plus ou moins fiables ont été écrites. Tous ces modèles souffrent d'un même défaut : une surestimation du frottement turbulent et un retard de décollement. A titre d'exemple, on peut citer le modèle de Lam Bremhorst.

3-1-4- Modèles *sous-mailles* ou *LES*

Ils calculent le comportement des grandes échelles, en modélisant l'action des petites échelles. En effet, les grandes échelles d'un écoulement sont celles qui contrôlent, par exemple, les transferts de chaleur, et qui contiennent l'énergie cinétique. Par rapport aux modèles précédents, les grandeurs s'écrivent comme la somme de deux termes : une grandeur filtrée et une grandeur fluctuante. Il est à noter que le choix du filtre (comme en traitement de signal) influence les résultats. La modélisation se fait en modélisant l'action dissipative des petites échelles sur les grandes échelles, au moyen d'une viscosité tourbillonnaire. La résolution spatiale dépend de la taille des mailles. Contrairement aux modèles précédents (i.e. du premier ordre, du second ordre et à bas Reynolds), la variation de la taille des mailles aura, tout le temps, une influence sur les résultats, même avec une discrétisation et une résolution numérique idéale. On reviendra sur ces modèles à la section 3-4-8 de ce chapitre.

Dans la suite de ce chapitre, on ne détaillera que les modèles que nous avons utilisés dans ce travail, les autres étant amplement décrits dans la bibliographie [Wilcox 1998, Pope 2000, Menter 1994, AEA Technology 2004, …].

3-2- Notion d'échelles de turbulence

Afin d'entreprendre une analyse adimensionnelle des équations, il est nécessaire d'introduire la notion d'échelles temporelles, spatiales et spatio-temporelles, pour établir un ordre d'importance des différents mécanismes physiques.

Les deux premières précisent les temps et les longueurs physiques représentatives localement de la turbulence, les dernières caractérisent la mémoire de la turbulence. Les grandes

échelles ou échelles intégrales sont calculées à partir de coefficients réduits de corrélation. Les plus petites échelles ou échelles de Kolmogorov sont déduites des spectres d'énergie cinétique et de la dissipation de la chaleur. Elles définissent la frontière entre la diffusion turbulente et la diffusion laminaire. En turbulence homogène et isotrope, des relations faisant intervenir le nombre de Reynolds de la turbulence lient petites et grandes échelles. Près des parois, les échelles décroissent.

On introduit le nombre de Knudsen représentant le rapport du libre parcours moyen des molécules l_m à l'échelle de turbulence η, et permettant de savoir s'il est possible ou pas de procéder par approche directe *DNS* ('*Direct Numerical Simulation*') pour la résolution des équations de Navier-Stokes :

$$K_n = \frac{libre\ parcours\ moyen}{échelle\ de\ longueur\ de\ turbulence} = \frac{l_m}{\eta}$$

Si pour un écoulement donné, le nombre de Mach n'est pas très élevé, le nombre de Knudsen est alors petit par rapport à l'unité (i.e. la taille des tubes tourbillons est très supérieure au libre parcours moyen), et l'approche *DNS* peut alors être adoptée.

3-3- Moyennes en écoulements compressible et incompressible

3-3-1- Cas de l'écoulements incompressible

L'intégration temporelle des équations de conservation instantanées de la section 2 de ce chapitre, sur un intervalle de temps de l'ordre de grandeur de l'échelle caractéristique du mouvement moyen, conduit à l'obtention d'équations moyennées. Celles-ci mettent en jeu les moyennes temporelles associées aux grandeurs physiques de l'écoulement (*P, U,* ρ, énergie,…). Pratiquement, ceci revient à appliquer strictement pour toute grandeur φ de l'écoulement, la décomposition du champ instantané en une partie moyenne et une partie fluctuante :

$$\varphi = \overline{\varphi} + \varphi' \tag{2-6}$$

puis à reporter ces définitions dans la forme instantanée des équations de conservation. On applique ensuite l'opérateur 'moyenne temporelle' aux équations résultantes. La nonlinéarité des équations de conservation fait apparaître des grandeurs supplémentaires qui représentent les corrélations des fluctuations des grandeurs physiques de l'écoulement. Pour deux grandeurs physiques φ et ψ, ces fluctuations sont définies par la relation suivante :

$$\overline{\varphi'\psi'} = \lim_{T->\infty} \frac{1}{T} \int_t^{t+T} \varphi'\psi'\, d\tau \tag{2-7}$$

Equations de l'écoulement incompressible

L'écoulement incompressible correspond à un découplage entre les aspects cinématique et thermique, dans le sens où la masse volumique est constante. En adoptant la décomposition ci-dessus, les équations de la dynamique d'un fluide deviennent les *Reynolds Averaged Navier-Stokes Equations* (RANS) qui s'écrivent ainsi pour **chaque phase** de l'écoulement :

$$\frac{\partial(\rho \overline{u_i})}{\partial x_i} = 0 \tag{2-8}$$

$$\frac{\partial(\rho \overline{u_i})}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \overline{u_i u_j})}{\partial x_j} = -\frac{\partial \overline{P}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j}\left(\overline{\tau}_{ij} - \rho \overline{u'_i u'_j}\right) \tag{2-9}$$

Il faut donc modéliser les nouvelles inconnues du problème : les termes du tenseur de contraintes de Reynolds $-\rho \overline{u'_i u'_j}$. Selon la modélisation de ces termes, les modèles de turbulence se distinguent alors en modèles à viscosité turbulente et modèles des tensions de Reynolds :

◘ Les premiers utilisent l'hypothèse de Boussinesq et le concept d'isotropie, pour aligner le tenseur des contraintes de Reynolds sur le tenseur de déformation du champ moyen par l'intermédiaire d'une viscosité turbulente :

$$\tau^t{}_{ij} = -\overline{\rho} \overline{u'_i u'_j} = \mu_t \left(\frac{\partial \overline{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \delta_{ij} \overline{\rho} \overline{k} \tag{2-10}$$

La viscosité s'écrit alors comme étant la somme d'une viscosité moléculaire et d'une viscosité turbulente. Au lieu de déterminer les 6 inconnues $-\rho \overline{u'_i u'_j}$, on n'a plus qu'à déterminer la viscosité turbulente μ_t (ou ν_t) qui s'écrirait à priori $\mu_t=(x,t)$ et qui est une propriété de l'écoulement et non du fluide comme la viscosité moléculaire.

◘ Dans les seconds, on écrit de nouvelles équations de transport pour les contraintes de Reynolds et on aboutit alors à un système non fermé dont il faut modéliser certains termes (modèles RSM, ASM, etc.).

3-3-2- Cas de l'écoulement compressible

Pour le cas des écoulements compressibles, il est plus judicieux d'utiliser les moyennes pondérées par la masse ou moyenne de Favre :

$$\varphi = \tilde{\varphi} + \varphi'' \text{ avec } \tilde{\varphi} = \frac{\overline{\varphi \rho}}{\overline{\rho}} \tag{2-11}$$

On montre facilement que : $\overline{\rho \varphi''} = 0$ et $\overline{\varphi''} = -\frac{\overline{\varphi'' \rho'}}{\overline{\rho}}$.

Les équations moyennées compressibles sont établies en appliquant la moyenne de Favre pour toute grandeur physique autre que P et ρ. Cette nouvelle façon de moyenner les équations, conduit à une écriture proche du cas incompressible et évite notamment l'introduction des corrélations vitesse/masse volumique dans les équations de conservation de la masse et de quantité de mouvement.

Il existe également d'autres décompositions (telles que celles de HaMinh [Kourta et HaMinh 1991]) permettant de mieux appréhender l'influence de la masse volumique sur la turbulence mais qui présentent l'inconvénient d'introduire des inconnues supplémentaires difficiles à modéliser.

Les inconnues du problème sont les suivantes :

- les grandeurs moyennes : $\overline{\rho}$, $\overline{P}$, $\tilde{u}_i$, et éventuellement $\tilde{E}$,

- les tensions de Reynolds : $\overline{\rho u"_i u"_j}$,

- et éventuellement les corrélations vitesse/enthalpie : $\overline{\rho u"_i h}$.

Equations de l'écoulement compressible

Le fluide étant compressible, il devient donc impératif d'écrire en plus des équations de conservation de la masse et de la quantité de mouvement l'équation d'énergie en terme d'enthalpie (moyenne) totale H :

$$\frac{\partial \overline{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial (\overline{\rho}\,\tilde{u}_i)}{\partial x_i} = 0 \tag{2-12}$$

$$\frac{\partial (\overline{\rho}\,\tilde{u}_i)}{\partial t} + \frac{\partial (\overline{\rho}\,\tilde{u}_i \tilde{u}_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial \overline{P}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j}\left(\overline{\tau}_{ij} + \tau^t{}_{ij}\right) \tag{2-13}$$

$$\begin{aligned} &\frac{\partial (\overline{\rho}\,H)}{\partial t} - \frac{\partial \overline{P}}{\partial t} + \frac{\partial (\overline{\rho}\,H\tilde{u}_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial}{\partial x_j}\left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x_j} + \frac{\mu_t}{\mathrm{Pr}_t}\frac{\partial \tilde{h}}{\partial x_j}\right) \\ &+ S_E + \frac{\partial}{\partial x_j}\left\{\tilde{u}_i\left[\mu_{effe}\left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i}\right) - \frac{2}{3}\mu_{effe}\frac{\partial \tilde{u}_k}{\partial x_k}\delta_{ij}\right] + \mu \frac{\partial k}{\partial x_j}\right\} \end{aligned} \tag{2-14}$$

avec (S_E étant le terme source d'énergie et Pr_t le nombre de Prandtl turbulent) :

$$\overline{\tau}_{ij} + \tau^t{}_{ij} = \overline{\tau}_{ij} - \overline{\rho u"_i u"_j} = (\mu + \mu_t)\left[\left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i}\right) - \frac{2}{3}\delta_{ij}\frac{\partial \tilde{u}_k}{\partial x_k}\right] \tag{2-15}$$

$$\mu_{effe} = (\mu + \mu_t) \text{ : Viscosité effective} \tag{2-16}$$

$$k = \frac{1}{2}\frac{\overline{\rho u"_i u"_j}}{\overline{\rho}} \tag{2-17}$$

$$H = \tilde{h} + \frac{1}{2}\tilde{u}_i^2 + k \tag{2-18}$$

Dans Eq. (2-14), on néglige les termes dus au travail des forces visqueuses (μ_{eff}) et aux tensions de Reynolds ($\mu \frac{\partial k}{\partial x_j}$). Dans la pratique, on ne garde donc parmi les termes de droite de cette équation que le premier. On suppose également (λ étant la conductivité thermique) que :

$$\frac{\partial(\rho c T)}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x_j}\left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x_j}\right) \tag{2-19}$$

3-4- Modélisation des écoulements turbulents

3-4-1- Les modèles principaux

Pour la résolution des *RANS* (équations de Navier-Stokes obtenues par passage à la moyenne de Reynolds), nous disposons dans *CFX5.7* de plusieurs classes de modèles de turbulence qui sont [AEA Technology 2004] :

● **Les modèles basés sur une approche statistique** :

- le modèle *k-ε* standard qui offre un bon compromis précision / robustesse ;

- le modèle *k-ω* de Wilcox;

- le modèle *k-ε RNG* (*ReNormalized Group*) ;

- les modèles *BSL* (*BaSeLine*) et *SST* (*Shear-Stress-Transport*) de Menter, basés sur le modèle *k-ω*. Le modèle SST est recommandé pour les résolutions qui nécessitent une grande précision dans la couche limite.

- le modèle $(k\text{-}\varepsilon)_{1E}$ de Menter. Ce modèle dérive du modèle *k-ε* tout en étant basé sur une seule équation ;

● **Les modèles ASM** (*Algebraic-Stress Models* de Rodi) résultant de l'écriture d'équations de fermeture algébriques et sans dérivées partielles des tensions de Reynolds ($u''_i u''_j$) ;

● **Les modèles RSM** (*Reynolds-Stress Models*) résultant de l'écriture des équations de transport des tensions de Reynolds :

- les modèles de Launder, Reece et Rodi (*LRR*) qui se distinguent eux-mêmes en *LRR-IP* (*Isotropisation of Production*) et *LRR-QI* (*Quasi-Isotropic*) ;

- le modèle de Speziale, Sarkar et Gatski (*SSG*).

- les *Reynolds Stress-ω models*.

● **Les modèles *LES*** (*Large Eddy Simulations).*

● **Les modèles *DES*** (*Detached Eddy Simulations).*

Le modèle *k-ε* n'est pas très adapté aux écoulements où il y a des zones de re-circulation, de stagnation, de grandes tensions aux surfaces comme celles des structures cavitantes même si c'est le modèle qui y a été le plus utilisé pour ce genre de calculs [Medvitz et al. 2002, Kunz et al. 1999].

Comparé aux modèles *SST* et *RSM*, le modèle *k-ε* surestime les performances et les échanges thermiques éventuels dans les machines, en revanche, il converge plus rapidement.

Le modèle *k-ε* est stable et numériquement robuste (sauf près des parois). Par rapport aux modèles *RSM*, il est économique et donne de bons résultats pour les écoulements simples. Il a été testé pour plusieurs structures d'écoulements. En revanche, il présente une mauvaise modélisation de l'anisotropie, sous-estime les zones de re-circulation et présente une mauvaise prédiction des effets de courbures. Par ailleurs, l'équation d'*ε* surestime le coefficient de frottement pariétal et prédit une trop grande échelle de longueur dans la zone proche de la paroi, d'où un mauvais rattachement des diverses zones de l'écoulement.

Dans la littérature, plusieurs auteurs jugent le modèle de turbulence *k-ε RNG* standard, mieux adapté au problème physique d'écoulements cavitants [Zwart et al. 2004].

Quant aux modèles du type *RSM*, ils calculent exactement la production des tensions de Reynolds et peuvent en théorie calculer correctement les effets de courbure et d'anisotropie de l'écoulement ; en revanche, ils modélisent de manière trop simple le terme de redistribution de l'énergie sur les tensions normales et possèdent des distances et des normales aux parois inapplicables dans des géométries complexes (comme les turbomachines par exemple.).

L'un des principaux avantages du modèle *k-ω*, est sa capacité à traiter la zone d'écoulement proche des parois ainsi que les écoulements à bas de Reynolds. Ce modèle est plus précis et robuste que le *k-ε*, en effet, ce dernier nécessite l'introduction d'équations supplémentaire pour modéliser les zones pariétales, contrairement au *k-ω* dont ce type de modélisation est partie intégrante du modèle de turbulence.

Pour les surfaces quasi-lisses, le modèle *k-ω* est également mieux adapté que le modèle *k-ε* (notamment dans la couche limite).

L'inconvénient du modèle *k-ω* de Wilcox, est qu'il est très sensible aux conditions initiales (caractéristiques du fluide à l'amont de la machine). La valeur de *ω* à l'entrée peut par conséquent affecter énormément les résultats finaux.

Comme solution à ce problème, Menter a proposé de combiner les modèles *k-ε* et *k-ω*, en introduisant une fonction F_1 qui vaut 0 dans la couche limite et 1 près de la surface. Le modèle de Wilcox est multiplié par F_1, et le modèle k-ε par $1-F_1$. Ceci nous amène à un modèle *k-ε* transformé : c'est le modèle *BSL.* Les constantes de ce modèle sont également les combinaisons linéaires de celles du modèle de Wilcox et celles du modèle *k-ε*.

Le modèle BSL combine les avantages des modèles de Wilcox et de *k-ε*, or ces deux derniers négligent le transport turbulent de l'effort tranchant, il en résulte une surestimation de la viscosité turbulente. Menter a alors introduit une nouvelle fonction F_2, afin de fixer une limite

aux valeurs que peut prendre la viscosité turbulente ce qui a conduit à un nouveau type de modèles : les *SST*.

Les modèles du type *DES* présentent une bonne modélisation des poches cavitantes notamment en écoulement instationnaire où les structures de vapeur se détachent des pales et sont transportées par l'écoulement principal.

3-4-2- Modèles à zéro équations

Ces modèles sont également appelés modèles à longueur de mélange car ils ne font intervenir aucune équation de transport supplémentaire. Dans une première partie de notre travail, nous avons utilisé un modèle à zéro équation pour étudier l'écoulement à travers plusieurs inducteurs en régime non cavitant. Cela a permis d'en établir assez rapidement les courbes de performances et de localiser des zones de recirculation et de basse pression au niveau desquelles la cavitation serait susceptible d'apparaître comme on le verra dans le chapitre suivant.

Le modèle à zéro équation utilisé dans ce travail, est basé sur une équation algébrique très simplifiée dans laquelle la viscosité turbulente est le produit d'une échelle des vitesses U_{max} par l'échelle des longueurs telle que proposée par Prandtl et Kolmogorov :

$$\mu_t = \rho f_u U_{\max} l_m \tag{2-20}$$

f_u est un coefficient de proportionnalité, U_{max} est la vitesse maximale dans le domaine de calcul et l_m est donnée par la relation suivante, dans laquelle V_D représente le volume du domaine :

$$l_m = \frac{V_D^{1/3}}{7} \tag{2-21}$$

Il existe d'autres modélisations plus avancées de l_m faisant la distinction entre les zones internes et externes aux couches limites.

3-4-3- Modèles à une équation

L'équation introduite est l'équation classique de l'énergie cinétique turbulente $k = \frac{1}{2}\overline{u'_i u'_i}$:

$$\underbrace{\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho k \overline{u_j})}{\partial x_j}}_{\text{variation de k}} = \underbrace{-\rho\overline{u'_i u'_j}\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j}}_{\text{production de k}} \underbrace{-\overline{\tau'_{ij}}\frac{\partial \overline{u'_i}}{\partial x_j}}_{\text{dissipation de k}} \underbrace{-\frac{1}{2}\frac{\partial}{\partial x_j}\left(\overline{\rho u'_i u'_i u'_j}\right)}_{\substack{\text{diffusion de k par le} \\ \text{champ turbulent}}} \underbrace{-\overline{u'_i}\frac{\partial \overline{P'}}{\partial x_i}}_{\substack{\text{diffusion de k} \\ \text{par la pression}}} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j}\left(\overline{\tau'_{ij} u'_i}\right)}_{\substack{\text{diffusion de k par les} \\ \text{contraintes visqueuses}}} \tag{2-22}$$

Cette équation traduit le fait que la variation de l'énergie cinétique turbulente, correspond au transfert d'énergie entre le champ moyen et le champ turbulent dont on retranche l'énergie dissipée par les forces visqueuses.

Il existe également un autre type de modèles à une équation qui sont basés sur une équation de transport de la viscosité turbulente ν_t. Pour le cas compressible, Menter a développé ainsi un modèle à une équation qui dérive du modèle k-ε.

3-4-4- Les modèles à deux équations

Il s'agit entre autres des modèles k-ε et k-ω [Jones et Launder 1972, Wilcox 1993]. Il est également possible d'utiliser des modèles combinant à la fois les équations de ε et de ω tel que celui de Menter. Les écoulements cavitants impliquent une grande variation de la masse volumique, nous traiterons donc plus en détails ces modèles dans le cas le plus général des écoulements compressibles.

a) Le modèle k-ε standard

Ce modèle a été initialement développé pour les écoulements incompressibles où les fluctuations de la densité peuvent être négligées, il a ensuite été élargi aux écoulements compressibles.

A l'énergie cinétique turbulente k, on associe un taux de dissipation visqueuse d'énergie cinétique turbulente $\varepsilon = -\nu \overline{\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} \frac{\partial u'_i}{\partial x_j}}$, ainsi que son équation de transport. En écoulement compressible, ce taux de dissipation visqueuse s'écrit :

$$\rho\varepsilon = 2\mu \overline{D_{ij}" D_{ij}"} - \frac{2}{3}\mu \overline{D_{ll}" D_{ll}"} \tag{2-23}$$

D_{ij} étant défini par Eq. (2-4). Afin de pouvoir écrire une équation pour ε, Sarkar et Zeman ont proposé de le décomposer ainsi :

$$\varepsilon = \underbrace{\varepsilon_{solénoïdal}}_{incompressible} + \underbrace{\varepsilon_{dilatationnel}}_{compressible} = \varepsilon_s + \varepsilon_d \tag{2-24}$$

Après avoir séparé ε ainsi, on résout une équation standard pour ε_s (équation classique de ε en incompressible) et on modélise ε_d analytiquement en fonction de plusieurs paramètres dont notamment le nombre de Mach turbulent $\left(\frac{\sqrt{k}}{c}\right)$.

La viscosité turbulente μ_t est modélisée par l'équation suivante :

$$\mu_t = C_\mu \overline{\rho} \frac{k^2}{\varepsilon} \tag{2-25}$$

C_μ étant une constante adimensionnelle. Les valeurs de k et ε dérivent directement de la résolution de leurs équations respectives, simplifiées par l'introduction de constantes empiriques adimensionnelles $C_{\varepsilon 1}$, $C_{\varepsilon 2}$, σ_k et σ_ε :

$$\frac{\partial(\overline{\rho}k)}{\partial t} + \nabla \bullet (\overline{\rho}k\vec{\tilde{u}}) = \nabla \bullet \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \nabla k \right] + P_k - \overline{\rho}\varepsilon \tag{2-26}$$

$$\frac{\partial(\overline{\rho}\varepsilon)}{\partial t} + \nabla \bullet (\overline{\rho}\varepsilon\vec{\tilde{u}}) = \nabla \bullet \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \nabla \varepsilon \right] + \frac{\varepsilon}{k} \left(P_k C_{\varepsilon 1} - \overline{\rho}\varepsilon C_{\varepsilon 2} \right) \tag{2-27}$$

P_k est le terme de production de turbulence due aux forces visqueuses et éventuellement de gravité P_{kb} :

$$P_k = \mu_t \nabla \vec{\tilde{u}} \bullet \left(\nabla \vec{\tilde{u}} + \nabla \vec{\tilde{u}}^T \right) - \frac{2}{3} \nabla \bullet \vec{\tilde{u}} \left(3\mu_t \nabla \bullet \vec{\tilde{u}} + \rho k \right) + P_{kb} \tag{2-28}$$

avec $P_{kb} = -\dfrac{\mu_t}{\overline{\rho}\,\mathrm{Pr}^t} \vec{g} \bullet \nabla \overline{\rho}$.

Les valeurs des paramètres considérées pour les simulations des chapitres III et IV sont présentées dans le tableau ci-dessous.

C_μ	$C_{\varepsilon 1}$	$C_{\varepsilon 2}$	σ_k	σ_ε
0.09	1.45	1.9	1.0	1.03

Tableau 2-1 : Paramètres de modélisation du modèle k-ε.

Cette modélisation en $C_{\varepsilon 1}$ et $C_{\varepsilon 2}$ a été proposée par [Launder et Spalding 1974]. Ces deux paramètres régulent la production et la dissipation dans l'équation de ε et la valeur de la viscosité turbulente, respectivement. Ces constantes empiriques doivent être modifiées dans le cas où l'écoulement n'est plus en équilibre à cause de l'existence de zones de re-circulation, de rotation ou d'importantes courbures dans les lignes de courant.

Quant à σ_ε, il permet de modéliser un gradient de diffusion de ε $\left(\dfrac{\partial}{\partial x_j} \left(\dfrac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \dfrac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right) \right)$. Il suffit donc de modifier ces constantes empiriques pour obtenir d'autres variantes du modèle k-ε original. A titre d'exemple, pour le modèle k-ε *RNG* (*ReNormalized Group*) :

$$C_{\varepsilon 2} = C_{\varepsilon 2} - \frac{\eta(1-\eta/\eta_0)}{1+\beta\eta^3} \quad \text{avec} \quad \eta_0 = 4.38 \ , \ \beta = 0.012 \quad \text{et} \quad \eta = \frac{k}{\varepsilon} \sqrt{\left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j}}$$

b) Le modèle *k-ω* de Wilcox

Le modèle de Wilcox est le premier modèle *k-ω* qui a été développé. Il comprend deux équations de transport, une équation de l'énergie cinétique turbulente *k* et une équation de transport pour *ω*.

$$\frac{\partial(\bar{\rho}k)}{\partial t}+\nabla\bullet(\bar{\rho}k\vec{\tilde{u}})=\nabla\bullet\left[\left(\mu+\frac{\mu_t}{\sigma_{k1}}\right)\nabla k\right]+P_k-\beta'\bar{\rho}k\omega \tag{2-29}$$

$$\frac{\partial(\bar{\rho}\omega)}{\partial t}+\nabla\bullet(\bar{\rho}\omega\vec{\tilde{u}})=\nabla\bullet\left[\left(\mu+\frac{\mu_t}{\sigma_{\omega1}}\right)\nabla\omega\right]+\alpha_1\frac{\omega}{k}P_k-\beta_1\bar{\rho}\omega^2 \tag{2-30}$$

Dans ce modèle la viscosité turbulente s'écrit :

$$\mu_t=\bar{\rho}\frac{k}{\omega} \tag{2-31}$$

β_1, β', α_1, σ_{k1} et $\sigma_{\omega1}$ sont des coefficients empiriques. Le taux de production de turbulence P_k est calculé de la même manière que pour le modèle *k-ε*.

Ces paramètres font partie du modèle *SST* également (à travers la combinaison *BSL*), ils seront donc impliqués dans le modèle *DES* basé sur les *SST*. Les valeurs des paramètres considérées pour les calculs sont présentées dans le tableau 2-2.

c) Le modèle *k-ω BSL*

Le modèle BSL est la combinaison linéaire des équation des modèles *k-ε* et *k-ω* $\left((1-F_1)\bullet k-\varepsilon+F_1\bullet k-\omega\right)$, $F_1=0$ dans la couche limite et $F_1=1$ ailleurs). Le résultat en est un modèle avec une équation pour *k* et une équation pour *ω* :

$$\frac{\partial(\bar{\rho}k)}{\partial t}+\nabla\bullet(\bar{\rho}k\vec{\tilde{u}})=\nabla\bullet\left[\left(\mu+\frac{\mu_t}{\sigma_{k3}}\right)\nabla k\right]+P_k-\beta'\bar{\rho}k\omega \tag{2-32}$$

$$\frac{\partial(\bar{\rho}\omega)}{\partial t}+\nabla\bullet(\bar{\rho}\omega\vec{\tilde{u}})=\nabla\bullet\left[\left(\mu+\frac{\mu_t}{\sigma_{\omega3}}\right)\nabla\omega\right]+(1-F_1)2\rho\frac{1}{\sigma_{\omega2}\omega}\nabla k\nabla\omega+\alpha_3\frac{\omega}{k}P_k-\beta_3\bar{\rho}\omega^2 \tag{2-33}$$

Les coefficients du BSL : β_3, β', α_3, σ_{k3} et $\sigma_{\omega3}$ résultent également de la même combinaison linéaire :

$$\Phi_3=F_1\times\Phi_1+(1-F_1)\times\Phi_2 \tag{2-34}$$

Quant à la fonction F_1, elle est calculée de la manière suivante :

$$F_1=\tanh(\arg_1^{\,4}) \quad , \quad \text{avec} \quad \arg_1=\min\left(\max\left(\frac{\sqrt{k}}{\beta'\omega y},\frac{500\nu}{\omega y^2}\right)\frac{4\rho k}{CD_{k\omega}\sigma_{\omega2}y^2}\right) \tag{2-35}$$

y étant la distance à la paroi la plus proche, ν la viscosité cinématique et $CD_{k\omega} = \max\left(2\rho\frac{1}{\sigma_{\omega 2}\omega}\nabla k\nabla\omega, 10^{-10}\right)$.

Le modèle *BSL* ainsi que le modèle *SST* nécessitent une formulation spéciale de l'échelle de longueur près des parois.

d) Le modèle *k-ω SST*

Dans cette section, nous présentons le modèle *SST* car il est impliqué dans le modèle *DES* or il serait intéressent de simuler la cavitation instationnaire avec le *DES*. Le modèle *k-ω SST* détermine avec une grande précision la partie turbulente du tenseur des efforts tranchants, ainsi que la séparation de l'écoulement sous l'effet d'importants gradients de pression. Menter a mis au point le modèle *SST* afin de combler les points faibles du modèle *BSL*.

Même si le modèle *BSL* combine les avantages des modèles de Wilcox et *k-ε*, il prédit mal la séparation de l'écoulement des surfaces lisses à cause du fait qu'aucun de ces deux modèles ne considère les efforts tranchant turbulents. Tel qu'on l'a déjà expliqué, le résultat en est une surestimation de la viscosité turbulente ν_t. La solution proposée par Menter consiste donc à limiter les valeurs que peut atteindre ν_t en introduisant un facteur F_2 de la manière suivante :

$$\nu_t = \frac{a_1 k}{\max(a_1\omega, SF_2)} = \frac{\mu_t}{\rho} \tag{2-36}$$

$$F_2 = \tanh(\arg_2{}^2) \quad , \quad \arg_1 = \max\left(\frac{2\sqrt{k}}{\beta'\omega y}, \frac{500\nu}{\omega y^2}\right) \tag{2-37}$$

a_1 et S étant des paramètres du modèle.

3-4-5- La théorie des *LES* (*Large Eddy Simulations*)

L'idée maîtresse de ces simulations *LES,* est d'identifier par résolution directe les caractéristiques de grande taille de l'écoulement, en ne modélisant que des mouvements de petite taille. La résolution spatiale dépend de la taille des mailles. En effet, à la taille de la maille correspond un filtrage spatial dont il faut définir les caractéristiques. Pour simuler les phénomènes de taille inférieure à celle de la maille, il faut utiliser un modèle de sous-maille. Le plus couramment utilisé est celui de Smagorinsky, qui repose sur une hypothèse de longueur de mélange : une viscosité turbulente est introduite.

Ainsi, selon la théorie *LES*, les équations de Navier-Stokes sont moyennées à l'aide d'une fonction 'filtre' et seule les parties correspondant aux larges échelles sont résolues par des méthodes directes. On introduit également la notion des sous-mailles ou *Sub-Grid Scales* (*SGS*) pour caractériser les petites structures en leur associant des équations qui sont résolues par les

méthodes de fermetures. Ces *SGS* interviennent notamment dans la définition du tenseur de contraintes $\tau_{ij,SGS}$. Toute variable φ s'écrit sous la forme suivante :

$$\varphi = \hat{\varphi} + \varphi' \text{ , avec } \hat{\varphi}(x_i,t) = \int_{volume} G(x_i - x'_i)\varphi(x'_i,t)dx'_i$$

$G(x_i - x'_i)$ est la fonction 'filtre', également appelée la fonction de Gauss.

Lors de l'utilisation des *LES*, les fluctuations instationnaires doivent être spécifiées dans la plupart des cas à l'entrée du système étudié (contrairement aux simulations par *DES*). Ceci a pour résultat de compliquer la simulation pour des écoulements industriels, vu que les détails concernant ces fluctuations sont généralement inconnus.

Les méthodes *LES* nécessitent l'emploi de méthodes numériques très précises, sans viscosité numérique et sans dissipation. Le choix s'oriente alors vers des méthodes spectrales ou de différences finies à base de schémas centrés (le schéma de Adams-Bashforth est le plus couramment utilisé).

3-4-6- La théorie des *DES* (*Detached Eddy Simulation*)

Le modèle *DES* présente une bonne modélisation des poches cavitantes notamment en écoulement instationnaire où les structures de vapeur se détachent des pales et sont transportées par l'écoulement principal.

L'expérience a montré que l'utilisation des *LES* pour les écoulements à haut Reynolds et notamment dans la couche limite est déconseillée (coût élevé). Par ailleurs, les structures de turbulence peuvent être résolues en ayant recours à de larges échelles de turbulence qui ont le même ordre de grandeur que les structures géométriques qui les ont générés (pales de turbine, bâtiment, …). L'approche *DES* combine les éléments de formulation des *RANS* et ceux des *LES* afin d'aboutir à une formulation dans laquelle les *RANS* sont utilisés dans les couches limites attachées ou faiblement détachées et les *LES* dans les zones massivement détachées.

Même si cette approche a plusieurs avantages, elle présente aussi certains inconvénients reliés notamment au fait que le modèle doit identifier automatiquement les deux régions. Cette méthode ne devrait pas être appliquée comme étant 'une boîte noire' mais il faut y apporter un intérêt particulier à l'importance de la qualité et du type de maillage, à la formulation '*DES-SST* zonal' ainsi qu'à la nature des conditions aux limites.

L'un des modèles dont nous disposons dans CFX5.7 pour les simulations instationnaires est le *DES* basé sur une formulation *SST* de [Strelets et al. 2001]. Dans le cas où l'échelle de turbulence L_t prédite par les RANS est plus grande que la taille locale des mailles, une nouvelle échelle Δ la remplace pour le calcul du taux de dissipation dans l'équation de l'énergie cinétique turbulente :

$$\varepsilon = \beta^* k\omega = \frac{k^{3/2}}{L_t} \rightarrow \frac{k^{3/2}}{C_{DES}\Delta} \text{ pour } C_{DES}\Delta < L_t \text{ , } \Delta = \max(\Delta_i) \text{ et } L_t = \frac{\sqrt{k}}{\beta^*\omega} \qquad (2\text{-}38)$$

Le choix de la longueur maximale Δ sur une maille, garantit le retour à la formulation *RANS* dans les couches limites attachées.

Les modifications apportées par Strelets aux *DES* peuvent être formulées comme étant un facteur (F_{DES}) qui multiplie le terme de destruction dans l'équation k-ε :

$$\varepsilon = \beta^* k\omega \rightarrow \beta^* k\omega F_{DES} \quad \text{avec} \quad F_{DES} = \max(\frac{\mathrm{L_t}}{\Delta C_{DES}}, 1)$$

La résolution numérique alterne également entre un schémas *upwind* biaisés (de second ordre) pour les régions RANS et un schéma à différence centrées pour les régions *DES*.

Les valeurs des paramètres considérées pour les calculs menés avec le modèle DES sont présentées dans le tableau 2-2.

β_1	β'	α_1	σ_{k1}	$\sigma_{\omega 1}$	β_2	α_2	σ_{k2}	$\sigma_{\omega 2}$	C_{DES}
0.075	0.09	5/9	2.0	2.0	0.075	0.44	1.0	1/0.856	0.61

Tableau 2-2 : Paramètres de modélisation du modèle DES basé sur le SST.

3-4-7- Modélisation de l'écoulement près des parois

► ***Formulation mathématique :***

La loi de paroi que nous avons utilisée dans les calculs, est une extension de la méthode de Launder et Spalding. Dans les lois de type logarithmique, la vitesse près des parois est reliée à l'effort tranchant τ_ω exercé sur ces dernières à travers une relation logarithmique :

$$u^+ = \frac{\mathrm{U_t}}{u_\tau} = \frac{1}{\kappa}\ln(y^+) + C \quad \text{avec} \quad y^+ = \frac{\rho.\Delta \mathrm{y}.u_\tau}{\mu} \quad \text{et} \quad u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_\omega}{\rho}} \quad (\text{pour } 30<y^+ \text{ et } y<0.15\times\delta)$$

Dans cette expression. δ est l'épaisseur de la couche limite, u^+ est la vitesse au voisinage de la paroi, u_τ est une vitesse associée au cisaillement, y^+ est la distance (adimensionnelle) à la paroi, κ est la constante de von Karman (=0.41) et C une constante dépendant de la rugosité de la paroi. U_t est une vitesse (connue) tangente à la paroi à une distance Δy de celle-ci.

L'inconvénient de cette modélisation est qu'aux points de séparation $U_t \approx 0$. Pour combler ce point faible, nous avons utilisé pour nos calculs le modèle de loi de paroi '*Scalable'* dans lequel u^+ est remplacé par u^* qui a la particularité de ne pas tendre vers 0 quand $U_t \approx 0$ (car il est défini en fonction de k, or en écoulement turbulent k n'atteint jamais 0) :

$$u^* = C_\mu^{1/4}\ \mathrm{k}^{1/2} \quad \text{avec} \quad u_\tau = \frac{\mathrm{U_t}}{\frac{1}{k}\ln(y^*) + C} \quad , \ \tau_\omega = \rho u_\tau u^* \quad \text{et} \quad y^* = \frac{\rho.\Delta y.u^*}{\mu}$$

L'inconvénient de ce type de modélisation est la dépendance des résultats vis-à-vis de la distance aux parois et donc leur sensibilité par rapport au maillage dans ces régions. y^* est alors remplacé par $\tilde{y}^* = \max(y^*, 11.6)$, 11.6 étant la valeur limite entre les deux types de profil de

vitesse : la zone logarithmique définie ci-dessus et la sous-couche visqueuse (y^+<10). Ainsi, y^* reste toujours supérieur à 11.6 ce qui garantit que les points du maillage sont situés hors de la sous-couche visqueuse.

► ***Impact sur le maillage :***

Afin de prédire correctement l'écoulement turbulent dans la couche limite, il faut y réaliser un maillage avec un nombre suffisant de nœuds (au moins 10). D'autre part, les caractéristiques de l'écoulement ayant leur importance sur l'échelle, il faut donc estimer approximativement Δy pour un y^+ donné. Pour cela on fait le rapprochement avec un écoulement de vitesse moyenne U_∞ sur une plaque plane de longueur L (égale à longueur de la corde du profil) et dont le nombre de Reynolds est $\mathrm{Re}_L = \dfrac{\rho U_\infty L}{\mu}$ et le coefficient de frottement (dû à l'effort tranchant sur les parois) à l'abscisse x est $c_f = 2\dfrac{\rho u_\tau{}^2}{\rho U_\infty{}^2} = 0.025\,\mathrm{Re}_x{}^{-1/7}$. En définissant Δy^+ de la manière suivante : $\Delta y^+ = \dfrac{\Delta y.u_\tau}{\nu}$, on en déduit $\Delta y = L\Delta y^+\sqrt{80}\,\dfrac{\mathrm{Re}_x{}^{1/14}}{\mathrm{Re}_L}$. Pour se fixer les idées, on peut considérer que $x \approx L$, on aura alors :

$$\Delta y = L\Delta y^+\sqrt{80}\,\mathrm{Re}_L{}^{-13/14}$$

4- CLASSIFICATIONS DES MODELES DE CAVITATION

L'une des manières de classer les modèles traitant les écoulements cavitants, est de les distinguer selon cinq grandes classes :

- les modèles qui ne traitent que la dynamique des micro-bulles dans l'écoulement et qui se basent sur des équations du type Rayleigh-Plesset plus appropriés aux écoulements à bulles ;
- les modèles à jet-rentrant ;
- les modèles à interface ;
- Les modèles multi-phasiques et les modèles uni-phasiques.

Pour ces deux derniers modèles, l'analyse de l'écoulement cavitant se fait à travers la résolution des équations classiques de masse et de quantité de mouvement et éventuellement d'énergie, et ce dans les deux zones : zone à écoulement complètement liquide et zone de cavitation.

- Les modèles basés sur la dynamique et le développement des bulles dans un écoulement. Ces modèles sont généralement reliés à la notion de naissance de la cavitation, en intégrant une formulation empirique qui prend en compte les forces de portance, de traînée et d'inertie. L'approche est probabiliste et le taux d'évènements cavitants peut être estimé, en moyennant pour une phase la distribution de pression et de bulles [Gopalan et al. 1999].

- Le modèle à interface : ce type de modèle est un cas particulier des modèles uni-phasiques parce qu'il ne calcule que l'écoulement dans le liquide qui est supposé contourner la poche cavitante. Cette dernière reste attachée à la pale et est séparée de l'écoulement principal (qui demeure stationnaire) par une interface dont la forme, la fermeture et, pour certains modèles, le détachement sont modélisés différemment selon les auteurs.

- Les modèles à jet-rentrant : contrairement au modèle à interface qui ne simule que l'extérieur de la poche, le modèle à jet-rentrant analyse l'écoulement à l'intérieur de celle-ci et modélise donc l'aspect instationnaire de la cavitation. De plus en plus de codes de calculs incorporent des modèles à jet-rentrant dans la détermination de la dynamique des poches de cavitation.

- Les modèles diphasiques : ce sont des modèles à 2 phases, la phase liquide et la phase vapeur, et pouvant contenir 2 ou 3 espèces si en plus du liquide et de la vapeur on prend en considération les micro-bulles de gaz non condensable. Les propriétés du liquide et de la vapeur sont déterminées suite à l'écriture des équations de conservation pour chaque phase et c'est alors la détermination des échanges de quantité de mouvement, de chaleur et de masse qui est délicate et qui fait la différence entre un modèle de cavitation et un autre. Le système d'équations obtenu est de type hyperbolique. Aux équations de conservation, on ajoute des corrélations et des relations souvent empiriques modélisant ces termes d'échange de masse, de quantité de mouvement et éventuellement de chaleur entre les phases hors équilibre.

Chaque phase étant compressible, la connaissance de la loi d'état de chaque fluide pur est primordiale. De nombreuses lois d'état existent (Van der Waals ou Benedict par exemple) et considèrent les fluides comme étant un mélange et non comme des phases séparées hors d'équilibre, ce qui les rend inadaptées à ce type de modèles. De plus, leur formulation conduit à un problème au niveau des états thermodynamiques à l'intérieur du dôme de saturation. Ce problème est le suivant : le carré de la vitesse du son est négatif, $c^2=-v^2(\partial P/\partial v)_{entrop\ cst.}$ <0. Rappelons que le dôme de saturation est défini comme étant la zone dans le diagramme de phase liquide-vapeur (*P* en fonction de *V*) au niveau de laquelle les deux états co-existent.

- Les modèles uni-phasiques également appelés modèles de diffusion ou modèles homogènes: ces modèles assimilent le fluide comme formé d'une seule phase homogène qui est un mélange de liquide et de vapeur selon certaines proportions. Le problème réside dans la quantification de la densité du mélange $\rho_m=\rho_v\alpha_v+\rho_l\alpha_l$ qui peut varier de celle de la vapeur pure à celle du liquide pur et des autres propriétés thermodynamiques de ce fluide. Ils utilisent donc les équations de conservation pour une seule phase constituée du mélange liquide-vapeur auxquelles s'ajoutent les lois d'état comme celles utilisées par [Delannoy et Kueny 1990, Chen et Heister 1996, ou encore Song et He 1998]. Elles sont appliquées avec l'hypothèse d'équilibre thermodynamique local entre les phases présentes au sein de l'écoulement.

4-1- Modèles de dynamique des bulles

4-1-1- Introduction

Comme on l'a vu au Chapitre I, plusieurs auteurs ont mené des séries d'expériences desquelles ils ont déduit que pour la prédiction de la cavitation, la distribution de la pression seule ne suffit pas mais qu'il faut lui associer la distribution des bulles de gaz au sein de l'écoulement, leurs diamètres et la tension à leurs surfaces.

Pour décrire la dynamique et le développement des bulles dans les écoulements cavitants, on a eu recours essentiellement dans la littérature à deux méthodologies :

* le modèle des bulles sphériques qui est le plus approprié pour les écoulements cavitants dans lesquels les noyaux ou micro-bulles grandissent jusqu'à avoir une taille macroscopique visible quand elles rentrent dans les régions à faible pression, puis implosent en atteignant les régions à haute pression. De tels modèles sont détaillés dans [Knapp, et al. 1970, Plesset et Prosperetti 1977, Brennen 1994]. Presque tous les modèles de bulles sphériques sont basés sur une version modifiée d'une manière ou d'une autre de l'équation de Rayleigh-Plesset [Brennen 1995] qui définit la relation entre le rayon d'une bulle sphérique $R_B(t)$ et la pression $P(t)$ loin de la bulle.

* La deuxième méthodologie fondamentale est celle de la théorie de la ligne de courant libre ('*Free streamline theory*'), qui est plus pertinente pour les écoulements à poche attachée ou pour le sillage d'un nuage de vapeur ('*Vapor-filled wakes*'). Elle est traitée en détails dans l'ouvrage de [Brennen 1994].

Les modèles basés sur l'équation de Rayleigh-Plesset intègrent pour la plupart dans l'équation de dynamique des bulles les effets d'inertie, de pression, de portance et de traînée.

Parmi les plus connus, figurent les modèles développés par [Maxey et Riley 1983] et [Johnson et Hsieh 1966]. Certains auteurs tels que [Senocak et Shyy 2001, Kunz et al.1999], utilisent au lieu de l'équation de Rayleigh-Plesset, des relations empiriques pour les termes sources dans l'équation de fraction du vide. Ces termes sources sont généralement pris proportionnels à la différence entre la pression locale et la pression de vapeur saturante : P-P_V.

Les travaux de [Johnson et Hsieh 1966] sont remarquables dans le sens où ils ont pris en considération le mouvement de la bulle relativement au liquide et ont démontré quelques effets de criblage dus aux forces centripètes. Les bulles sont supposées sphériques et le criblage est une conséquence du mouvement des bulles à travers les lignes de courant. Connaissant la distribution de pression selon les lignes de courant, ce modèle peut donc être utilisé entre les pales d'une pompe en régime **non cavitant** pour déterminer à la fois la localisation et l'intensité résultant de l'implosion des bulles.

4-1-2- Limitation des modèles à bulles sphériques

Les modèles à bulles sphériques présentent de sérieuses limitations, car les bulles qui implosent perdent leur symétrie sphérique. Par conséquent, toute évaluation des dommages dus à l'implosion des bulles par des méthodes telles que celles de Johnson et Hsieh, nécessite des hypothèses simplificatrices complémentaires à celles adoptées dans l'équation de Rayleigh-Plesset. De plus, il faut supposer que la concentration en bulles est suffisamment faible pour que les bulles n'interagissent pas et qu'elles ne modifient pas la structure de l'écoulement. Ceci implique donc que même combinés avec d'autres équations, ces modèles ne peuvent pas prédire correctement les effets de la cavitation sur les performances des pompes, vu que ces derniers résultent de l'interaction entre les bulles et l'écoulement.

4-1-3- Le modèle de RAYLEIGH-PLESSET

Ce modèle décrit le développement et la dynamique des bulles en supposant les différentes phases de l'écoulement munies de la même vitesse. Ceci constitue un moyen relativement simple pour établir une loi d'évolution du taux du vide, en se basant sur le signe de la différence de pression : signe(P-P_V).

Ce modèle néglige les interactions entre les bulles ainsi que leur fusion, il suppose également qu'elles restent sphériques. La combinaison de l'équation de Rayleigh-Plesset avec l'équation de l'énergie est favorable à la modélisation du développement et de l'implosion des bulles.

Cette approche permet d'introduire l'impact de la dynamique des bulles sur le modèle de cavitation. Elle est essentiellement constituée de l'équation de développement d'une bulle de vapeur dans un liquide:

$$R_B \frac{D^2 R_B}{Dt^2} + \frac{3}{2}\left(\frac{DR_B}{Dt}\right)^2 = \frac{P_B - P}{\rho_l} - \frac{4\nu_1}{R_B}\frac{DR_B}{Dt} - \frac{2T_s}{\rho_l R_B} \tag{2-39}$$

avec : R_B : rayon des bulles ; P_B : pression de vapeur dans les bulles,

P : pression du liquide environnant ; ρ_l : densité du liquide ; T_s : tension surfacique.

Cette équation (sans les termes de viscosité et de tension surfacique), a été initialement développée par Rayleigh en 1917 et a été pour la première fois appliquée aux bulles en mouvement dans un écoulement cavitant par Plesset en 1949.

La pression *P(t)* loin des bulles, est une donnée d'entrée. Pour le calcul de la pression P_B dans la bulle, on suppose souvent que celle-ci renferme à la fois de la vapeur et du gaz non-condensable, de sorte que:

$$P_B(t) = P_v(T_B) + \frac{3m_G K_G T_B}{4\pi R^3} = P_v(T_\infty) - \rho_l \Theta + \frac{3m_G K_G T_B}{4\pi R^3} \tag{2-40}$$

où T_B est la température dans la bulle, $P_v(T_B)$ est la pression de vapeur, m_G est la masse de gaz dans la bulle et K_G est la constante de gaz. Néanmoins, il est plus aisé d'utiliser la température du liquide ambiant loin de la bulle, T_∞ pour calculer P_v. Quand cette simplification est faite, il est nécessaire d'introduire le terme source, Θ, dans l'équation (2-39) pour corriger la différence entre $P_v(T_B)$ et $P_v(T_\infty)$. C'est ce terme Θ qui est à l'origine des effets thermiques dans la cavitation. On utilise alors la relation de Clausius-Clapeyron,

$$\Theta \cong \frac{\rho_v L_v}{\rho_l T_\infty}\left(T_\infty - T_B(t)\right) \tag{2-41}$$

dans laquelle ρ_v est la densité de la vapeur et L_v est la chaleur latente de vaporisation.

Dans l'équation (2-40) pour $P_B(t)$, on a introduit une inconnue supplémentaire $T_B(t)$ dans l'équation de Rayleigh-Plesset (2-39). Pour déterminer cette fonction, il est nécessaire d'introduire et de résoudre une équation de diffusion de chaleur et une équation pour l'équilibre de chaleur dans la bulle. On peut en écrire des solutions approchées sous les formes simplifiées qui suivent. En supposant l'égalité entre l'échange de chaleur dans la bulle et le taux de dissipation de la chaleur latente à l'interface, on a :

$$\left(\frac{\partial T}{\partial r}\right)_{r=R} = \frac{\rho_v L_v}{k_l}\frac{dR_B}{dt} \tag{2-42}$$

où $(\partial T/\partial r)_{r=R_B}$ est le gradient de température à l'interface du liquide et k_l est la conductivité thermique du liquide. Une solution approchée dans le liquide est :

$$\left(\frac{\partial T}{\partial r}\right)_{r=R_B} = \frac{T_\infty - T_B(t)}{(\alpha_l t)^{1/2}} \tag{2-43}$$

dans laquelle α_l est la diffusivité thermique du liquide ($\alpha_l = k_l/\rho_l.C_{Pl}$ où C_{Pl} est la chaleur spécifique du liquide). L'équation (2-41) devient alors :

$$\Theta = \Sigma(T_\infty) t^{1/2} \frac{dR_B}{dt} \tag{2-44}$$

avec $\Sigma(T_\infty) = \dfrac{\rho_v{}^2 L_v{}^2}{\rho_l{}^2 C_{pl} T_\infty \alpha_l{}^{1/2}}$.

En absence d'effets thermiques ($\Theta = 0$ et $T_B(t)=T_\infty$), l'évolution classique de $R_B(t)$ est donnée par la figure 2-1.

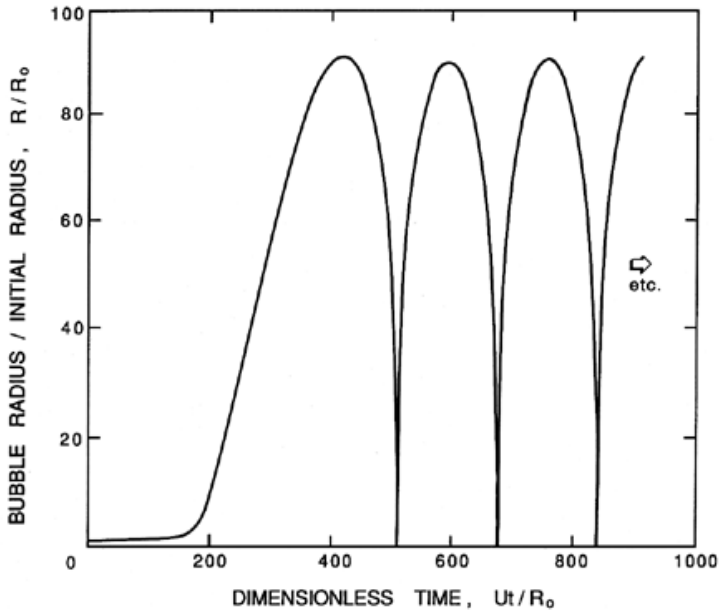


Figure 2-1- Solution typique R(t) de l'équation de Rayleigh-Plesset pour des bulles sphériques provenant d'un développement de micro-bulles de rayon initial R_0. Une micro-bulle rentre dans la région de faible pression à l'instant (adimensionnel) 0 et est reconduite à la pression initiale à l'instant (adimensionnel) 500. La zone relative à la basse pression est sinusoïdale et symétrique autour de l'instant 250.

Notons que la réponse de la bulle est non-linéaire ; sa phase de croissance est très distincte de la phase de décroissance. La phase de croissance est régulière, elle atteint rapidement une valeur asymptotique dans laquelle les limites dominantes de l'équation de Rayleigh-Plesset sont la différence de pression, $(P_V - P)$ et le terme $\dfrac{3}{2}\left(\dfrac{DR_B}{Dt}\right)^2$:

$$\boxed{\frac{DR_B}{Dt} = \sqrt{\frac{2(P_V - P)}{3\rho_l}}} \tag{2-45}$$

La figure 2-1 montre que la phase de décroissance constitue un phénomène violent, au cours duquel les bulles sont encore supposées sphériques et atteignant un très petit diamètre, inférieur à celui des micro-bulles initiales. La conséquence en est une très grande accélération et une augmentation très importante de la pression si les bulles contiennent du gaz non condensable, ceci provoque les rebondissements qu'on voit sur la figure 2-1. Théoriquement, les bulles sphériques vont subir plusieurs de ces cycles, mais dans la pratique, une bulle qui a implosé devint instable, non sphérique et s'éparpille dès la première implosion en un nuage de bulles qui se dispersent rapidement.

4-2- Modèle à interface

Ce modèle a été développé essentiellement par [Hirschi en 1998], il correspond aux écoulements stationnaires bidimensionnels. D'autres auteurs tels que [Catelan 1996, Dang et Kuiper 1998, Maître et al. 1998, Pellone et Peallat 1995, Horiguchi et al. 2000] se sont également intéressés à cette catégorie de modèles de cavitation.

Le modèle est basé sur une approche itérative portant sur la forme de la poche cavitante qui doit finir par atteindre certaines valeurs de la vitesse et de la pression d'une part, et une certaine forme de l'interface liquide/vapeur d'autre part.

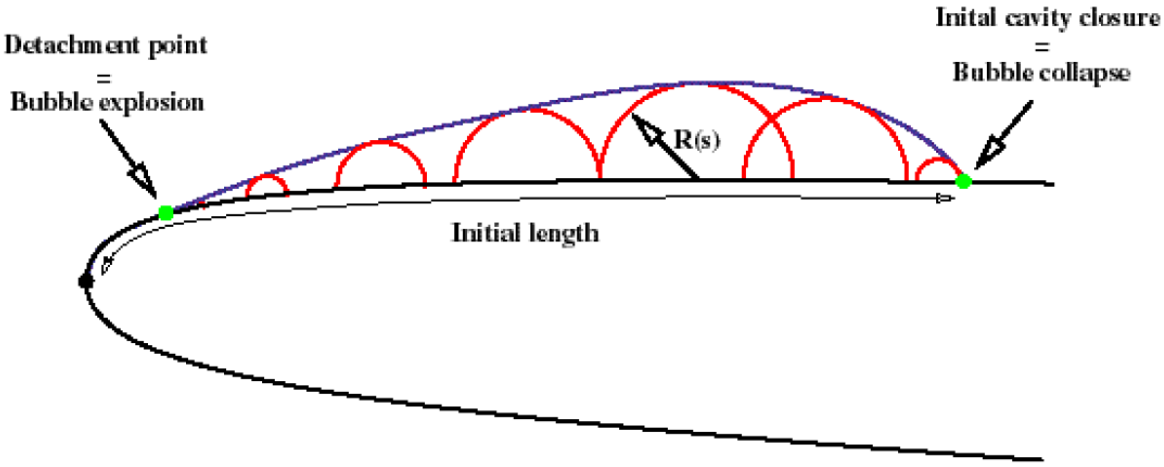


Figure 2-2- Modèles à interface [d'après Dupont et al. 2002].

La forme initiale prise par la poche est supposée être l'enveloppe entourant une bulle durant sont évolution sur la pale (Fig. 2-2). Des résultats numériques et expérimentaux réalisés par [Dupont et al. 2002] montrent que ce modèle simplifié convient aux pompes où les structures cavitantes gardent une longueur modérée (c'est en général le cas si la structure cavitante n'atteint pas le col entre deux pales successives) et n'affectent pas l'écoulement principal par des effets de blocage ou autres.

Ce type de modèle est valable pour les structures de cavitation qui restent stationnaires et attachées aux pales des machines. L'écoulement à l'intérieur de la poche n'est pas déterminé. Le seul intérêt est porté uniquement à l'interface liquide/vapeur : sa forme, sa fermeture et pour certains modèles à interface, son détachement.

Un autre inconvénient du modèle à interface, est qu'il considère la poche formée de vapeur pure (sauf vers la zone de fermeture de la poche) et dissocie donc la vapeur du liquide. Ceci n'est pas vrai dans la réalité car la vapeur et le liquide restent très mélangés et la taille des structures de vapeur est quelquefois inférieure à celle d'une maille.

A titre d'exemple, [Horiguchi et al. 2000] ont étendu le modèle de Hirschi à la simulation du cas particulier des poches de cavitation alternées, se développant sur les pales des inducteurs. Ils sont donc parmi les rares auteurs qui ont eu recours à cette catégorie de modèles pour des écoulements instationnaires. Le principe de leur modèle est de calculer simultanément plusieurs interfaces qui correspondraient aux différentes positions qu'occuperait une seule poche évoluant de manière instationnaire mais tout en restant attachée à la pale. Ils ne peuvent donc pas simuler

à titre d'exemple les torches de cavitation tournante qui apparaissent à la périphérie des inducteurs.

Les modèles à interface ne prédisent pas l'évolution de la poche loin de la pale. Néanmoins, il a été possible de développer des modèles qui étudient les lâchés de structures cavitantes dans l'écoulement en suivant la dynamique de l'interface liquide/vapeur et en lui ajoutant certaines équations : on citerait notamment le modèle VOF que nous traiterons par la suite. Précisons toutefois qu'il existe deux types de VOF : ceux qui n'étudient que les écoulement externes à la poche et on retombe donc dans la catégorie des modèles à interface, et ceux qui contrairement modélisent également l'écoulement dans la poche.

4-3- Modèle du jet-rentrant

Dans le cas de la cavitation stationnaire, la surface de la poche est traitée comme une surface à pression constante. En appliquant l'équation de Bernouilli, cette condition implique que la vitesse tangentielle devrait être constante à la surface de la poche. Ce critère n'est pas valable au point de fermeture de la poche. Afin de surmonter cette difficulté, plusieurs modèles de fermeture de la poche ont été proposés tel que le montre la figure 2-3-a [Brennen 1995].

Parmi ces modèles figure notamment le modèle du jet-rentrant selon lequel un jet se forme au point de fermeture de la poche et y rentre [Kawanami et al.1998]. Ces flux rentrants peuvent également être observés dans la pratique. Ce type de modèle simule l'aspect instationnaire et quelque fois auto-oscillant des structures cavitantes.

Le jet rentrant est une instabilité intrinsèque dans les turbomachines (par opposition aux instabilités de système, tel que nous le verrons au Chapitre IV de ce rapport). Il a été décrit par plusieurs chercheurs. Il y a plus d'une trentaine d'années, [Knap, Daily et Hammitt 1970] ont fourni une description précise des écoulements dans la zone de fermeture des cavités. Cette zone correspond à la région où l'écoulement extérieur à la cavité se recolle à la paroi. Il arrive que l'écoulement adverse qui remonte du point de fermeture de la cavité vers le bord d'attaque soit dévié et donc contraint à progresser parallèlement au bord d'attaque tel que le montre la figure 2-3-b. la conséquence en est un recollement de l'écoulement au bord d'attaque.

En basant cette analyse sur une approche stationnaire, le jet-rentrant serait alors responsable d'un remplissage continu de la cavité par le liquide, ce qui est absurde. On peut alors supposer une succession de périodes de développement de jet-rentrant tendant à remplir la cavité, et des périodes où celle-ci se détache sous la forme d'un nuage de vapeur. Ce phénomène oscillant est essentiellement contrôlé par l'inertie via le nombre de Strouhal.

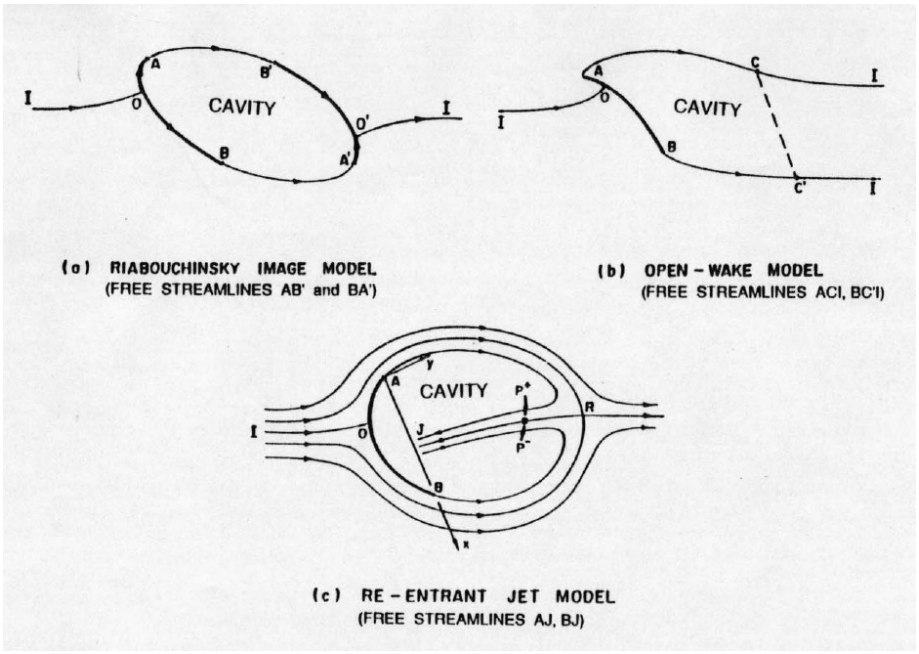
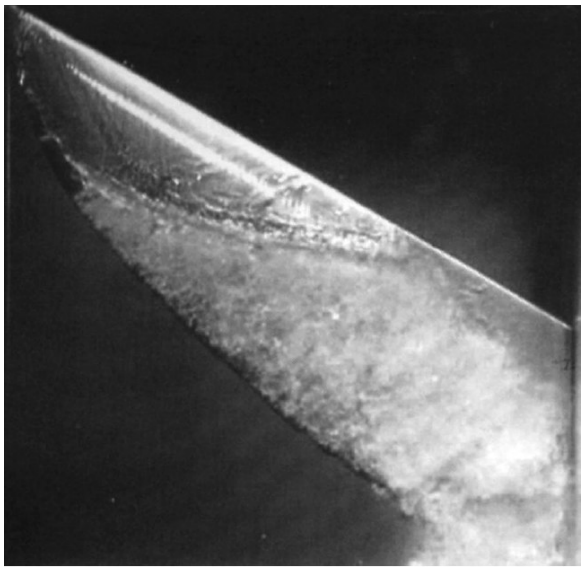
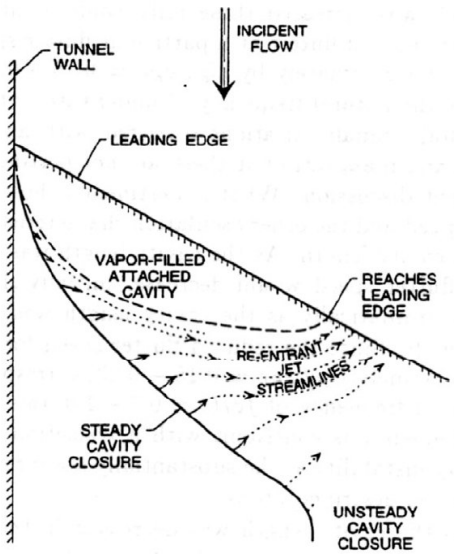


Figure 2-3-b- Modèles de fermeture pour les écoulements potentiels autour de corps de formes quelconques (AOB) avec des poches de cavitation qui les entourent [d'après Brennen 1995].



Développement de la cavitation et du jet rentrant sur un profil (angle d'attaque de 2°, vitesse de 10.1 m/s et coefficient de cavitation de 0.7). D'après [Laberteaux et Ceccio 2001].



Interprétation des résultats de ci-contre par [Duttweiler et Brennen 1998].

Figure 2-3-a: Configuration atypique de jet-rentrant : résultats expérimentaux et théoriques.

Le modèle de [Kawanami et al.1998], prédit mal la manière selon laquelle le fluide rentrant par le jet, quitte par la suite la zone de cavitation. En effet, il stipule que ceci se fait de couche en couche au sein de la cavité, alors que dans la réalité, tout se passe sous forme de lâchers instationnaires qui ont lieu lorsque le jet-rentrant atteint le bord d'attaque (à contre courant). Pour cela, il faut que la vitesse du jet soit suffisamment importante pour vaincre les efforts de frottement sur la pale (Fig. 2-4).

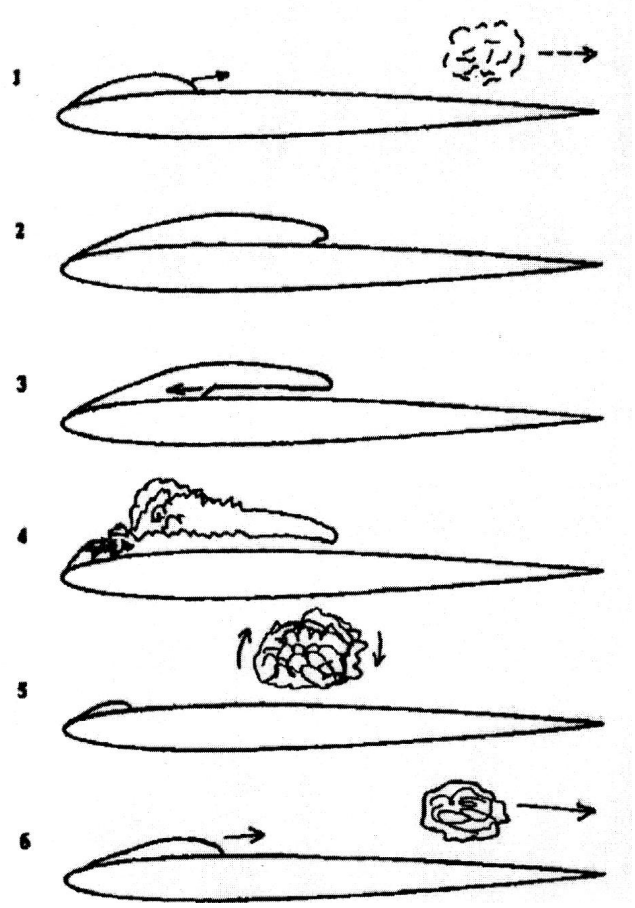


Figure 2-4 – Diagramme schématique d'un cycle de rupture et de détachement du nuage cavitant.

La vitesse du jet-rentrant est proportionnelle à celle de l'écoulement moyen. Néanmoins, elle augmente avec le gradient de pression près du point de fermeture de la poche. Il est également important que l'épaisseur de la poche cavitante reste suffisamment grande afin d'empêcher l'interaction entre l'enveloppe de la poche de cavitation et le jet-rentrant, avant que ce dernier n'atteigne le bord d'attaque.

La contribution du jet-rentrant a été mise en évidence par [Kawanami et al. 1997] par une expérience qui consiste à placer une plaque carrée de 2 mm de côté, à 37 % de la longueur de la corde (à partir du bord d'attaque). La corde est celle d'un hydrofoil qui mesure 150 mm de long. La plaque empêche le jet-rentrant de revenir vers le bord d'attaque, ce qui a pour conséquence d'empêcher les phénomènes de lâchers de la poche et de la maintenir collée à l'aubage. Dans leur expérience, l'épaisseur minimale de la poche empêchant l'interaction jet/surface de la poche est de 2.5% de la longueur de la corde.

[Kubota et al. 1992] ont réussi à simuler ces jets rentrants en utilisant une méthode appelée '*méthode des bulles à 2-phases*'. Le développement des bulles est calculé à partir d'une version modifiée de l'équation de Rayleigh-Plesset. Ce modèle transmet ensuite la fraction du vide à un *'solver'* basé sur les équations de Navier-Stokes, permettant ainsi de calculer le champ de vitesse et de pression.

Ce modèle peut simuler en plus de la cavitation due au nuage de bulles ('*Bubbles cloud cavitation*'), la cavitation stationnaire selon laquelle la poche de forme continue reste attachée à la pale ('*Sheet cavitation*'), en tant que région à haute fraction du vide (Fig. 2-5).

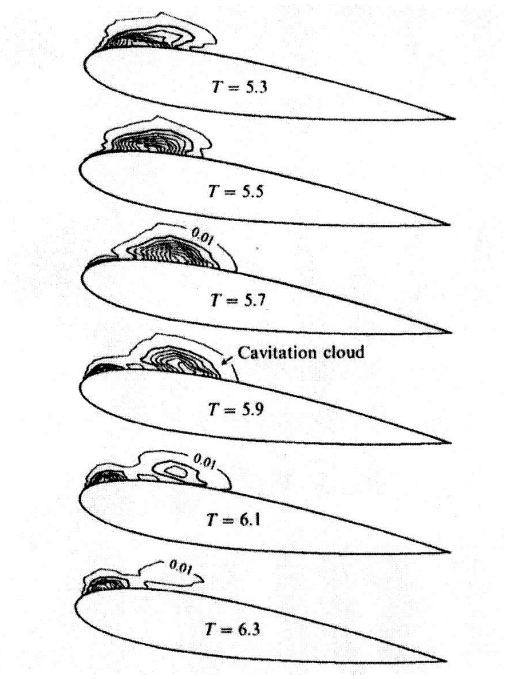


Figure 2-5– Fraction du vide autour d'un profil NACA0015, σ=1.0 , α=8°, Re=3.10^5, l'intervalle entre les contours successifs est de 0.1 sauf pour la ligne extérieure [d'après Watanabe et al. 2001]

Cette figure montre les contours donnant la fraction de vide. Une poche cavitante formée d'un nuage de bulles commence à être lâchée dans l'écoulement à partir de l'instant T=5.9 s. Une nouvelle poche séparée commence en même temps à se former au niveau du bord d'attaque, ce qui crée un jet-rentrant entre l'ancienne et la nouvelle poche. Ce jet achève le lâcher de l'ancienne poche.

4-4- La méthode VOF

4-4-1- Le VOF standard appliqué aux écoulements avec phases liquide et vapeur

La méthode VOF (*Volume-Of-Fluid*) est appliquée à une grande variété d'écoulements hydrodynamiques dont les écoulements cavitants. Le VOF a été principalement utilisé pour simuler les écoulements de fluides non miscibles en résolvant une seule série d'équations de quantité de mouvement et en détectant la fraction volumique de chacun des fluides dans le domaine. Les applications typiques du VOF sont l'étude des jets, le mouvement d'un fluide suite à la rupture d'un barrage et les évolutions stationnaires et instationnaires d'une interface liquide/gaz.

Dans le cas général, la méthode du VOF est plus appropriée aux écoulement stratifiés, elle traque le mouvement d'un certain volume de fluide à travers le domaine de calcul, sans accorder de l'importance au fait que ce volume contienne l'une des phases ou l'autre ou un mélange des deux. Les deux phases sont traitées en tant que mélange homogène, par conséquence une seule série d'équations est nécessaire. Il arrive souvent dans la méthode du VOF que les équations de continuité et de quantité de mouvement soient couplées par des algorithmes tel que l'algorithme *SIMPLE* (‘*Semi Implicit Method for Pressure Linked*

Equations') utilisé pour introduire la pression dans l'équation de continuité. Elle nécessite en plus la résolution de l'équation de transport de la fraction α_q de la phase *q dans une cellule*. α_q est définie comme étant le rapport du volume de la vapeur par celui de la cellule :

$$\frac{\partial \alpha_q}{\partial t} + \frac{\partial \alpha_q u_i}{\partial x_i} = \frac{\dot{m}_q}{\rho_q} \tag{2-46}$$

$\dot{m}_q$ étant un terme source pour α_q.

Dans les modèles cavitants, $\alpha_q=\alpha_v$ et le terme source tiendrait compte de la production/destruction de la vapeur par cavitation.

Les équations de mouvement sont fermées avec les relations suivantes, donnant la densité et la viscosité de chaque phase :

$$\sum_q \alpha_q = 1 \quad , \quad \rho = \sum_q \alpha_q \rho_q \quad , \quad \mu = \sum_q \alpha_q \mu_q \tag{2-47}$$

Dans le cas où les fluides sont l'eau liquide et sa vapeur, ces équations deviennent :

$$\rho = \alpha_v \rho_v + (1-\alpha_v)\rho_l \tag{2-48}$$

$$\mu = \alpha_v \mu_v + (1-\alpha_v)\mu_l \tag{2-49}$$

Une description plus détaillée des équations (sans phase de transition) est fournie par [Ubbink 1997]. Comme l'ont suggéré [Sauer et Schnerr 2000], l'équation de continuité est utilisée sous sa forme non-conservative :

$$\nabla \bullet \vec{u} = -\frac{1}{\rho}\frac{d\rho}{dt} \qquad (=0 \text{ en incompressible}) \tag{2-50}$$

L'équation de quantité de mouvement s'écrit :

$$\frac{\partial(\rho\vec{u})}{\partial t} + \nabla.(\rho\vec{u}\vec{u}) = -\nabla P + \nabla.\left[\mu(\nabla\vec{u} + \nabla\vec{u}^T)\right] + \rho\vec{g} + \vec{F} \tag{2-51}$$

Cette équation de quantité de mouvement est donc dépendante des fractions volumiques de toutes les phases à travers les définitions de μ et ρ. Dans le cas où l'on tient compte de l'énergie, son équation s'écrit :

$$\frac{\partial(\rho E)}{\partial t} + \nabla.\left(\vec{u}(\rho E + P)\right) = \nabla.\left[k_{eff}\nabla T\right] + S_h \tag{2-52}$$

avec $E = \dfrac{\sum_q \alpha_q \rho_q E_q}{\sum_q \alpha_q \rho_q}$, S_h étant le terme source de chaleur (rayonnement, …) et k_{eff} la conductivité thermique effective (communes à toutes les phases). Comme pour la vitesse, la résolution de cette équation près de l'interface se complique s'il existe un écart important de température entre les phases.

Les relations (2-46) à (2-52) constituent le système d'équations du VOF. Précisons que l'usage des flux volumiques plutôt que des flux massiques (forme conservative dans l'équation (2-50)), présente un avantage numérique. En effet, les flux volumiques sont continus à l'interface et simplifient la résolution de l'équation de correction de la pression.

4-4-2- Diverses méthodes de calcul d'interface

Outre le VOF, on dispose d'autres méthodes permettant de déterminer l'interface entre deux fluides telles que la *Level Set Marker Particles*, la méthode *Marker and Cell (MAC)* et la méthode *Surface-Fitting* [Sauer et Schnerr 2000].

La méthode *MAC* est largement utilisée avant l'apparition du VOF. On y modélise l'écoulements formé d'un mélange de phase liquide et phase gaz, séparées par une interface. Elle a été initialement développée par Harlow et Welch en 1965 [Chen et Heiser 1994] en tant que combinaison entre une résolution eulérienne de l'écoulement et le suivi de particules marqueurs lagrangiennes au sein du liquide afin de le distinguer du gaz. La méthode MAC a était peu utilisée à cause de son coût (numériquement) élevé. Néanmoins, certaines versions améliorées de la MAC ont été présentées notamment par [Chen et Heiser 1994].

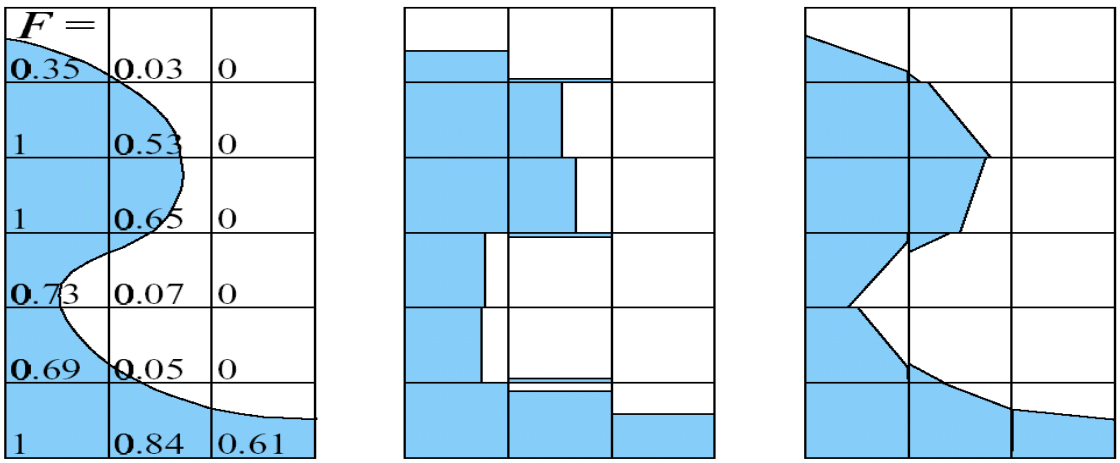
Quant à la méthode *Level Set Marker*, elle est plus récente puisqu'elle a été développée dans les années 90 à partir des travaux de Osher et Sethian [1988]. Cette méthode traque l'interface par l'introduction d'une variable Φ correspondant à la plus courte distance à l'interface. L'interface est donc l'ensemble des points où Φ=0. Tout comme la fraction de fluide α dans le VOF, Φ représente, en première approximation, une propriété du fluide avec lequel elle se déplace en respectant l'équation : $\frac{D\Phi}{Dt} = 0$. Néanmoins, à cause de la distorsion, Φ dévie de plus en plus de la vraie distance à l'interface et doit donc être ré-initialisée après deux pas de temps par la résolution d'une équation différentielle. Pour des raisons numériques, la densité et la viscosité ne peuvent pas beaucoup varier à l'interface et sont donc lissées par des fonctions en sinus sur une largeur de 3 à 5 mailles au niveau de l'interface. La méthode ne conserve plus, de manière exacte, la masse et le volume, seuls quelques auteurs [Chang et al. 1996] ont pu dépasser cette difficulté.

Il existe plusieurs autres modèles de calcul d'interface pour des écoulements spécifiques. On pourrait citer : [Mashayek et Ashgriz 1995] qui ont combiné le VOF avec une technique d'éléments finis, [Yabe et al. 1995] qui ont remplacé la recherche de la fraction de fluide par celle de sa dérivée afin d'éviter le lissage numérique des variables à l'interface. [Smith et al. 1996] ont utilisé des points marqueurs lagrangiens pour détecter l'interface en 2D, de même que [Bunner et Tryggvason 1997] qui ont utilisé un maillage 2D pour calculer l'interface en 3D. [Pericleous et al. 1995] ont utilisé les méthodes d'ordre supérieur de [Van Leer 1985] pour calculer directement la densité près de l'interface, évitant ainsi le lissage numérique. Dans le code CFX5.7 que nous avons utilisé, on applique le « *Surface-sharpener algorithm* » pour corriger les effets de diffusion numérique de la fraction de fluide et ce, en lui effectuant une ré-initialisation périodique.

Il existe également des concepts totalement différents pour les problèmes dont les limites sont en déplacement (*Boundary-moving problems*). On pourrait citer les méthodes *BIM, BEM* et *SPH* (d'après ETH 2004).

4-4-3- Interpolation près des interfaces

Dans un volume de contrôle donné, les flux de diffusion et de convection à travers les faces sont calculés et équilibrés avec les termes sources dans ce même volume. On dispose de plusieurs schémas connus pour le calcul des flux à travers les faces d'un volume de contrôle. Les schémas les plus utilisés dans les modèles VOF sont : le schéma de la reconstitution géométrique, le schéma '*donor-acceptor*', le schéma explicite et le schéma implicite. Ainsi, une interface peut être calculée de différentes manières dont celles présentées à la Fig.2-6 :



Forme réelle de l'interface	*Forme de l'interface représentée par le schéma 'donor-acceptor' (schéma SLIC).*	*Forme de l'interface représentée par une reconstruction géométrique (schéma PLIC)*

Figure 2-6 : Différentes formes de l'interface pour le calcul VOF.

L'application standard du VOF se fait surtout pour les écoulements à surface libre ou autour d'un obstacle. Néanmoins, il est de plus en plus utilisé dans les codes de calculs des écoulements cavitants.

La différence entre les divers modèles VOF consiste dans la façon de calculer la forme géométrique de l'interface dans une cellule. On peut citer le VOF SLIC (*Simple Line Interface Calculation* dans lequel la reconstitution de l'interface se fait par des segments horizontaux ou verticaux), le VOF PLIC (*Piecewise Linear Interface Segments* dans lequel reconstitution de l'interface est effectuée par des lignes droites d'inclinaisons arbitraires déduites de la distribution du liquide dans les cellules avoisinantes), et le VOF LSM (*Least Squares Methods*, [Pilliod et Puckett 1998]).

Parmi les limitations du VOF, on peut citer le fait que tous les volumes de contrôle doivent être remplis par l'une des phases présentes dans l'écoulement sinon par une combinaison de ces phases ; le VOF ne permet donc pas d'avoir des cellules vides. Il ne peut également pas être utilisé dans le cas des écoulements non visqueux et il présente des difficultés à être utilisé avec certains modèles de turbulence (dont notamment le *LES*). Par ailleurs, dans le cas d'un écart

important entre les vitesses (ou les températures) des différentes phases, la précision du VOF peut être affectée près de l'interface.

4-4-4- Extension du VOF pour la simulation des écoulements cavitants

Le VOF est un modèle de calcul de la dynamique des interfaces entre les fluides. Dans le cas où une interface constitue l'enveloppe d'une poche cavitante et que celle-ci délimite une phase gazeuse dont la dynamique des gaz est étudiée, le VOF devient alors un modèle de cavitation pouvant être selon les hypothèses simplificatrices, monophasique ou diphasique.

Nous présentons à titre d'exemple l'extension effectuée par [Sauer et al. 2000] et [Sauer et Schnerr 2000] au modèle VOF afin de traquer la position de l'interface liquide / vapeur dans les écoulements cavitants. Ce modèle a été implémenté dans le code commercial *CNS3D* et a fait preuve de stabilité et de précision en 2D pour certaines applications. Il est basé sur la technique VOF et un modèle de prédiction, de la formation, de l'implosion et de la dynamique des bulles.

Ce procédé conduit à une distribution de la vapeur dépendant du temps et modélisée par inclusion d'un terme source de vapeur dans l'équation de transport de la fraction de vide (Eq. (2-46) où α_q représenterait la fraction du vide). Ce modèle a été appliqué à la simulation d'un écoulement cavitant dans une tuyère, ainsi qu'autour d'un profil NACA 0015 [Sauer et Schnerr 2000] puis à la modélisation d'une pompe radiale [Frobenius et al. 2003]. Il permet de simuler certains aspects particuliers des écoulements cavitants tels que la formation cyclique des nuages cavitants, la formation du jet-rentrant et l'existence de pics locaux de pression hydrodynamique dus à l'implosion des bulles ('*Bubble cloud collapse*').

Ainsi, une maille contenue dans le volume étudié, peut contenir uniquement du liquide et sa densité sera alors $\rho=\rho_l$, de la vapeur uniquement et sa densité sera $\rho=\rho_v$ ou un mélange des deux et la densité est dans ce cas une combinaison de ρ_v et ρ_l :

$$\rho = \alpha_v \rho_v + (1-\alpha_v)\rho_l \tag{2-53}$$

Etant dans les mailles à vapeur pure ou à liquide pur, la résolution des équations de conservation du VOF ne pose pas de problème, mais pour les mailles renfermant un mélange liquide/vapeur et correspondant donc à la phase de transition entre le liquide et la vapeur, la variation de la densité est si importante qu'il devient impératif de faire appel à des techniques numériques spéciales pour la détection de l'interface telles que les techniques *'Surface-Fitting', 'Level Set', 'MAC'*, citées ci-dessus ou encore des méthodes développées en mathématiques appliquées et qui sont basées sur l'interférométrie, sur les techniques optiques, etc.. Or dans le cas d'écoulements cavitants, il n'y a pas d'interface proprement dite entre les phases liquide pure et vapeur pure, mais une zone de transition. Ces techniques de détection d'interface ne sont donc pas adaptées à ce genre d'écoulement d'autant plus qu'à cause de l'énorme nombre de bulles dans l'écoulement, les parois des bulles (qui peuvent par simplification être considérées comme des interfaces) sont innombrables et le temps de calculs sera alors conséquent. On a alors souvent recours à la méthode initialement développée par [Hirt et Nichols en 1981] et appelée '*donor-acceptor*' ou méthode standard. Depuis, plusieurs améliorations ont été apportées à cet algorithme afin d'en assurer la stabilité et la précision pour des interfaces de plus en plus compliquées et en combinant des méthodes Lagrangienne et Eulérienne (et non pas uniquement Lagrangienne comme c'était le cas initialement), [Barkhadarov 2003].

Dans le modèle de [Sauer et al. 2000], l'interface est déterminée par le modèle VOF développé par Hirt et Nichols, en étudiant l'écoulement à l'échelle microscopique et non pas à l'échelle macroscopique comme c'est le cas de plusieurs autres modèles de cavitation (Fig.2-7) :

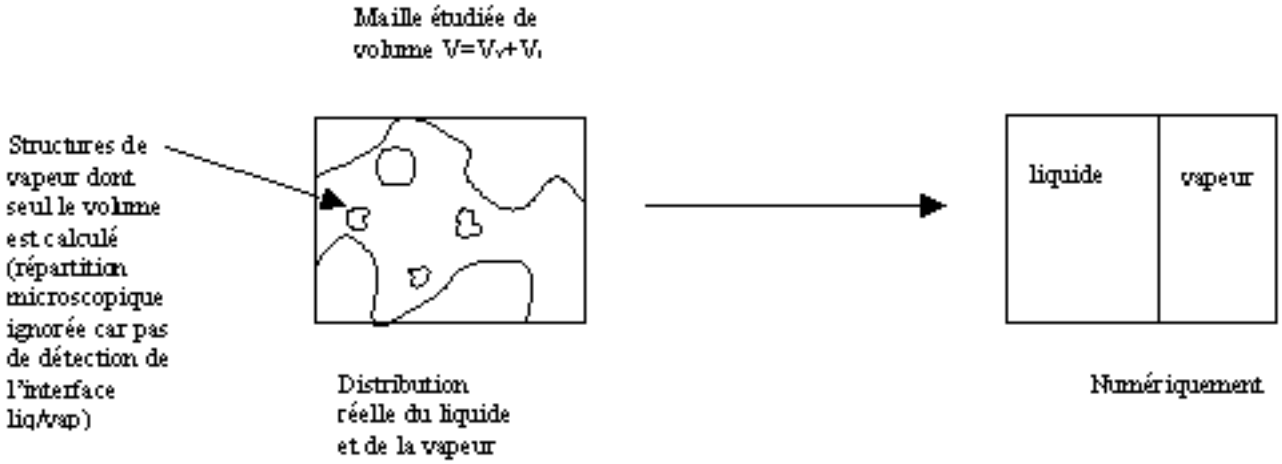


Figure 2-7– Echelle macroscopique : paramètres et grandeurs physiques constants dans la maille de calcul.

Les écoulements cavitants incluent une phase de transition entre la phase liquide et la phase vapeur. La fraction volumique de la vapeur est donnée par l'équation suivante :

$$\alpha_v = \frac{V_v}{V_{cell}} = \frac{N_B \frac{4}{3}\pi R_B^3}{V_v + V_l} = \frac{n_0 \frac{4}{3}\pi R_B^3}{1 + n_0 \frac{4}{3}\pi R_B^3} \tag{2-54}$$

V_{cell} et V_v sont respectivement le volume d'une cellule et le volume de la vapeur qu'elle contient, N_B est le nombre de bulles dans la cellule, R_B est le rayon des bulles et n_0 la densité en bulles par unité de volume de liquide pur (n_0 de l'ordre de 10^8 bulles / m^3 d'eau). On a donc supposé ici que les structures de vapeur sont des sphères (de rayon R_B et de volume $4/3\pi R_B^3$), ce qui constitue une hypothèse courante dans les modèles de cavitation.

Le champs de vitesse n'est plus à divergence nulle en écoulement incompressible :

$$\nabla.\vec{u} = -\frac{\rho_v - \rho_l}{\alpha_v \rho_v + (1-\alpha_v)\rho_l}\frac{d\alpha_v}{dt} \tag{2-55}$$

L'équation de transport de la fraction du vide qui s'écrit à l'origine sous la forme de l'équation (2-46) comporte, pour tenir compte de la cavitation, un terme source de production de vapeur :

$$\frac{\partial \alpha_v}{\partial t} + \frac{\partial(\alpha_v u_i)}{\partial x_i} = \underbrace{\dot{m}_v = \frac{n_0}{1 + n_0 \frac{4}{3}\pi R^3}\frac{d}{dt}\left(\frac{4}{3}\pi R^3\right)}_{\text{génération de vapeur}} \tag{2-56}$$

L'équation de quantité de mouvement est :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\vec{u}_i)+\frac{\partial}{\partial x_i}(\rho\vec{u}_i\vec{u}_j)=-\frac{\partial P}{\partial x_i}+\frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \tag{2-57}$$

Le modèle utilise en plus l'équation (2-45) du modèle de Rayleigh-Plesset simplifié.

On aboutit alors, après substitutions, à la forme non-conservative suivante de l'équation de continuité :

$$\frac{\partial \vec{u}_i}{\partial x_i}=-\frac{1}{\rho}\left(\frac{\partial \rho}{\partial t}+\vec{u}_i\frac{\partial \rho}{\partial x_i}\right)\approx\frac{\rho_l-\rho_v}{\rho}\frac{d\alpha}{dt}=\frac{4\pi n_0 R_B^2\dot{R}_B}{1+n_0\frac{4}{3}\pi R_B^3} \tag{2-58}$$

Par ailleurs, ce modèle fait également appel à la notion d'enthalpie de mélange h (introduite par [Avva 1995]) afin de déterminer les changements de température occasionnés par la cavitation :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho h)+\frac{\partial}{\partial x_i}(\rho h u_i)=\frac{dP}{dt}$$

avec $\begin{cases} h=\dfrac{\alpha_v\rho_v h_v+(1-\alpha_v)\rho_l h_l}{\rho} \\ h_v=C_{p,v}T+L_v h_l=C_{p,l}T \end{cases}$ (L_v étant la chaleur latente de vaporisation).

Ce modèle a été appliqué à un écoulement cavitant autour d'un obstacle (Fig. 2-8), à une tuyère (Fig. 2-9) et à un profil NACA 015 (Fig. 2-10) [Sauer et al. 2000].

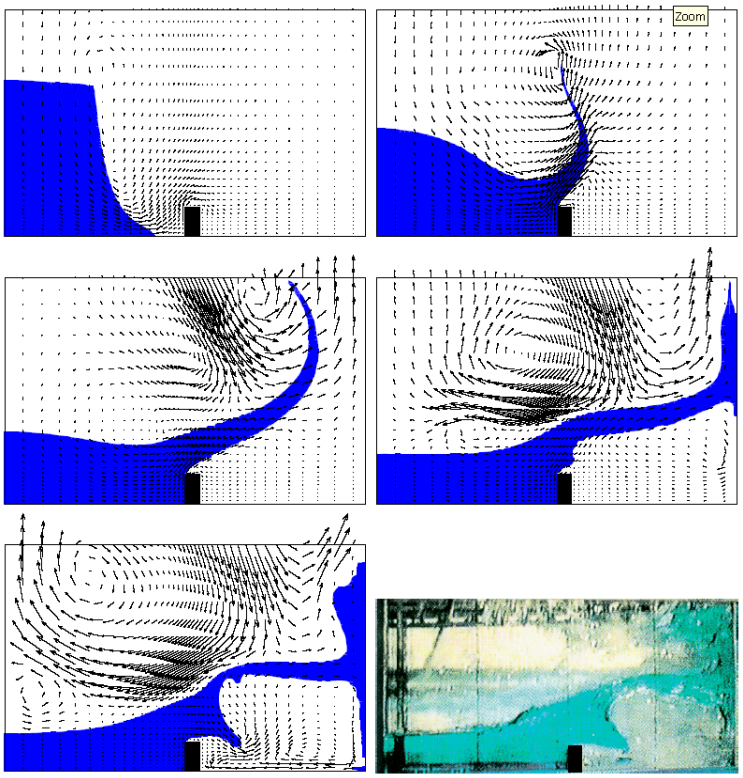


Figure 2-8 : Application à un obstacle [Sauer et al. 2000].

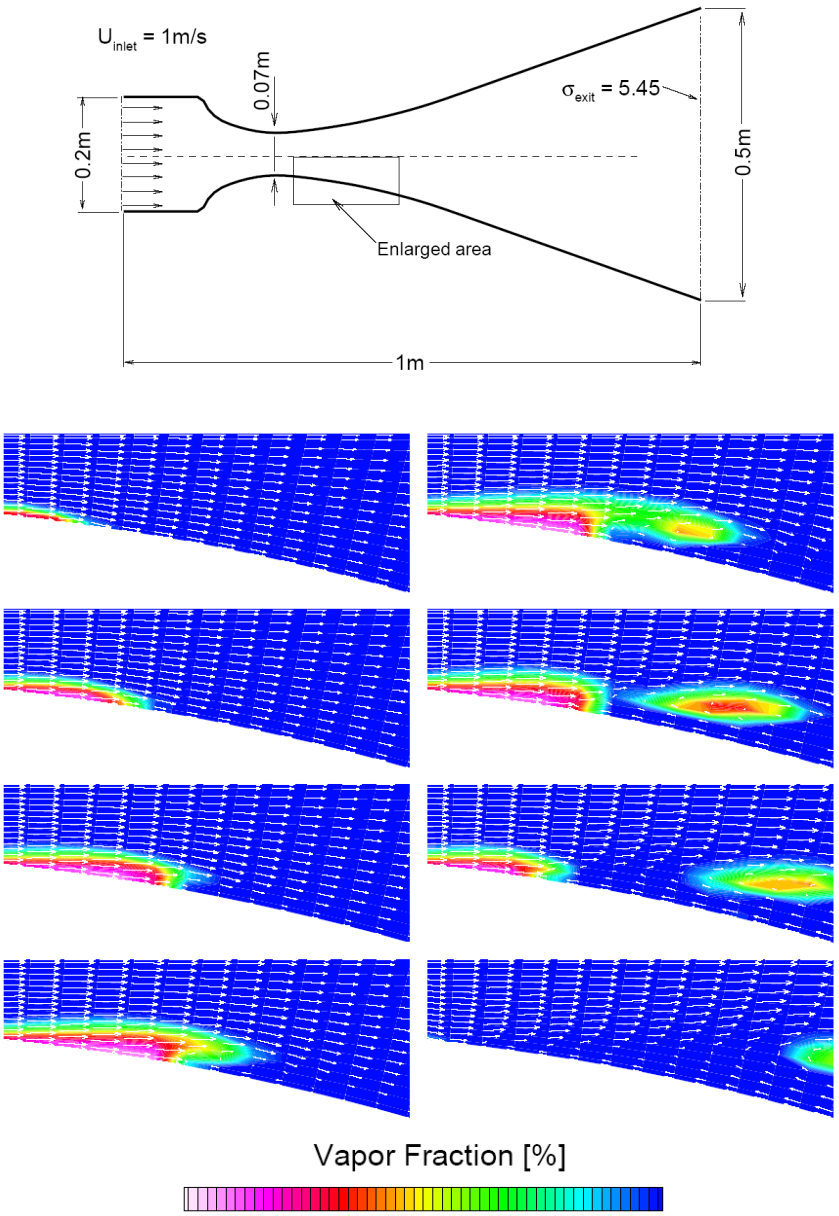


Figure 2-9 : Application à la tuyère : formation du jet-rentrant, fraction de vapeur et champ de vitesse [Sauer et al. 2000].

Ce même profil NACA a été testé expérimentalement, dans les mêmes conditions par, Keller et Arndt en 1995 [dans Sauer et al. 2000]. La figure 2-10 montre la distribution de la fraction de vapeur durant un cycle de formation et les destructions périodiques de la phase vapeur.

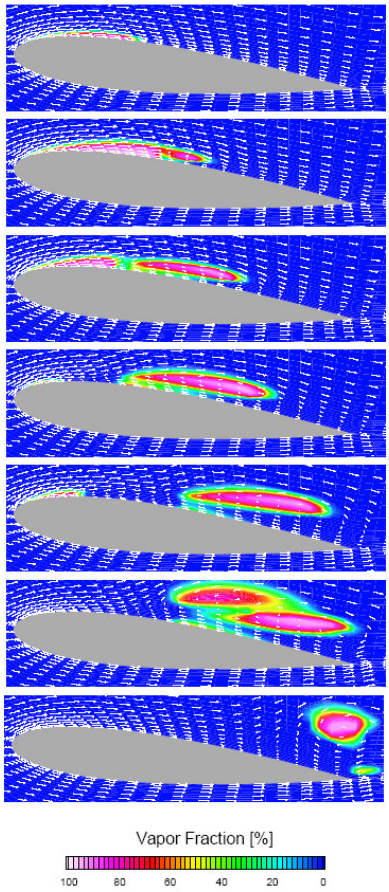


Figure 2-10 : Application au profil NACA 0015 : fraction de vapeur et champ de vitesse [Sauer et al. 2000].

Tel que le montre cette figure, une première poche se forme au bord d'attaque puis s'étend vers l'aval, une deuxième apparaît un peu plus bas et fusionne avec la première avant d'imploser près du bord de fuite. La portance (hors cavitation) de ce profil a été évaluée à 7300 N et la traînée à 0 N. En écoulement cavitant, la moyenne temporelle de la portance n'est plus que de 4200 N et celle de la traînée atteint les 750 N. Ces prédictions sont conformes aux résultats expérimentaux de Keller et Arndt [1995 dans Sauer et al. 2000].

CNS3D a été également utilisé par [Frobenius et al. 2002] pour simuler les écoulements cavitants dans une pompe centrifuge à 5 pales, sans volute (afin d'éviter les instabilités que génèrerait le bec de la volute). Pour cela, ils ont généré un maillage de 80.000 nœuds par passage de pales et réalisé des simulations à Q/Q_N =0.8, 1 et 1.15. Ils ont conclu que pour les débits partiels ($Q<0.8\times Q_N$), la cavitation tournante a lieu et que l'écoulement cavitant devient fortement dépendant du temps et les effets de la turbulence deviennent plus importants.

Afin de comparer les résultats numériques et expérimentaux, des courbes (Fig. 2-11) donnant la hauteur énergétique H ($H = \frac{P_{t,2} - P_{t,1}}{\rho g}$) en fonction du *NPSH* ont été tracées. H est calculée à partir des résultats de calcul de la pression totale à l'entrée et la pression totale à la sortie moyennées avec la masse.

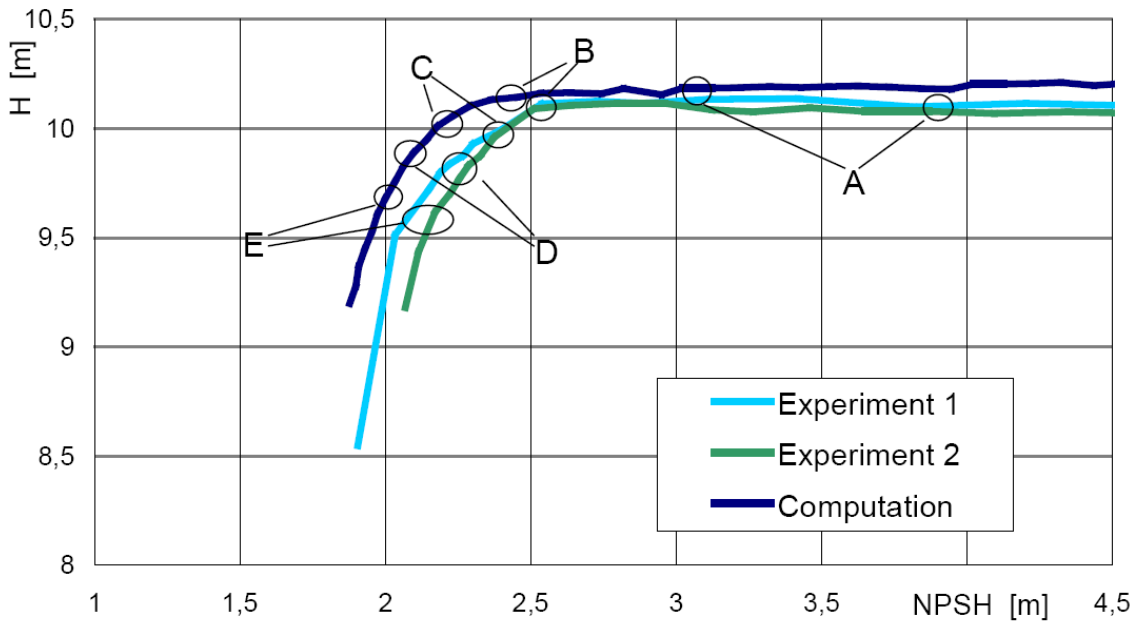


Figure 2-11 : Comparaison au débit nominal des résultats de simulations numériques avec deux séries différentes de mesures expérimentales [Frobenius et al. 2002].

Pour l'écoulement hors cavitation, la valeur prédite pour la hauteur est de 20% supérieure à celle qui a été mesurée. De façon générale, la différence entre les courbes de chute de pression prédites et calculées est globalement correcte. *CNS3D* sous-estime le *NPSH* de chute des performances (*NPSH* critique).

Par ailleurs, les valeurs prédites pour $NPSH_{3\%}$ et $NPSH_{initiation}$ sont bien corrélées avec les valeurs expérimentales, même si l'initiation de la cavitation est sous-estimée dans tous les cas de débit. Ceci est essentiellement dû à la simulation de l'écoulement en tant qu'une seule phase, ce qui prédit de façon incorrecte le changement (important) de direction de l'écoulement : de la direction axiale à la direction radiale à l'amont des pales.

De plus, le modèle utilisé ne prédit pas les tourbillons qui se forment près du bord d'attaque sur la face en dépression et qui sont dus aux petites poches de gaz contenues dans le fluide amont. Ces tourbillons affectent la cinématique de l'écoulement en modifiant entre autres l'angle d'attaque du fluide sur le bord d'attaque.

[Frobenius et al. 2002] comparent également le paramètre de Thoma qu'ils calculent, à celui qu'ils mesurent :

$$\sigma = \frac{P - P_V}{\frac{1}{2}\rho U_{ref}^2}$$

où P est la pression statique, P_V est la pression de vapeur saturante et U_{ref} la vitesse périphérique à la sortie de la pale (Fig. 2-12).

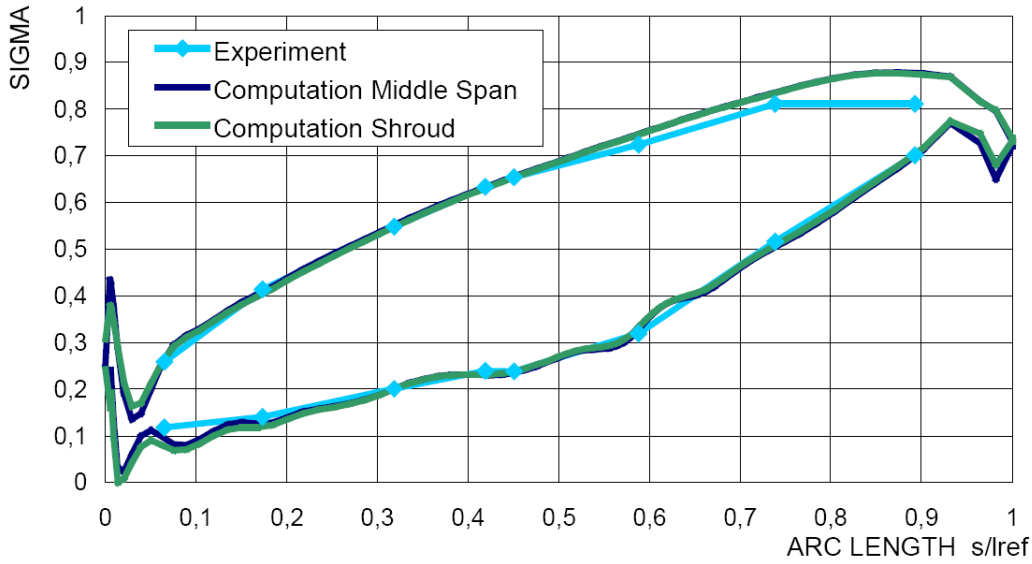


Figure. 2-12 : Comparaison de résultats numériques et expérimentaux relatifs à la distribution de pression sur la longueur (normalisée) des pales au moment de l'initiation de la cavitation [Frobenius et al. 2002].

Ils montrent que la distribution de la pression est bien simulée sur la face en dépression mais pas sur celle en pression, et expliquent ceci par le fait qu'une seule partie du diffuseur radial a été prise en considération dans les simulations.

En comparant les poches de cavitation prédites numériquement à celles qui ont été photographiées expérimentalement, [Frobenius et al. 2002] constatent que les poches prédites sur la face en dépression sont plus épaisses et moins longues que celles observées lors des mesures expérimentales.

4-5- Modèles diphasiques

Rappelons que nous avons classé les modèles de cavitation en modèles pour la dynamique des bulles, modèles à interface, modèles du jet-rentrant, modèles uniphasiques et modèles diphasiques. Les trois premiers étant décrits dans les paragraphes précédents de la section 4 de ce chapitre, dans ce qui suit nous traiterons les modèles diphasiques.

Ces modèles à deux phases sont également appelés modèles 2-fluides. Ils sont basés sur l'hypothèse selon laquelle le fluide peut être présent à la fois à l'état liquide et à l'état vapeur. La vapeur est caractérisée par sa densité ρ_v et le liquide par sa densité ρ_l. Chaque phase étant compressible, la connaissance de la loi d'état de chaque fluide pur est primordiale pour le calcul de ρ_v et ρ_l. Ces lois d'état doivent tenir compte des effets d'attraction et de répulsion moléculaires et sont d'autant plus complexes lorsque le liquide est en présence de sa vapeur. A chaque nœud du maillage, les inconnues sont calculées pour les deux phases et moyennées sur le volume occupé par le liquide et le gaz respectivement. Si on ne tient pas compte de l'équation de l'énergie, le nombre d'équations de conservation est égal à 4. Les modèles diphasiques sont basés sur les équations suivantes :

- les équations de conservation de masse et de quantité de mouvement pour les phases vapeur et liquide résolues séparément en quantifiant les échanges de masse, de quantité de mouvement et éventuellement d'énergie entre ces deux phases ;

- un modèle de dynamique des bulles si on veut tenir compte de ces dernières dans l'écoulement ;

- un modèle de turbulence.

Dans certains modèles, on ajoute à ces équations une équation de fraction volumique telle que celle du modèle VOF afin de faciliter la résolution.

En plus des inconnues relatives à la turbulence (tenseur de Reynolds, ….) et celles d'une éventuelle équation pour la dynamique des bulles de gaz non condensable, les inconnues du problème sont les vecteurs vitesse de la vapeur et du liquide $\vec{U}_v$ et $\vec{U}_l$, les pressions de la vapeur et du liquide P_v et P_l et la fraction massique de la vapeur α_v. On a donc 9 inconnues et on dispose de 9 équations :

- 1 équation de conservation de masse pour la phase vapeur :

$$\frac{\partial(\alpha_v \rho_v)}{\partial t} + \frac{\partial(\alpha_v \rho_v \vec{U}_{v_i})}{\partial x_i} = \dot{m}_v \tag{2-59}$$

- 1 équation de conservation de masse pour la phase liquide :

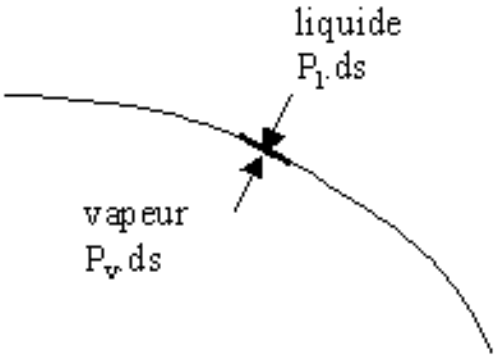
$$\frac{\partial((1-\alpha_v)\rho_l)}{\partial t} + \frac{\partial\left((1-\alpha_v)\rho_l \vec{U}_{l_i}\right)}{\partial x_i} = \dot{m}_l \tag{2-60}$$

- 6 équations scalaires résultant des 2 équations vectorielles de quantité de mouvement pour les 2 phases :

$$\frac{\partial(\rho_v \vec{U}_{v_i})}{\partial t} + \frac{\partial(\alpha_v \rho_v \vec{U}_{v_j} \vec{U}_{v_i})}{\partial x_i} = -\frac{\partial P_v}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{v_{ij}}}{\partial x_i} \qquad \text{(2-61-a)}$$

$$\frac{\partial(\rho_l \vec{U}_{l_i})}{\partial t} + \frac{\partial\left((1-\alpha_v)\rho_l \vec{U}_{l_j} \vec{U}_{l_i}\right)}{\partial x_i} = -\frac{\partial P_l}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{l_{ij}}}{\partial x_i} \qquad \text{(2-61-b)}$$

▫ 1 équation découlant de l'hypothèse simplificatrice (adoptée dans la plupart des modèles diphasiques) qui s'applique pour les fluides non visqueux, à l'interface liquide / vapeur : on néglige la tension superficielle, ce qui implique qu'il ne reste que les efforts dus aux forces normales associées à la pression, et que ces efforts sont égaux. Il en découle une égalité entre les pression des phases vapeur et liquide de part et d'autre de l'interface : P_v=P_l).



Parmi les modèles diphasiques les plus récents figurent :

◊ le modèle de [Sauer et Schnerr, 2000] qui est diphasique mais qui présente la particularité de modéliser la phase de transition qui est entre la phase vapeur et la phase liquide. Ce modèle simule les poches, attachées et non attachées;

◊ le modèle de [Senocak et Shyy, 2001] ;

◊ le modèle de [Abgrall et Saurel, 2003] dans lequel ont été injectées les lois d'état pour modèles diphasiques de [Le Métayer, Massoni et Saurel, 2004].

4-6- Les modèles uni-phasiques

Le modèle utilisé dans le cadre de ce travail appartient à cette catégorie de modèles de cavitation. Ces modèles uni-phasiques se distinguent par leur degré de complexité qui est essentiellement dépendant du nombre ainsi que du type des hypothèses simplificatrices adoptées.

Ces modèles à une phase ne prennent en considération qu'un seul fluide. Ce dernier est considéré comme un **mélange homogène** caractérisé par sa densité ρ_m qui varie dans le domaine de calcul (en respectant une certaine loi d'état dans la plupart des cas). Quand la densité ρ_m dans une cellule de calcul est égale à celle du liquide, toute la cellule est alors supposée être occupée par du liquide et de même pour la vapeur. Entre ces deux valeurs extrêmes, la cellule est occupée par le mélange liquide/vapeur considéré comme étant un seul fluide [Delannoy et Kueny 1990]. Cette approche constitue un moyen simple pour intégrer un module de cavitation dans un code de calcul, vu qu'à part les données relatives à l'équilibre des phases, aucune constante empirique n'est nécessaire au modèle.

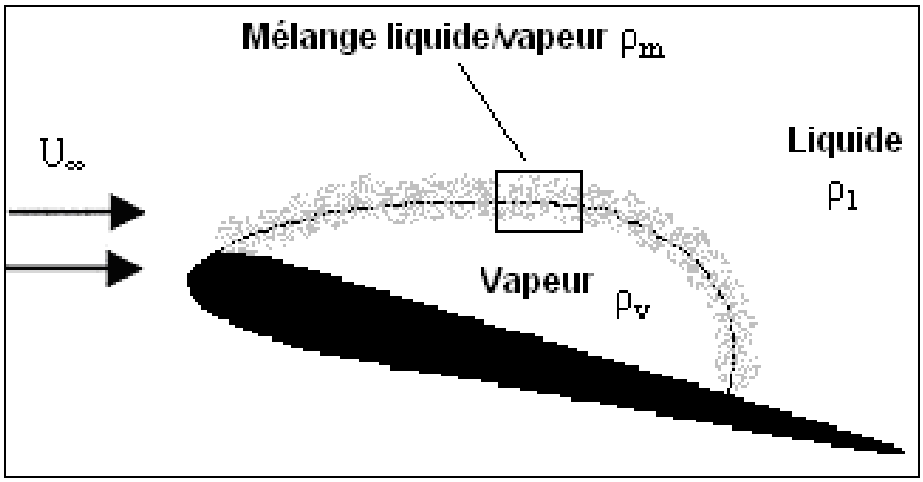


Figure 2-13 – Représentation d'une poche cavitante dans la théorie de l'écoulement homogène.

La fraction de vide est considérée dans presque tous les modèles uni-phasiques comme étant le taux (local) de vapeur dans le mélange, et l'interface liquide/vapeur constituant la limite de la structure cavitante est considérée à l'état d'équilibre [Merkle et al. 1998].

La résolution des équations régissant l'écoulement cavitant dans les modèles uni-phasiques est basée sur les équations de conservation de masse et de quantité de mouvement écrites pour chaque élément de volume (pour une seule phase fictive, composée d'un mélange gaz/vapeur), avec une équation d'état appliquée avec l'hypothèse d'équilibre thermodynamique entre la poche et le liquide qui l'entoure. Ces deux phases sont donc gérées par une dynamique commune, éliminant ainsi la vitesse de glissement entre le liquide et la vapeur. On obtient donc un fluide moyen de densité associée :

$$\rho_m = \rho_v \alpha_v + \rho_l \alpha_l \tag{2-62}$$

et de vitesse moyenne associée :

$$\rho_m \vec{U} = \rho_v \alpha_v \vec{U}_v + (1-\alpha_v)\rho_l \vec{U}_l \qquad (2\text{-}63)$$

$\alpha_v=1-\alpha_l$ en négligeant la phase gaz non condensable. L'équation d'état la plus utilisée est une relation barotropique du genre : $P=f(\rho_m)$.

En plus de ces équations et des hypothèses simplificatrices déjà adoptées, on admettait - dans la première générations de modèles uni-phasiques- que la condensation et la vaporisation du fluide se font selon un certain 'chemin thermodynamique' (par exemple à enthalpie constante ou à entropie constante).

Considérons l'exemple du modèle monophasique de [Singhal et al. 2002] que ces auteurs qualifient de 'complet' ('***Full cavitation model***') car il tient compte des trois aspects suivants :

a) la formation et le transport des bulles de vapeur ;

b) les fluctuations turbulentes de la pression et de la vitesse ;

c) la quantité de gaz non-condensable qui est dissoute dans le liquide environnant.

Ce modèle a été intégré dans le module de cavitation du code commercial *FLUENT 6*. [Singhal et al. 2002] ont également intégré leur modèle dans le code commercial *CFD-ACE+*, basé sur les hypothèses et théories suivantes :

- l'approche *EVET* ('*Equal-Velocity-Equal-Temperature'*) pour laquelle ils sont actuellement entrain de réaliser une extension aux écoulements non isothermes;

- les équations de Navier-Stokes avec comme variable la densité du fluide;

- une forme réduite de l'équation de Rayleigh-Plesset;

- un modèle de turbulence conventionnel : tel que le k-ε;

- l'équation de transport de la fraction massique de la vapeur y_V .

Néanmoins, précisons qu'un modèle ne serait complet que s'il décrit en plus de ceci, la phase de transition (instationnaire) séparant le passage de la phase liquide à la phase vapeur et réciproquement, or ceci nécessiterait la caractérisation de phénomènes physiques liés à la transition : tels que la transition de la chaleur, l'évolution de la température à l'interface, la tension de surface, la compressibilité de la vapeur et celle du mélange, l'interface bulle/bulle, les interactions turbulentes à l'interface, (…) or, il n'existe actuellement aucun modèle de cavitation qui tienne compte de tous ces aspects.

Inconvénients des modèles uni-phasiques

Les inconvénients de ces modèles dépendent des simplifications qui y sont adoptées ainsi que du degré de complexité de modélisation des différents phénomènes physiques. Certains modèles uni-phasiques sont basés sur l'hypothèse d**'équilibre thermique.** L'inconvénients de cette hypothèse est qu'elle commence à ne plus être valable pour le cas où l'accélération du

fluide est importante. Dans de tels écoulements, les termes de transferts de masse et de chaleur entre les phases varient beaucoup plus lentement que les gradients de pression.

Par ailleurs, certains modèles uni-phasiques supposent que l'**équilibre thermodynamique** est réalisé à tout moment. Or, dans la réalité et lors d'un processus d'expansion, les transferts de chaleur et de masse entre les phases ne suivent pas les conditions d'équilibre. En effet, l'expansion est un processus rapide et la vaporisation nécessite une grande quantité d'énergie (à prélever du fluide environnant).

Du point de vue de la modélisation, un modèle basé sur l'hypothèse d'équilibre thermodynamique surestime les gradients de densité du mélange. La conséquence en est une divergence probable dans le cas où le rapport de densité du fluide par celle de la vapeur est trop important.

Avec un rapport densité du fluide/densité de la vapeur important, la formation de vapeur est très privilégiée et donc il ne peut plus y avoir d'équilibre entre les phases car de grandes quantités de liquide doivent être vaporisées afin de compenser l'augmentation du volume de la phase vapeur. Ceci augmenterait la quantité d'énergie qui doit être prélevée au liquide environnant pour assurer la vaporisation, et résulterait en un important élargissement des couches limites thermiques. Ce processus devient prépondérant quand on opère à haute température et on pourrait observer une réduction de la poche cavitante.

Il en résulterait une convergence difficile et une difficulté à manipuler les écoulements compressibles, les zones de transition entre liquide et vapeur et les zones à liquide pur ou à vapeur pure ; les processus doivent être initiés dans une zone de liquide pur, par hypothèse. A tout ceci, il faut ajouter pour certains modèles les inconvénients suivants (qui peuvent concerner certains modèles et pas d'autres :

- Le degré de rapidité des processus de vaporisation et de condensation est imposé par l'opérateur.

- Le degré de développement des couches limites thermiques est imposé par l'opérateur.

- Le degré de développement des échanges thermiques est imposé par l'opérateur.

- Absence d'impact de la poche sur la cinématique de l'écoulement et réciproquement.

- A température élevée, la couche limite thermique augmente dans la poche cavitante, ce qui génère des instabilités numériques (car si T augmente, le rapport ρ_l/ρ_v augmente).

- L'hypothèse d'équilibre thermodynamique induit une surestimation du gradient de densité du mélange et donc une divergence des calculs si ρ_l/ρ_v devient important.

- L'hypothèse d'équilibre thermique implique des gradients de pression excessivement grands, ce qui rend la résolution numérique difficile.

4-7- Modélisation des termes sources dans les équations de conservation de la masse

Le lien ente les termes sources apparaissant dans les équations de conservation des phases vapeur et liquide (Eq. (2-46) et Eq. (2-56)), et le transfert de masse entre la vapeur et le liquide a été initialement introduit par [Merkle et al. 1998]. Ces auteurs ont pris exemple sur les écoulements en milieux réactionnels. [Kunz et al. 1999] ont repris le même principe pour modéliser les transferts de masse à travers des coefficients de production et de destruction de la phase liquide comme étant des processus inter-faciaux, i.e. finis et limités. Ils ont détaillé les processus d'évaporation et de condensation en introduisant respectivement les quantités $\dot{m}^-$ et $\dot{m}^+$ qui peuvent aussi bien apparaître dans des modèles de cavitation uni-phasiques (comme c'est d'ailleurs le cas du modèle utilisé au cours de ce travail), que dans des modèles multi-phasiques :

$\dot{m}^- = \dfrac{C_{destruction}\rho_l\alpha_l \,.\, MIN\,[0\,,\, P - P_V\,]}{\dfrac{1}{2}.\dfrac{\rho_l U^2_\infty}{t_\infty}}$: taux de disparition de la phase liquide par vaporisation,

$\dot{m}^+ = \dfrac{C_{production}\rho_l\alpha_l^2(1-\alpha_l)}{t_\infty}$: taux d'apparition du liquide par condensation.

où $t_\infty = l/U_T$, représente un temps moyen de l'écoulement et l est la longueur de la corde du profil. $C_{destrcution}$ et $C_{production}$ sont des constantes empiriques du modèle (C_{dest} est de l'ordre de 10^2, C_{prod} est de l'ordre de 10^3). Ils permettent d'introduire la notion de vitesses de destruction et de production de la vapeur. Leurs valeurs varient selon les auteurs [Kunz et al. 1999, Medvitz et al. 2002, Singhal et al. 2002, etc.].

Ces coefficients de production et de destruction ont été principalement introduits pour trois raisons :

- éliminer les zones à pression calculée négative,

- obtenir une pression minimale égale à la pression de vapeur saturante P_V au pire des cas,

- introduire une notion de sensibilité vis-à-vis de la pression.

Ils doivent vérifier deux inégalités :

$$C_{dest} < C_{prod} \qquad \text{et} \qquad 0.1 \times C_{prod} < C_{dest} < C_{prod}.$$

Remarquons toutefois que cette formulation avec les coefficients de production et de destruction suppose que dans le régime d'écoulement des bulles, le taux de changement de phase est proportionnel à U_∞^2, or dans la majorité des écoulements diphasiques, cette dépendance en U_∞ est linéaire.

Cette modélisation a été notamment reprise par [Medvitz et al. 2002] lors du développement du modèle cavitant du code commercial *UNCLE-M*, qui représente une extension du code uni-phasique *UNCLE* développé par [Arabshahi et al. 1995].

Une approche plus simple est d'utiliser au lieu de $\dot{m}^-$ et $\dot{m}^+$, des lois d'état reliant la densité à la pression $\rho=f(P,T)$ tel qu'on le verra dans le paragraphe qui suit.

4-8- Les lois d'état

En thermodynamique classique, pour représenter l'état d'un fluide pur, deux variables parmi les cinq suivantes suffisent : la pression, la température, le volume massique, l'entropie et l'énergie interne. Une loi d'état se définit alors comme étant une relation permettant de relier trois de ces variables entre elles tout en étant fonction du milieu à représenter. A titre d'exemple, dans le cas où le milieu est caractérisé par une cavitation, la loi d'état devrait reproduire non seulement le comportement de chaque fluide pur, mais également le comportement du mélange diphasique.

En supposant l'écoulement cavitant isotherme (i.e. barotropique), la densité d'un mélange $\rho=\rho_l\alpha_l+\rho_v\alpha_v$ peut s'exprimer simplement comme fonction de la pression locale. [Delannoy et Kueny 1990] ont été les pionniers d'un tel raisonnement. Ils ont établi que la compressibilité de la vapeur et du liquide n'est pas importante -sauf durant la phase finale d'implosion- et ont par conséquence admis trois états pour la densité du mélange : deux états incompressibles extrêmes (liquide pur ou vapeur pure) et un état de transition régi par une loi $\rho=f(P)$. [Chen et Heister 1996] ont introduit une relation entre la densité, le temps et la pression :

$$\frac{\mathrm{D}\rho}{\mathrm{Dt}} = C(P - P_V) \tag{2-64}$$

dans laquelle C est une constante. Quant à [Song et He 1998], ils ont mis au point une relation polynomiale d'ordre 5 afin de simuler les processus cavitants :

$$\rho = \sum_{i=0}^{5} C_i P^i \tag{2-65}$$

dans laquelle C_i sont des coefficients choisis de sorte que la densité baisse considérablement dès que la pression devient inférieure à la valeur critique P_V.

Parmi les autres lois d'état également utilisées dans les modèles de cavitation, on peut citer:

- L'hypothèse des gaz parfaits qui peut être appliquée pour la vapeur et les gaz non-condensables;

- Les lois d'état caloriques $P=P(v,e)$ du type MieGrüneisen et plus particulièrement du type « *Stiffened Gas* » pour les modèles diphasiques et dont la formulation contient les principales propriétés de chaque fluide pur : les effets d'attraction et de répulsion moléculaire [Le Métayer et al. 2004] :

$$P=(\gamma-1)(e-q)/v -\gamma P_\infty \tag{2-66}$$

où *P, v, e* et *q* sont respectivement la pression, le volume massique, l'énergie interne et l'énergie de formation du fluide considéré. Les paramètres γ, P_∞ et *q* sont des coefficients constants traduisant les propriétés thermodynamiques du fluide. Le terme $(\gamma-1)(e-q)/v$ traduit un effet répulsif lié à l'agitation moléculaire et le terme γP_∞ traduit les effets d'attraction assurant la cohésion de la matière.

- L'équation de Tait pour la phase fluide si la compressibilité est importante;

- L'équation de Sanchez-Lacombe. Cette équation est largement utilisée ; elle constitue un bon compromis entre le temps de calcul et la qualité des résultats fournis, surtout au niveau de l'équilibre liquide-vapeur ;

- L'équation d'état de Peng-Robinson ;

- L'hypothèse de la constance de la densité de la vapeur pour les problèmes à faible vitesse;

- L'hypothèse de faible compressibilité du fluide et donc de la constance de sa densité.

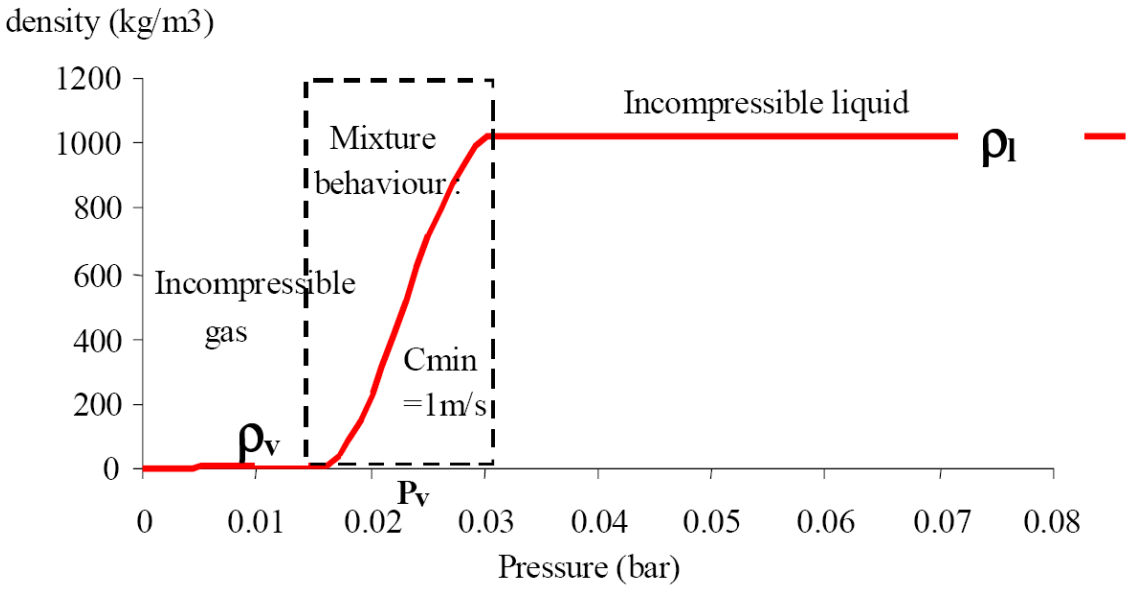


Figure 2-14 : Loi barotropique de Reboud ρ(P) pour l'eau [d'après Coutier-Delgosha et al. 2000].

- La loi barotropique de Reboud (Fig. 2-14); dans laquelle ρ est égale soit à la densité du liquide, soit à celle de la vapeur. Ces deux valeurs extrêmes sont reliées par une courbe dont la pente correspond à l'inverse du carré de la vitesse du son dans le mélange A_{min} et est déterminé empiriquement. Toute la difficulté de ce modèle réside dans le calcul de cette vitesse dont l'expression varie selon le fait qu'on néglige ou pas le transport de chaleur.

Cette loi est utilisée dans le code *FINE/TURBO* développé par *NUMECA* pour les écoulements instationnaires tridimensionnels. Elle donne des résultats assez satisfaisants pour les écoulements bidimensionnels stationnaires et instationnaires [Reboud et Delannoy 1994, Reboud et al. 1998].

L'inconvénient de ces simplifications est que d'un point de vue thermodynamique, l'existence d'une relation barotopique $P=f(\rho)$ et de sa vitesse de son associée $A=(dp/d\rho)^{1/2}$

implique que certaines propriétés thermodynamiques sont considérées constantes. Dans les écoulements monophasique, ces quantités sont souvent l'entropie ou la température, tout en admettant un équilibre thermodynamique à tout instant. Dans les écoulements multiphasiques les deux phases ne sont pas en équilibre entre elles et chacune d'entre elles a en réalité sa *propre vitesse du son*.

4-9- Approche 'EVET'

L'EVET ('Equal-Velocity-Equal-Temperature') est une approche qui traduit le fait que l'écoulement est 'homogène'. C'est l'hypothèse fondamentale de plusieurs modèles de cavitation: les phases ont la même vitesse et les échanges restent isothermes. Cette hypothèse fait donc abstraction de la vitesse de glissement entre les phases ou des instationnarités pouvant affecter la poche de cavitation et qui la rendent oscillante.

L'approche EVET s'applique souvent aux systèmes étudiés parce que dans la plupart des cas, les régions à faible pression dans lesquelles la cavitation a lieu, sont aussi des régions à vitesse relativement élevée. Dans de pareilles zones à grandes vitesses, la chute de vitesses entre les phases liquides et vapeur est plutôt faible. Par ailleurs, on suppose en appliquant cette approche, que les structures cavitantes formées sont de petites tailles et sans impact sur la cinématique de l'écoulement.

5- PRESENTATION DU MODELE DE CAVITATION UTILISÉ

5-1- Introduction

Le modèle de cavitation que nous avons utilisé constitue une approche multiphasique, basée sur des équations d'un scalaire associé au volume de vapeur, un modèle de Rayleigh-Plesset simplifié pour la dynamique des bulles et une procédure de résolution numérique par volumes finis. Ce modèle de cavitation est testé sur divers inducteurs et validé par des résultats expérimentaux que nous avons effectués.

On a vu dans les parties précédentes de ce chapitre que les modèles de cavitation peuvent être répertoriés en cinq grandes classes dont la classe des modèles uni-phasiques. Ces derniers se distinguent en :

i) modèles basés sur les équations de conservation d'une seule phase avec des équations d'état et l'hypothèse d'équilibre thermodynamique entre les différentes phases pour établir les conditions du mélange de celles-ci,

ii) modèles basés sur les équations de conservation d'une phase mélange tout en modélisant les termes d'échange de chaleur/masse et quantité de mouvement entre les phases.

Il est courant dans les modèles de cavitation de considérer un **équilibre** mécanique entre les phases et de réduire ainsi le nombre d'équations de quantité de mouvement à une seule série [Avva et al. 1995, Singhal et al. 2002, Saurel et al. 1999, Bunnell et Heister 2000, Senocak et Shyy 2001, Yuan et Schnerr 2001, Medvitz et al. 2002, Ahuja et al. 2001].

Pour des descriptions en **non-équilibre** des dynamiques de changement de phase, les équations de fraction de volume sont retenues afin de pouvoir calculer les phases dans l'écoulement [VonDrike et al. 1999, Senocak et Shyy 2001, Yuan et Schnerr 2001, Medvitz, et al. 2002, Ahuja et al. 2001].

A partir de ce point, on peut procéder de plusieurs manières pour arriver à la forme finale des équations gouvernantes et ce, en fonction de la manière selon laquelle les phénomènes de micro-échelle sont traités. Il faut alors adopter des hypothèses concernant les transferts de masse et de chaleur entre les phases ainsi que la taille et la distribution des bulles de vapeur. Ces hypothèses dépendent de la nature du processus de cavitation, certaines approximations seraient plus appropriées que d'autres.

Le modèle de cavitation que nous utilisons ici est basé sur une approche selon laquelle les phases ne sont pas en équilibre entre elles (seul un équilibre thermique est assuré entre les phases), tout en adoptant des hypothèses simplificatrices afin de réduire le nombre d'équations à résoudre dans un système multiphasique. Pour des écoulements avec un faible rapport de densités liquide/vapeur, les effets de non-équilibre deviennent importants car de grandes quantités de la phase liquide doivent être vaporisées afin d'assurer l'augmentation de volume durant la cavitation. Ceci amplifie la quantité d'énergie prélevée au liquide environnant et résulte en d'importantes couches limites thermiques.

Dans ce modèle de cavitation, la fraction volumique de la vapeur est déterminée par une équation de taux, introduite dans les termes sources $\dot{m}_q$ de l'équation 2-46.

5-2- Equations de la fraction de volume

Les équations principales décrivent le processus de cavitation impliquant un système à 2 phases et 3 composantes, dans le quel on suppose qu'il y a un équilibre thermique mais pas de glissement entre les composantes. Les trois composantes de l'écoulement sont le gaz non-condensable (ou phase dispersée), le liquide et la vapeur. Les deux phases sont l'eau et sa vapeur.

La quantité relative à chaque composante est décrite par un scalaire α associé à une fraction volumique. Les indices *d*, *v* et *l* sont associés au gaz non-condensable, la vapeur et le liquide. On a :

$$\alpha_{\mathrm{d}} + \alpha_{\mathrm{v}} + \alpha_{\mathrm{l}} = 1 \tag{2-67}$$

Pour chaque composante, les fractions volumiques sont reliées aux fractions massiques *y* à travers les relations :

$$y_d = \frac{\alpha_{\mathrm{d}}\rho_{\mathrm{d}}}{\rho} \quad , \quad y_v = \frac{\alpha_{\mathrm{v}}\rho_{\mathrm{v}}}{\rho} \quad \text{et} \quad y_l = \frac{\alpha_{\mathrm{l}}\rho_{\mathrm{l}}}{\rho} \tag{2-68}$$

avec une contrainte supplémentaire :

$$y_{\mathrm{d}} + y_{\mathrm{v}} + y_{\mathrm{l}} = 1 \tag{2-69}$$

ρ_d , ρ_v et ρ_l étant les densités respectives de la phase dispersée, la vapeur et le liquide ; ρ est la densité du mélange.

Dans le cas général d'un écoulement cavitant, la compressibilité dans les régions liquide et vapeur est importante, une équation d'état est alors nécessaire pour déterminer la densité des composantes. Le choix de cette équation d'état dépend des composantes :

• pour nos calculs, la phase non condensable et la phase vapeur sont assimilées à des gaz et leurs densités sont alors déterminées par la relation des gaz parfaits en considérant les valeurs de *P* et *T* locales données par le calcul.

• Pour les problèmes à faible vitesse, la densité de la vapeur est supposée constante et est calculée aux conditions nominales de température et de pression.

• Pour le liquide : la compressibilité de l'eau n'étant pas importante, nous supposons donc que ρ_l est constante.

Nos simulations en écoulement multiphasique sont donc basées sur ce qui a été décrit ci-dessus ainsi que sur la résolution de deux équations de fractions volumiques, vu que la troisième fraction volumique résulte de la relation (2-67). Dans plusieurs problèmes de cavitation, la phase

non-condensable est bien mélangée dans la phase liquide avec une fraction massique constante : y_d. Pour nos calculs la valeur de y_d est fixée à 5.10^{-4}.

Les fractions massiques y_d et y_l peuvent donc être combinées et traitées en tant qu'une seule fraction à la quelle on associe le scalaire :

$$\alpha_{\mathrm{m}} = \alpha_{\mathrm{d}} + \alpha_{\mathrm{l}} \qquad \text{et la densité} \qquad \rho_{\mathrm{m}} = \frac{1}{\frac{(1-y_d)}{\rho_{\mathrm{l}}} + \frac{y_d}{\rho_{\mathrm{d}}}} \tag{2-70}$$

Pour la résolution, on choisit alors le scalaire α_m, ce qui conduit à une équation de conservation de la phase liquide avec le gaz non-condensable appelée '***Volume-Of-Fraction** equation*' :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_{\mathrm{m}}\alpha_m) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho_{\mathrm{m}} u_j \alpha_m) = \dot{m}_l \tag{2-71}$$

avec $\alpha_{\mathrm{v}} = 1 - \alpha_{\mathrm{m}}$.

$\dot{m}_l$ et $\dot{m}_v$ sont les termes sources (en kg/s) qui représentent les échanges de masse entre la vapeur et le liquide durant la cavitation. On adopte ici l'hypothèse selon laquelle tout le liquide perdu se transforme en vapeur et réciproquement. Ceci conduit à la relation :

$$\dot{m}_l = \dot{m}_v \tag{2-72}$$

Ces termes vont être calculés par l'équation de Rayleigh-Plesset qui décrit la dynamique d'une bulle de vapeur.

Mais de manière générale, $\dot{m}_l$ et $\dot{m}_v$ interviennent dans la plupart des modèles de cavitation. Ils sont fondés sur une approche empirique et peuvent faire intervenir les coefficients empiriques C_{dest} et C_{prod} comme cela a été décrit au paragraphe 4-7.

5-3- Equations du mélange, de la masse et de la quantité de mouvement

Vu que l'hypothèse de base du modèle est que les phases ont toutes la même vitesse, l'équation de conservation de la masse du mélange s'écrit :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_j) = 0$$

où la nouvelle densité ρ est définie par les fractions volumiques : $\rho = \rho_v \alpha_{\mathrm{v}} + \rho_m \alpha_{\mathrm{m}}$ et le champ de vitesse u_j est calculé à partir de l'équation de quantité de mouvement :

$$\frac{\partial \rho u_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_i u_j) = -\frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} - \frac{\partial p}{\partial x_i}$$

Le tenseur de déformation τ_{ij} est simplifié par l'hypothèse de fluide Newtonien.

5-4- Traitement de la turbulence

Les écoulements dans les inducteurs étant fortement turbulents, ils nécessitent donc une bonne modélisation de la turbulence afin de bien simuler les effets de mélange sur l'écoulement. La plupart des modèles de turbulence ont été développés pour une seule phase et dans des géométries très simplifiées. Peu de travaux traitent l'influence du changement de phase le long d'une surface surtout en cas d'écoulement cavitant.

Les équations de l'écoulement cavitant doivent être écrites pour chaque composante de l'écoulement : le liquide et la vapeur. A titre d'exemple, la relation donnant la viscosité effective :

$$\mu_{effe} = \mu + \mu_t \quad \text{devient} \quad \begin{cases} \mu_{effe,l} = \mu_l + \mu_{t,l} \\ \mu_{effe,v} = \mu_v + \mu_{t,v} \end{cases} \tag{2-73}$$

de même que pour le modèle k-ε : $\begin{cases} \mu_{t,l} = C_\mu \rho_l \dfrac{k_l^2}{\varepsilon_l} \\ \mu_{t,v} = C_\mu \rho_v \dfrac{k_v^2}{\varepsilon_v} \end{cases}$

Il en est de même pour les équations de k ou ε par exemple décrite par la section 3 du présent chapitre.

Formulation modifiée de la viscosité turbulente

[Orszag 1993] a introduit dans le modèle *RNG* la viscosité turbulente sous la forme :

$$\mu_t = f(\rho) C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon}$$

avec $f(\rho)=\rho$ dans le cas d'un écoulement monophasique. Pour les écoulements diphasiques en régime cavitant instationnaire, [Reboud et al. 1998] ont proposé une formulation arbitraire de $f(\rho)$ présentée par l'équation suivante :

$$\mu_t = \left[\rho_v + \left(\frac{\rho_v - \rho}{\rho_v - \rho_l} \right)^n (\rho_l - \rho_v) \right] C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \tag{2-74}$$

afin de réduire la viscosité turbulente en exprimant $f(\rho)$ en fonction des densités des phases liquide et vapeur, tout en tenant compte du fait que dans les cellules à vapeur pure $f(\rho)= \rho_v$ et dans celles à liquide pur on retrouve $f(\rho)= \rho_l$.

Pour la viscosité turbulente en écoulement instationnaire, nous avons entre autres modèles utilisé cette formulation avec n=8 et C_μ=0.09, visant à améliorer la simulation des poches de cavitation engendrant des lâchers de nuages de vapeur dans l'écoulement.

En effet, en ajustant la viscosité turbulente, on règle les caractéristiques de l'écoulement. D'une part, la viscosité turbulente agit sur la structure interne de la poche. En la réduisant donc, on permettrait à un éventuel jet-rentrant qui se forme au point de fermeture de la poche de mieux remonter l'écoulement à contre sens, au sein même de la structure de vapeur et de couper celle-ci afin de lui permettre de se détacher de la pale.

D'autre part, la viscosité turbulente agit aussi sur le transfert d'énergie vers les petites échelles, autrement dit, elle rend l'écoulement plus (respectivement moins) dissipatif en augmentant (respectivement en diminuant) le transfert d'énergie aux petits tourbillons. Par conséquent, une bonne modélisation de la viscosité turbulente implique une amélioration du calcul du flux moyen d'énergie transférée aux petites échelles qui est en relation directe avec ε, d'ailleurs, en régime stationnaire, le taux de dissipation ε de l'énergie cinétique turbulente désigne aussi la puissance qu'il faut fournir pour entretenir la turbulence.

En réduisant la viscosité turbulente, on dispose donc de plus d'énergie par dissipation, ce qui favorise la formation de petits tourbillons et leur transport dans l'écoulement. Or ces tourbillons constituent à cause de leur vorticité des 'pièges' à vapeur. Ainsi, on améliore l'aspect auto-oscillant des petites poches de vapeur. C'est d'ailleurs sur ce principe même qu'est basé le modèle k-ω de [Wilcox 1998] qui réduit la valeur de la viscosité turbulente et ce en augmentant celle de la dissipation turbulente ε. Pour cela, il suffit de relier la partie $\varepsilon_{dilatationel}$ de ε (voir Eq. 2-24) à la compressibilité du mélange à travers le nombre de Mach.

On peut donc s'attendre à ce que les résultats des calculs en régimes cavitants instationnaires réalisés avec le modèle k-ε à viscosité turbulente modifiée soient très proches de ceux qui sont menés avec le modèle k-ω de Wilcox.

5-5- Modèle de Rayleigh-Plesset simplifié par un modèle pour N_B

L'équation de Rayleigh-Plesset (Eq. (2-45) décrite à la section 4-1-3 de ce chapitre) est introduite dans le modèle de cavitation de manière simplifiée (ce qui permet de réduire le coût de la résolution) :

$$\frac{DR_B}{Dt} = \sqrt{\frac{2(P_V - P)}{3\rho_l}} \tag{2-45}$$

Cette équation est considérée sous sa forme simplifiée traduisant le fait que l'augmentation de la taille des bulles est contrôlée par l'effet de l'inertie.

La variation du volume V_B d'une bulle s'écrit :

$$\frac{DV_B}{Dt} = \frac{D}{Dt}\left(\frac{4}{3}\pi R_B^{\,3}\right) = \frac{4}{3}\pi R_b^{\,2}\sqrt{\frac{2}{3}\frac{P_V - P}{\rho_l}}$$

Le taux d'échange de masse s'écrit alors :

$$\frac{D\dot{m}_B}{Dt} = \rho_v \frac{DV_B}{Dt} = 4\pi\rho_v R_b^{\,2}\sqrt{\frac{2}{3}\frac{P_V - P}{\rho_l}}$$

Dans le cas où N_B bulles sont présentes par unité de volume, la fraction volumique de la vapeur a été exprimée ainsi par [Kubota et al. 1992] :

$$\alpha_v = V_B N_B = \frac{4}{3}\pi R_b^{\,3} N_B \tag{2-75}$$

[Chen et Heister 1996] ont élargie cette idée à un nombre de bulle N_B variables et ne nécessitant pas d'être spécifié à priori. Ce nombre est donné par les relations suivantes :

$$\underbrace{N_B = \frac{3\alpha_{\mathrm{d}}}{4\pi R_b^{\,3}}(\rho_d \alpha_{\mathrm{d}} + \rho_l \alpha_l)}_{\text{durant la vaporisation}} \qquad \text{et} \qquad \underbrace{N_B = \frac{3\alpha_{\mathrm{v}}}{4\pi R_b^{\,3}}}_{\text{durant la condensation}} \tag{2-76}$$

Le taux de transfert de masse par unité de volume devient :

$$\dot{m}_{lv} = N_B \frac{Dm_B}{Dt} = \frac{3\alpha_v \rho_v}{R_b}\sqrt{\frac{2}{3}\frac{P_V - P}{\rho_l}}$$

Cette expression a été développée pour une augmentation du rayon de la bulle (vaporisation). Elle peut être généralisée par l'introduction d'un facteur empirique F afin d'inclure la condensation et de gérer les vitesses de vaporisation et de condensation :

$$\dot{m}_{lv} = F\,\frac{3\alpha_v \rho_v}{R_b}\sqrt{\frac{2}{3}\frac{|P_V - P|}{\rho_l}} \times signe(P_V - P)$$

Dans cette équation, P est la pression du liquide environnant, P_v la pression de vapeur, R_b est le rayon moyen des bulles de gaz (~10^{-6} m).

Ainsi on obtient

$$\dot{m}_{lv} = \dot{m}_l = -FN_B\rho_v 4\pi R_b^{\,2}\sqrt{\tfrac{2}{3}\frac{|P_V - P|}{\rho_l}} \times \mathrm{signe}(\mathrm{P_V} - \mathrm{P}) \tag{2-77}$$

Dans la pratique, la vaporisation et la condensation se font à des vitesses différentes. On a pris pour les calculs F=$F_{vaporisation}$ =50 en cas de vaporisation ($P<P_V$) et $F_{condensation}$=0.1 en cas de condensation ($P>P_V$).

Interprétation physique du coefficient *F*

Dans la pratique, les processus de vaporisation/condensation sont très complexes et les équations du modèle que nous avons exposé dans ce paragraphe, ne reflètent qu'une légère partie des aspects physiques impliqués dans ces processus. Par conséquence, dans tous les modèles de CFD utilisés en industrie, on a recours à des constantes empiriques de différents types.

Ce facteur *F* est introduit pour que la condensation et la vaporisation puissent se dérouler à des taux différents, puisque dans la pratique ces deux processus ont des échelles de temps distinctes. En effet, la vaporisation est un processus endothermique qui nécessite une certaine quantité d'énergie pour vaincre les forces intermoléculaires du fluide alors que la condensation est un processus exothermique qui libère la même quantité d'énergie mais sur un laps de temps différent.

Rappelons que le comportement des molécules de vapeur ou de liquide dépend des forces d'attraction intermoléculaires mais également de l'énergie cinétique de ces molécules :

1- La condensation étant exothermique, elle a lieu lorsque le mouvement des molécules de vapeur devient suffisamment lent (i.e. qu'elles ont perdu de la température ou de l'énergie suite aux collisions) pour pouvoir se lier avec des molécules liquides. Suite à cette liaison, l'énergie cinétique moyenne du reste de molécules gazeuses augmente légèrement. Cette augmentation se traduit (par définition) physiquement par une élévation de la température. En contre partie, l'augmentation de la température de la phase vapeur durant la condensation peut justement réduire la vitesse de la condensation qui s'auto-inhibe. Ceci la rend donc moins spontanée que la vaporisation.

2- La vapeur peut présenter une structure moléculaire différente de celle de sa phase condensée. Or les phénomènes de condensation et de vaporisation sont reliés comme nous l'avons expliqué ci-dessus à la facilité avec laquelle les forces intermoléculaires sont rompues.

3- La vaporisation est avant tout un processus qui peut être décrit par les équations standards de la cinétique chimique. C'est une compétition dynamique entre les molécules d'eau dans le liquide, se déplaçant vers la phase vapeur et réciproquement pour la condensation. A une température donnée, le taux de vaporisation est directement proportionnel à la concentration en eau de la phase liquide, qui reste constante tant qu'il reste un peu de liquide. Par contre, le taux de condensation est proportionnel à la concentration des molécules d'eau en phase vapeur. 100% d'humidité est la seule concentration pour la quelle le taux de condensation serait égal à celui de la vaporisation.

Plusieurs ouvrages de thermodynamique ont traité ce sujet de vitesses relatives de vaporisation et de condensation [exp. Sirignano 1999].

Afin de prendre en compte ces contraintes, ainsi que le fait que la condensation est beaucoup plus lente que la vaporisation alors $F_{condensation} < F_{vaporisation}$. Vu le nombre (quasi) infini de couples pouvant être choisis pour ($F_{condensation}$, $F_{vaporisation}$), les valeurs retenues pour nos calculs sont obtenues par itération sur l'un des inducteurs, en comparant les résultats de simulations par rapport à ceux des mesures expérimentales.

La différence entre la valeur retenue pour $F_{condensation}$ par rapport à celle de $F_{vaporisation}$ peut être attribuée à divers phénomènes physiques dont la capacité à prélever de l'énergie sous forme de chaleur au liquide environnant pour une vaporisation, ou la facilité à imposer de la chaleur au milieu environnant durant la condensation, ce dernier étant constitué d'un mélange diphasique avec généralement une concentration élevée en vapeur/gaz. La conductivité thermique de l'eau étant plus élevée dans la phase liquide que dans la phase vapeur, ceci rend le processus de vaporisation plus facile à initier puisque le transfert de chaleur se fait plus aisément de la phase liquide à la phase vapeur. La réciproque serait vraie pour la condensation. Ce constat qui relie en fin de compte les échelles de couches limites thermiques (se développant autour des bulles de

vapeur), aux processus physiques très complexes, constitue une approche très généralisée pour l'interprétation de ces processus.

Dans leur principe, les facteurs $F_{condensation}$ et $F_{vaporisation}$ sont similaires aux coefficients empiriques de production et de destruction de vapeur $C_{destruction}$ et $C_{production}$, introduits par [Kunz et al. 1999] et que nous avons déjà présentés à la section 4.7 de ce chapitre. Les valeurs de $C_{destruction}$ et $C_{production}$ sont également déterminées suite à des études de sensibilité. En réalité, Kunz et al. ont appliqué le même principe que [Merkle et al. 1998] pour traiter les processus de vaporisation et de condensation. Ces derniers ont abouti aux valeurs de ces coefficients pour l'eau en comparant les résultats obtenus numériquement avec les tests expérimentaux.

5-6- Schéma de discrétisation

Lié aux approximations des fonctions continues par l'intermédiaire de leur développement en série de Taylor, l'ordre du schéma numérique indique la quantité de termes gardés dans ce développement. Les variables telles que la précision de l'estimation, la stabilité des méthodes numériques et la puissance des ressources informatiques sont fortement affectées par l'incrément de l'ordre du schéma. Les instabilités numériques rendent quelques fois le schéma moins robuste et conduisent alors à une convergence difficile.

Les équations de conservation décrites ci-dessus sont discrétisées au niveau de chaque volume de contrôle de manière conservative et précise selon une méthode de volumes finis. Le maillage peut être formé d'éléments pyramidaux, prismatiques, tétraédriques, ou hexaédriques. Un volume de contrôle est construit autour de chaque nœud du maillage. Au milieu de chaque surface entourant le volume de contrôle, sont construits des points d'intégration que nous noterons *ip* dans les équations ci-dessous. C'est au niveau de ces points que les flux sont discrétisés. Les inconnues du problème telles que la vitesse et la pression sont calculées aux nœuds. Les intégrales de volumes sont transformées en intégrales de surface en utilisant le théorème de la divergence de Gauss et les flux surfaciques sont calculés de la même manière pour deux volumes de contrôle adjacents à un *ip*.

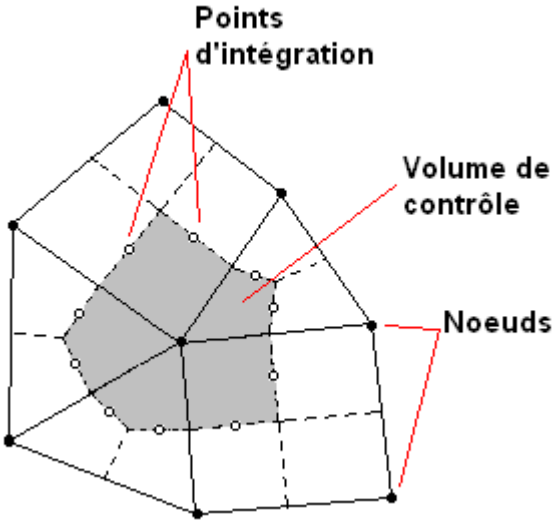


Figure 2-15 : Discrétisation du domaine en volumes finis : les lignes continues définissent les limites des volumes et les lignes discontinues divisent ces éléments en secteurs. Les inconnues sont calculées aux nœuds et les flux surfaciques sont évalués aux points d'intégration. Les volumes de contrôles sont formés à partie de la réunion de plusieurs secteurs.

Dans ce qui suit, V représente un volume de contrôle, A_{ip}^{i} la surface associée à un *ip* et δt le pas de temps. Les indices n+1 et n sont respectivement relatifs aux grandeurs évaluées au

nouveau et à l'ancien pas de temps. La discrétisation de l'équation de conservation de chaque phase *q* s'écrit :

$$\frac{V}{\delta t}((\rho_q \alpha_q)^{n+1} - (\rho_q \alpha_q)^n) + \sum_{ip} (\rho_q u^i A^i)_{ip}^{n+1} (\alpha_{q,ip})^{n+1} = 0 \qquad (2\text{-}78)$$

Le schéma utilisé pour évaluer $\alpha_{q,ip}$ en fonctions des paramètres des sommets adjacents est le suivant, il a été décrit par [Barth et Jesperson 1989] :

$$\alpha_{q,ip} = \alpha_{q,up} + \beta \nabla \alpha_q . \vec{R}$$

où $\alpha_{q,up}$ est la valeur associée au sommet *upwind* le plus proche et $\vec{R}$ le vecteur pointant de ce dernier point vers le *ip* en question. Si β=0, on retrouve un schéma *upwind* d'ordre 1, et si β=1, il devient d'ordre 2. Pour les calculs, nous considérons des valeurs de β proches de 1.

L'équation de quantité de mouvement est discrétisée de la manière suivante :

$$\frac{V}{\delta t}((\rho_m u^i)^{n+1} - (\rho_m u^i)^n) + \sum_{ip} (\rho_m u^i A^i)_{ip}^{n+1} (u^i)^{n+1} = -\sum_{ip} P_{ip}^{n+1} A^i (u^i)^{n+1} + \rho_m^{n+1} g^i V + \sum_{ip} ((\tau^{ij})^{n+1} A^j)_{ip}$$

Il reste alors à introduire une équation discrétisée pour la pression, pour cela, le modèle suit le schéma d'interpolation de [Rhie et Chow 1983] qui propose d'abord un couplage vitesse - pression ainsi :

$$u_{ip}^i = \overline{u}_{ip}^i - d_{ip} \left(\frac{\partial P}{\partial x^i} - \frac{\partial \overline{P}}{\partial x^i} \right)_{ip} \text{ avec } d_{ip} = -\frac{V}{\rho_m \frac{V}{\delta t} + cst.}$$

et de déduire par la suite la pression à partir de la quantité $\frac{\partial \dot{m}_q}{\partial P}$, qui elle même sera calculée de l'équation discrétisée :

$$\sum_q \frac{1}{\rho_q} \left(\frac{V}{\delta t} (\rho_q^{n+1} - \rho_q^n) + \sum_{ip} (\rho_q \alpha_q u^i A^i)_{ip}^{n+1} - \dot{m}_q V \right) = 0$$

Ce schéma garantit une stabilité de la résolution notamment en cas de gradient de pression élevé ou d'importantes forces de volume.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES DU CHAPITRE II

Abgrall R. et Saurel R., 2003, "Discrete Equations for Physical and Numerical Compressible Multiphase Mixtures", Journal of Computational Physics, Vol. 186, pp. 361-396.

AEA Technology, 2004, ″CFX-5 User Documentation Version 5.7 ", Primer Documentation, Waterloo, Canada.

Ahuja V., Hosangadi A. et Arunjatesan S., 2001, "Simulation of Cavitating Flows Using Hybrid Unstrutured Meshs". J. Fluids Engineering, Vol. 123, pp. 331-340.

Arabshahi, A., Taylor, L. K., and Whitfield, D. L., 1955, "ÜNCLE: Toward A Comprehensive Time-Accurate Incompressible Navier-Stokes Flow Solver". AIAA-95-0050, AIAA 33rd Aerospace Sciences Meeting, Reno, NV, January 1995.

Avva, Ram K., Singhal A. et Gibson. D. H., 1995, "An Enthalpy Based Model of Cavitation." ASME FED v. 226, pp. 63-70.

Barkhadarov M. R., 2003, "Semi-Lgrangian VOF Advection Method for FLOW-3D®". Flow Science Inc., FSI-03-TN63, http://www.flow3d.com/pdfs/TN63.pdf.

Barth T.J. et Jesperson D.C., 1989, "The Design and Application of Upwind Schemes on Unstructered Meshes". AIAA Paper 89-0366.

Brennen C. E., 1994, "Hydrodynamics of Pumps". Concepts ETI, Inc., ISBN 0-933283-07-5, pp 128-138.

Brennen C. E., 1995, "Cavitation and bubble dynamics". Oxford University Press.

Bunnell R. A.et Heister S. D., 2000, "Three-Dimensional Unsteady Simulation of Cavitating Flows in Injestor Passages". J. Fluids Engineering, Vol. 122, pp. 791-797.

Catelan F. X., 1996, "Modélisation Tridimensionnelle de la Cavitation Partielle dans les Turbomachines". Thèse de doctorat INPG, 1996.

Chang, Y.C., Hou, T.Y., Merriman, B. and Osher, S., 1996, "A Level Set Formulation of Eulerian Interfac e Capturing Methods for Incompressible Fluid Flows". J. Comput. Phys. 124, 449-464 (1996). 59

Chen Y. et Heister S.D., 1994, "A Numerical Treatment for attached Cavitation". J. Fluids Eng. ASME, Vol 116, pp. 613-618.

Chen Y. et Heister S.D., 1996, "Modelling Hydrodynamic No-equilibrium in Cavitating Flows", Journal of Fluid Engineering. Vol. 118, pp. 172-178.

Coutier–Delgosha O. et Reboud J. L., 2000, " Numerical Simulation of the Unsteady Cavitation Behavior of an Inducer Blade Cascade", Proceeding of the 2000 ASME Fluids Engineering summer conference. Boston, USA.

Dang JIE. et Kuiper G., 1998, "Re-entrant Jet Modelling of Partial Cavity Flow on Three Dimensional Hydrofoils", ASME FED Summer Meeting, Washington D.C./JFE Vol 121.

Delannoy Y. et Kueny J.L., 1990, "Cavity Flow Predictions Based on the Euler Equations", ASME Cavitation and Multiphase Flow Forum.

Duttweiler M.E. et Brennen C.E. 1998, "Partial cavity instabilities" Proc. of US-Japan seminar: Abnormal Flow Phenomena in Turbomachines Nov. 1-6 Osaka Japan.

Frobenius M., Schilling R., Friederichs J. et Kosyna G. 2002, " Numerical and Experimental Investigations of the Cavitating Flow in a Centrifugal Pump Impeller". Proceeding of ASME FEDSM'02 Fluids Engineering summer conference. Montreal, Canada.

Gopalan S., Katz J. et Knio O. M., 1999, "The Flow Structure in the Near Field of Jets and its Effect on Cavitation Inception". F. Fluid Mech., 398 : 1-43.

Hirschi R. 1998, "Prédiction par Modélisation Numérique Tridimensionnelle », des Effets de la Cavitation a` Poche dans les Turbomachines Hydrauliques, Thèse de doctorat, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne.

Hirt C.W. et Nichols B.D., 1981, "Volume of Fluid (VOF) Method for the Dynamics of Free Boundaries", J. of Computational Physics, 39, pp. 201-225

Horiguchi H., Watanabe S. et Tsujimoto Y., 2000, "Theoretical Analysis of Cavitation in Inducers with Alternate Leading Edge Cutback : part II – Effects of the amount of cutback", Journal of fluids Engineering, Vol. 122, pp. 419-424. ASME.

Johnson, V. E., Jr. et Hsieh, T., 1966, "The Influence of the Trajectories of Gas Nuclei on Cavitation Inception ". Sixth Naval Hydrodynamics Symposium, 163-183.

Jones W.P. et Launder B.E., 1972, "The Prediction of laminarization with a Two-Equation Model of Turbulence", Int. J. Heat Mass Tran., vol 15, pp. 301-314.

Knapp, R. T., Daily J. W. et Hammitt F. G., 1970, " Cavitation", Mc-Gaw-Hill, New York.

Kawanami Y., Kato H., Yamagichi H., Tanimura M et Tagaya Y., 1997, ″Mechanism and Control of Cloud Cavitation. ASME, Journal of Fluids Engineering, Vol. 119, N° 4 pp. 788-799.

Kawanami, Y., Kato, H. et Yamaguchi, H., 1998, "Three-Dimensional Characteristics of the Cavities Formed on a Two-Dimensional Hydrofoil", Third International Symposium on Cavitation, April 7-10, Grenoble, France.

Kourta A. et HaMinh H., 1991, "Modified turbulent model to predict unsteady separated flows". In 7th International conference on numerical methods in laminar and turbulent flows, pages 469-479, Stanford University, USA.

Kubota A., Kato H. et Yamaguchi H. 1992, "A New Modelling of Cavitating Flows: A Numerical Study of Unsteady Cavitation on a Hydrofoil Section", J. Fluid Mech., 240, pp. 59_96

Kunz R.F., BogerD., Stinebring D., Chyczewski T. et Gibeling H. 1999, "Multi-phase CFD Analysis of Natural and Ventilated Cavitation about Submerged Bodies", 3rd ESAM/JSME Joint Fluids Engineering Conference, san Francisco, USA.

Laberteaux K.R. et Ceccio S.L. 2001, "Partial cavity flows. Part 2. Cavities Forming on Test Objects with Spanwise Variation". J. Fluid Mech **431** 43-63

Launder, **BE et Spalding, DB, 1974**, "The Numerical Computation of Turbulent Flows", Computer Methods in Applied Mechanics, vol. 3, pp. 269-289 Eng., vol. 3, pp. 269-289, 197

Le Métayer O., Massoni J. et Saurel, 2004, "Elaborating Equations of State of a Liquid and its Vapor for Two-Phase Flow Models". International Journal of Thermal Sciences. Vol. 43, pp. 265-276 (in French).

Maitre T., Pellone C. et Collar E. 1998, "Numerical simulation of 3D cavity behavior". CAV98, Third Int. Symposium on Cavitation, 7-10 avril, Grenoble, France.

Mashayek, F. et Ashgriz, N., 1995, "Advection of Axisymmetric Interfaces by the Volume of Fluid Method," Int. J. Numer. Methods Fluids, **20**, pp. 1337–1361.

Maxey M. R. et Riley J. J., 1983. "Equation of motion for a small rigid sphere in a nonuniform flow", Phys. Fluids 26, 883-889.

Medvitz R. B., Kunz R. F., Boger D. A., Lindau J. W., Yocum A. M. et Pauley L. L., 2002, " Performance Analysis of Cavitating Flow in Centrifugal Pumps Using Multiphase CFD", Journal of Fluids Engineering, Vol. 124, pp. 377-383. ASME.

Menter F. .R., 1994, "Two Equation Eddy Viscosity Turbulence Models for Engineering Applications", AIAA Journal, Vol. 32, No 8, pp. 1598-1605.

Merkle C. L., Feng J. et Buelow P., 1998, "Computational Modeling of the Dynamics of Sheet Cavitation", CAV98, Proceeding of the 3rd Int. Symp. on Cavitation. Grenoble, France.

Pilliod J.E. et Puckett, 1998, "Seconde-Order Accurate Volume of Fluide Algorithmes for Tracking material Interfaces, submitted to J. Of Computational Physics.

Orszag S.A. 1993, "Renormalization Ggroup Modelling and Turbulence Simulations Near Wall Turbulent Flows", Elsevier Science Publishers B.V., Amsterdam, Les Pays-bas.

Osher S. et Sethian J.A., 1988, "Fronts Propagating with Curvature Dependent Speed: Algorithms Based on Hamilton-Jacobi Formulations", Journal of Computational Physics, Vol.79, pp. 12-49.

Pellone C. et Peallat M., 1995, "Nonlinear analysis of three dimensional partially cavitating hydrofoil". In Proc. of the International Symposium on Cavitation, Deauville, France.

Plesset, M.S. et Prosperetti, A., 1977, "Bubble dynamics and cavitation". Ann. Rev. Fluid Mech., **9**, 145--185.

Pope S.B., 2000, "Turbulent Flows", Cambridge University Press.

Pericleous, K. A, Chan, KS. et Cross, M.,1995, "Free Surface Flow and Heat Transfer in cavities - the SEA algorithm". Num. Heat Transfer B,27:487-505.

Reboud J. L. et Delannoy Y. 1994, "Two-phase flow modeling of unsteady cavitation". Second International Symposium on Cavitation, Tokyo, Japon.

Reboud J. L., Sultz B. et Coutier O., 1998, "Two phase flow struture of cavitation: experiment and modelling of unsteady effects", CAV 98, Third Int. Symposium on Cavitation, 7-10 avril 1998, Grenoble, France.

Rhie C.M. et Chow W.L., 1983, "Numerical Study of the Turbulent Flow Past an Airfoil with Trailing Edge Separation. AIAA Journal, vol. 21, pp. 1525-1532.

Sauer J. et Schnerr G. H., 2000, " Unstedy Cavitating Flow – A New Cavitation Model Based on a Modified Front Capturing Method and Bubble Dynamics", Proceeding of the 2000 ASME Fluids Engineering summer conference. Boston, USA.

Sauer J., Winkler G.et Schnerr G. H., 2000, "Cavitation and Condensation - Common Aspects of Physical Modeling and Numerical Approach". *Chem. Eng. Technol. 23* (2000) No. 8, 663-666.

Saurel, R., Cocchi, J.P., et Butler, P.B., 1999, "A Numerical Study of Cavitation in the Wake of a Hypervelocity Underwater Projectile," AIAA Journal of Propulsion and Power, Vol. 15, No. 4, pp. 513-522.

Senocak I. et Shyy W., 2001, "Numerical Simulation of Turbulent flows with Sheet Cavitation". Proceedings of the 4th International Symposium on Cavitation, CAV 2001. June 20-23, Pasadena, CA, USA.

Singhal A. K., Athavale M. M., Li H. et Jiang Y., 2002, " Mathematical Basis and Validation of the Full Cavitation Model", Journal of Fluids Engineering, Vol. 124, pp. 617-624. ASME.

Sirignano William A, 1999, "Fluid dynamics and transport of droplets and sprays", Univ. of California. Cambridge university press. 1999. 313 pp.

Smith M. J., Cesnik C. E. S., Hodges D. H., et Moran K., 1996, "An evaluation of computational algorithms to interface between CFD and CSD methodologies". In 37th Structures, Structural Dynamics, and Material Conference, pages 745–755, 1996. AIAA-96-1400-CP.

Song C.C.S. et He J., 1998, ″Numerical Simulation of Cavitating Flows″, Proceeding of the 3rd International Symposium on Cavitation. CAV 98. April 7-10, Grenoble, France.

Strelets, M., 2001, "Detached Eddy Simulation of Massively Separated Flows". 39th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, AIAA-2001-0879

Bunner B. et Tryggvason G., 1997, "Simulation of Large Bubble Systems", 1997. ASME Fluids Engineering Division Summer Meeting. FEDSM97-3409, June 22 - 26,

Ubbink O. 1997, ''Numerical Prediction of Two Fluid Systems With Sharp Interfaces,'' Ph.D. thesis, University of London.

Van Leer, B., 1985, "Upwind Difference Methods for Aerodynamic Problems governed by the Euler equations", Lectures in Applied Maths, 22, p327, Am. Math. Soc.

VonDrike M., Krautter A., Ostertag J. Mennicken M. et Bdock C., 1999, "Simulation of Cavitating Flows in Diesel Injectors". Oil and Gas Technology-REV. IFP, Vol. 54, no.2, pp. 223-226.

Watanabe S., Tsujimoto Y. et Furukawa A, 2001, "Theoretical Analysis of Transitional and Partial Cavity Instabilities", Journal of Fluids Engineering. Vo. 123, Issue 3, pp. 692-697

Wilcox D.C., 1993, "Turbulence Modeling for CFD", DCW Industries, La Canada, California.

Yabe, T., Xiao, F. et Mochizuki, H., 1995, "Simulation Technique for Dynamic Evaporation Process". Nucl. Eng. Des. 155, pp. 45 – 53.

Yan W. et Shnerr G.H., 2001, "Cavitation in Injection Nozzles – Effects of Injection Pressure". Proceedings of the 4th International Symposium on Cavitation, CAV 2001. June 20-23, Pasadena, CA, USA.

Zwart P. J., Gerber A. G. et Belamri T., 2004, " A Two-phase Flow Model for Predicting Cavitation Dynamics", ICMF International Conference on Multiphase Flow. Paper n° 152. Yokohama, Japan.

CHAPITRE III :

COMPORTEMENT STATIONNAIRE DES ECOULEMENTS CAVITANTS

CHAPITRE III

COMPORTEMENT STATIONNAIRE DES ECOULEMENTS CAVITANTS

1- INTRODUCTION

En utilisant le modèle de cavitation décrit dans le chapitre précédent, nous présentons dans ce qui suit les résultats des simulations numériques réalisées en régime stationnaire non-cavitant puis cavitant sur plusieurs inducteurs axiaux conçus au *LEMFI*. Ces résultats numériques sont validés par les mesures expérimentales effectuées pour ces inducteurs installés sur le banc d'essai du *LEMFI*. L'analyse de l'écoulement tridimensionnel, modélisé par la CFD sur une large gamme de débits, a permis de justifier les fonctionnements cavitants quelquefois très instables observés notamment en débit partiel.

Confrontés au problème de tracé des inducteurs, de l'amélioration de leurs performances et de leur tenue face à la cavitation, le souci des constructeurs est de disposer de méthodes rapides, fiables et suffisamment précises. Ainsi, la détermination de la géométrie la mieux adaptée aux besoins de l'utilisateur reste toujours une question d'actualité, vu le nombre très élevé de degrés de liberté (paramètres géométriques) par rapport au nombre d'équations permettant de cerner le problème. Ce chapitre à caractère à la fois théorique et expérimental, s'inscrit dans cette direction. Son objectif principal est d'identifier le design optimal en comparant les performances d'inducteurs conçus en suivant divers critères géométriques et ce pour différents coefficients de débit.

Nous entamons ce chapitre par la présentation de la mise en œuvre des calculs, ainsi que de certaines études numériques qui illustrent la sensibilité des calculs à divers facteurs. Dans la deuxième partie de ce chapitre, nous exposons en détail les résultats à la fois expérimentaux et numériques obtenus pour l'inducteur sur lequel a été validé le modèle de cavitation décrit au chapitre précédent, à savoir :

- les performances globales réalisées (hauteur, rendement, courbes de chute de hauteur).

- la taille et l'emplacement des poches de cavitation.

La troisième et dernière partie de ce chapitre traite de l'influence des paramètres constructifs sur les performances cavitantes.

Les inducteurs que nous avons étudiés découlent de la méthodologie de conception décrite à la section 8 du premier chapitre. Ils sont tous hélicoïdes de type *C* et ils ont le même rayon extérieur. Chaque inducteur possède trois pales avec une épaisseur constante de 5 mm et tourne à la vitesse de 1450 tr/min. On peut les classer en cinq grandes classes :

a) Les trois inducteurs « *Inducteur B1* », « *Inducteur 15°* » et « *Inducteur CH* » qui se distinguent par la forme de leur moyeu. L'inducteur B1 est muni d'un gros moyeu cylindrique, l'inducteur 15° possède un petit moyeu cylindrique et l'inducteur CH a un moyeu conique.

b) Une série de quatre inducteurs qui se différencient uniquement par leur angle d'aubage en périphérie au niveau du bord d'attaque : β_{1T}=8°, 10°, 13° et 15°. Ces inducteurs seront alors respectivement noté : « *Inducteur 8°* », « *Inducteur 10°* », « *Inducteur 13°* » et « *Inducteur 15°* ».

c) Deux séries de cinq inducteurs : la série des inducteurs « *B1* », « *B2* », « *B3* », « *B4* » et « *B5* » qui se distinguent par la forme de leur bords d'attaque (de plus en plus coupé au fur et à mesure qu'on évolue de B1 à B5). La deuxième série est formée des inducteurs *A1*, à *A5* avec un affûtage des bords d'attaque des inducteurs précédents.

d) « *L'inducteur 13°* » et « *l'Inducteur 13°i* », ce dernier étant muni d'inter-pales. La comparaison entre ces deux inducteurs est présentée dans l'annexe 1.

e) Deux inducteurs qui diffèrent uniquement par longueur de pales : il s'agit de « *l'Inducteur 10°* » et de « *l'Inducteur 10°c* » à aubes courtes. La comparaison entre ces deux inducteurs est présentée dans l'annexe 2.

2- MISE EN ŒUVRE DES CALCULS ET ETUDES NUMERIQUES

La première étape dans tout modèle de CFD est la création de la géométrie de l'objet étudié, suivie de la génération du maillage. Nous avons créé la géométrie de chaque inducteur étudié à l'aide d'un outil CAO. Une fois la géométrie obtenue, nous en réalisons des maillages structurés et non-structurés selon les besoins des calculs.

Lorsque le maillage est achevé, les paramètres et les variables des divers modèles impliqués dans le calcul sont spécifiés ; ceux-ci résolvent alors les équations du problème dans chaque élément du maillage jusqu'à convergence. Afin de garantir une bonne qualité des résultats, nous avons réalisé des études de sensibilités par rapport au maillage, au pseudo pas de temps et au modèle de turbulence.

Dans ce paragraphe, nous exposons les différentes étapes de cette procédure.

2-1- Géométrie et maillage

2-1-1- Le domaine d'étude

Chaque inducteur étant constitué d'éléments périodiques, nous n'effectuons les calculs que sur un canal. Ce dernier est délimité par l'extrados et l'intrados de deux aubes successives d'une part, et par le flasque à la périphérie ('*Shroud*') et le moyeu ('*Hub*') d'autre part (Fig. 3-1). Les extrémités du canal sont définies comme étant l'entrée et la sortie de l'écoulement. Le jeu radial de fonctionnement n'est pas pris en compte dans nos simulations. On peut, du fait de cette simplification, s'attendre à des écarts par rapport à l'expérimentation.

Le domaine d'étude consiste en trois blocs assemblés l'un à la suite de l'autre. Un bloc d'entrée s'étendant approximativement sur l'équivalent d'un à deux diamètres à l'amont des pales, un second bloc est constitué d'un passage de pales et un bloc de sortie s'étendant sur plus d'un diamètre à l'aval des pales pour éviter les phénomènes de recirculation. L'existence de plusieurs blocs au sein d'une géométrie permet d'une part d'établir divers types de connexions et de conditions aux limites entre ces blocs, mais complique d'autre part le problème car les maillages aux frontières de ces blocs doivent être compatibles.

Il est d'usage d'étendre les blocs d'entrée et de sortie sur des longueurs pouvant atteindre cinq fois le diamètre extérieur, afin de garantir que les limites du domaine ne soient pas trop proches des pales et qu'elles n'affectent pas l'écoulement. Mais en rallongeant ces blocs, on augmente considérablement le nombre de nœuds dans le maillage et par conséquent le temps de calcul également. Au lieu d'augmenter la longueur de ces blocs, nous avons donc choisi de mettre plus de mailles dans le passage de pales et au voisinage du bord d'attaque qui représente la zone la plus sensible de l'écoulement. Ainsi, on garantit la stabilité des calculs notamment en régime cavitant qui nécessite un nombre important de nœuds pour capter les structures de vapeur. En effet, au dessous d'un certain nombre de nœuds dans le passage de pales, tout autres

paramètres étant identiques par ailleurs, les calculs qui convergent en régime non cavitant, divergent quand on passe au régime cavitant à partir d'un certain niveau de *NPSH.*

2-1-2- Le maillage non-structuré

Pour chaque inducteur deux types de maillages sont créés : d'abord des maillages non-structurés pour les calculs menés avec *CFX-BladeGen+ v.4.1* [AEA Technology, 2000] et des maillages structurés pour les simulations réalisées avec le code *CFX5.7* [AEA Technology 2004]. Le maillage influence les résultats obtenus non seulement par le nombre de nœuds, mais également par la qualité du maillage à travers les raffinements effectués au niveau des points sensibles du domaine, ainsi que par le nombre de couches d'inflation près de certaines parois.

A titre d'exemple, nous présentons à la figure 3-2 des vues méridienne et inter-aubes de l'inducteur 13°. On y distingue le maillage non-structuré sur tout le domaine de calcul utilisé dans *CFX-BladeGen+ v.4.1*. La taille moyenne des maillages non-structurés générés pour les inducteurs est de 45000 nœuds par machine.

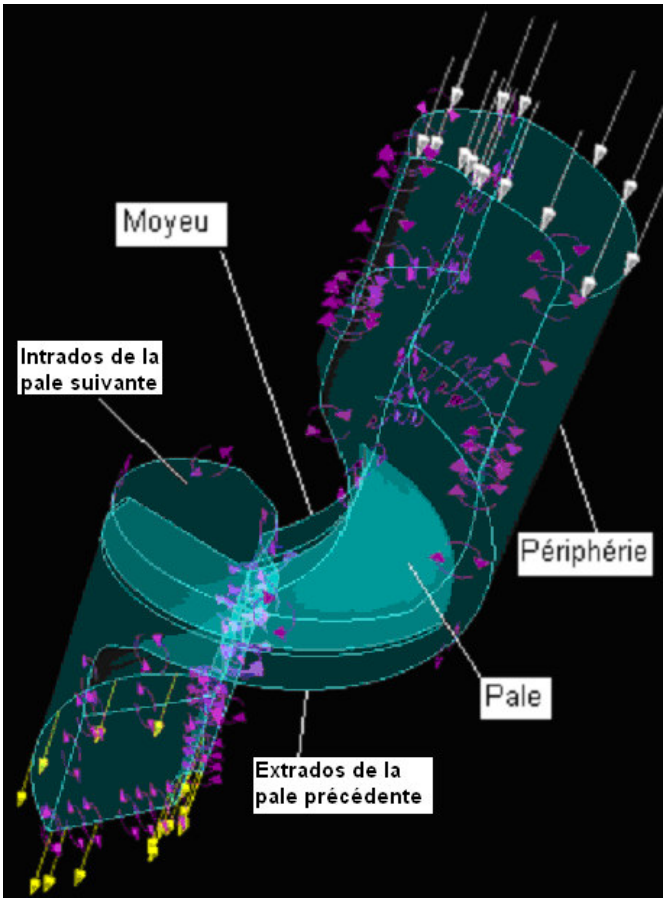
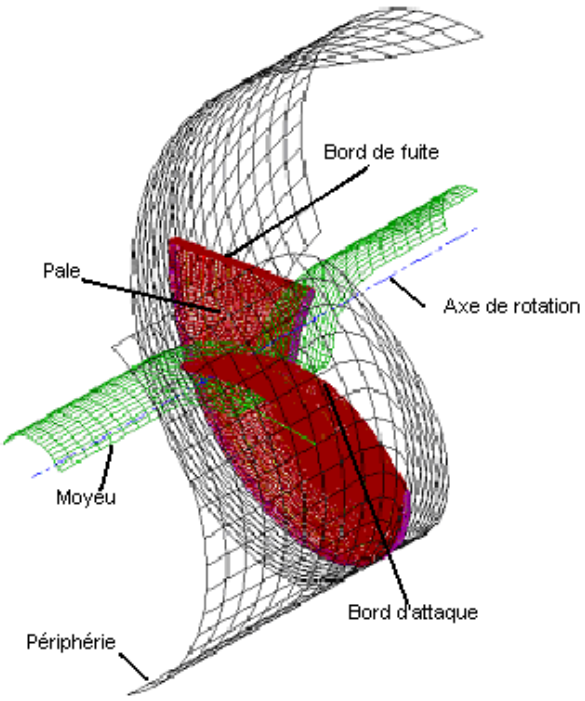


Figure 3-1 : Le domaine d'étude : exemple de l'inducteur 13°.

Le nombre de coupes cylindriques appelées « *layers* » sur la figure 3-3, qui permettent la définition réaliste de la pale a une influence sur la précision de calcul. Cet aspect est montré dans la section 2.3.



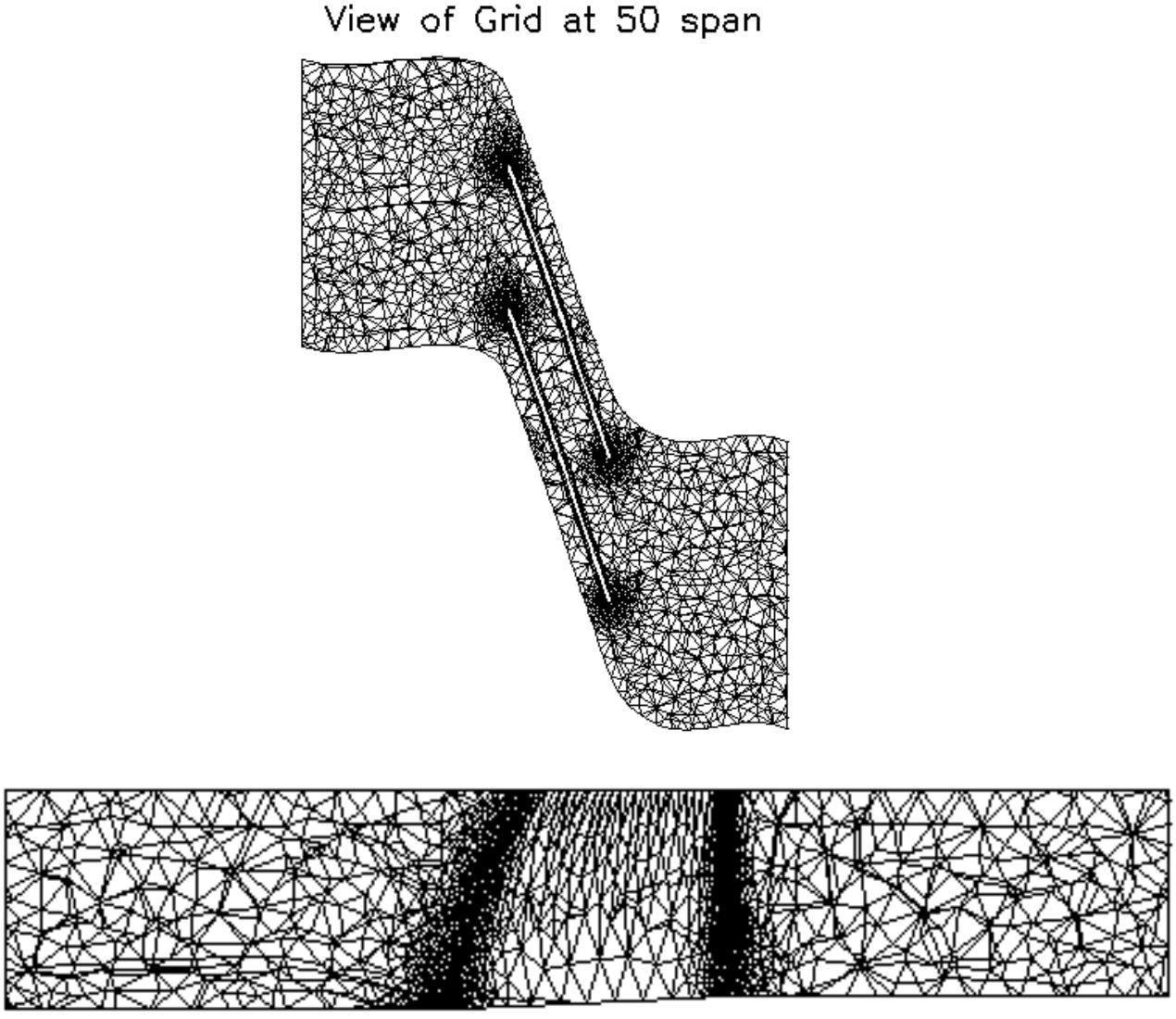


Figure 3-2 : Maillage non-structuré. Vues aube-à-aube et méridienne.

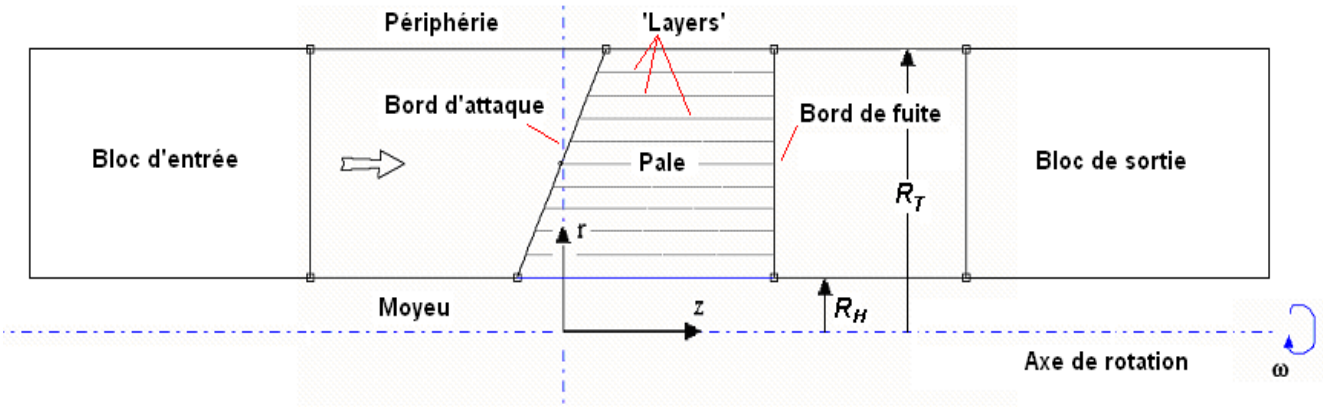
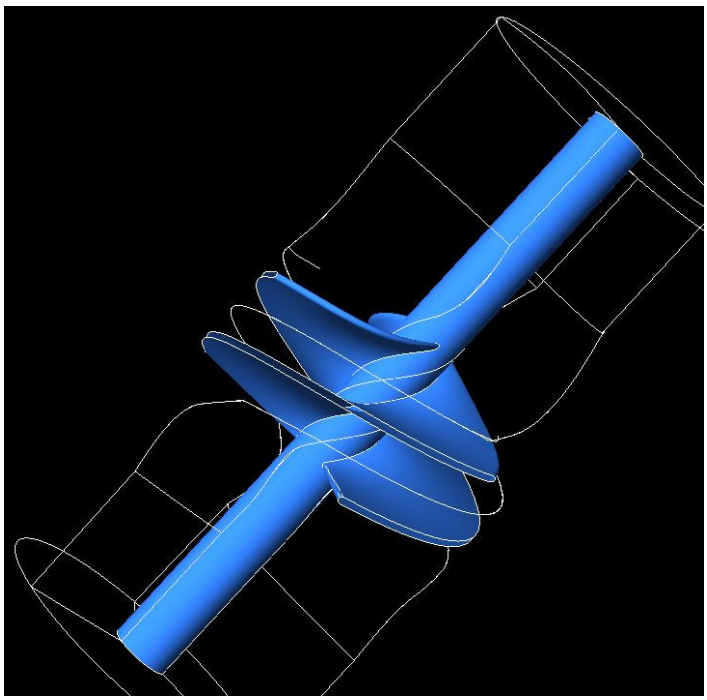


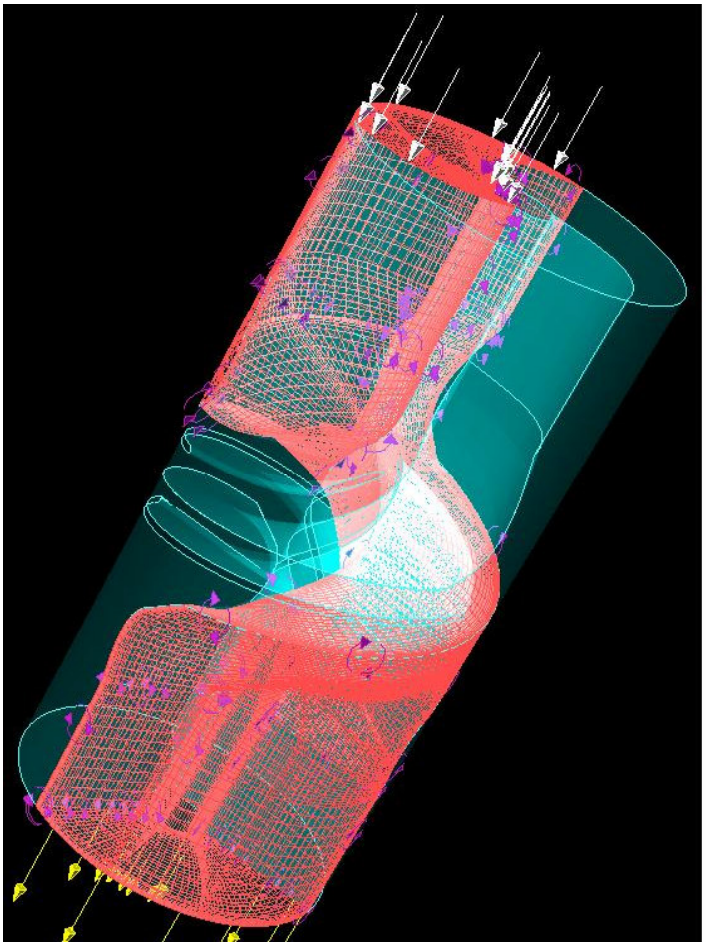
Figure 3-3 : Notion de 'layers' en vue méridienne.

2-2-3- Le maillage structuré

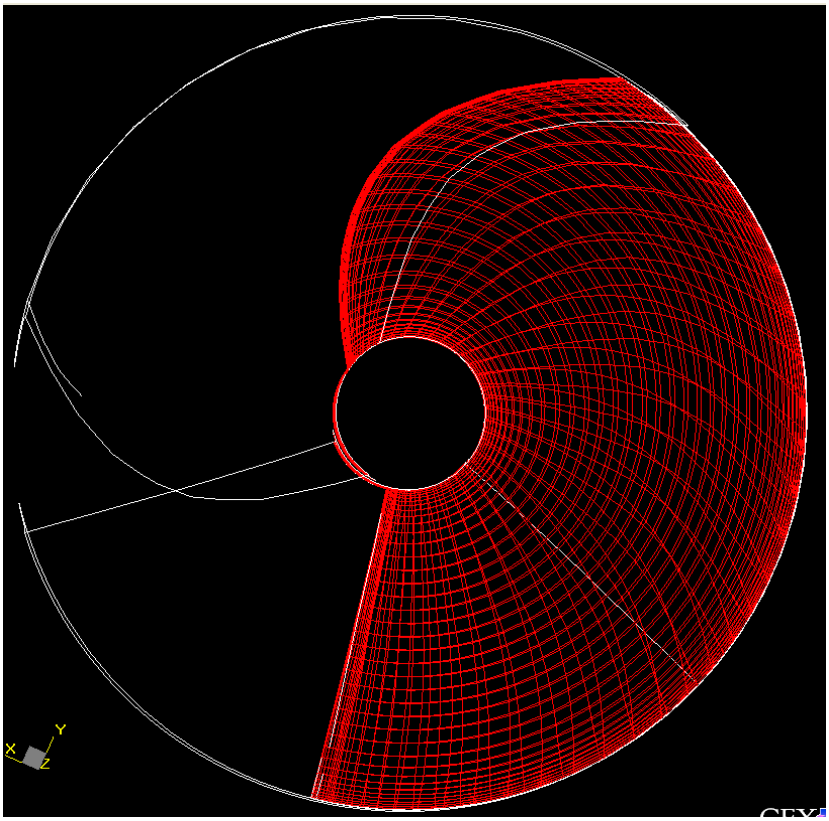
A cause des valeurs extrêmes des angles sur les aubages des inducteurs étudiés lors de ce travail, il a été nécessaire d'adopter une stratégie spécifique pour le maillage, afin d'améliorer l'orthogonalité des mailles. Sur ce type de machines, les difficultés apparaissent notamment au bord d'attaque. Comme le montre la figure 3-4, la géométrie est particulièrement complexe pour l'élaboration d'un maillage structuré à cause du fait que les angles d'aubages à la fois à l'entrée et à la sortie des pales sont presque confondus avec la direction tangentielle. Pour notre étude, nous avons utilisé le code de maillage CFX-TurboGrid v.1.6 [AEA Technology 2001].



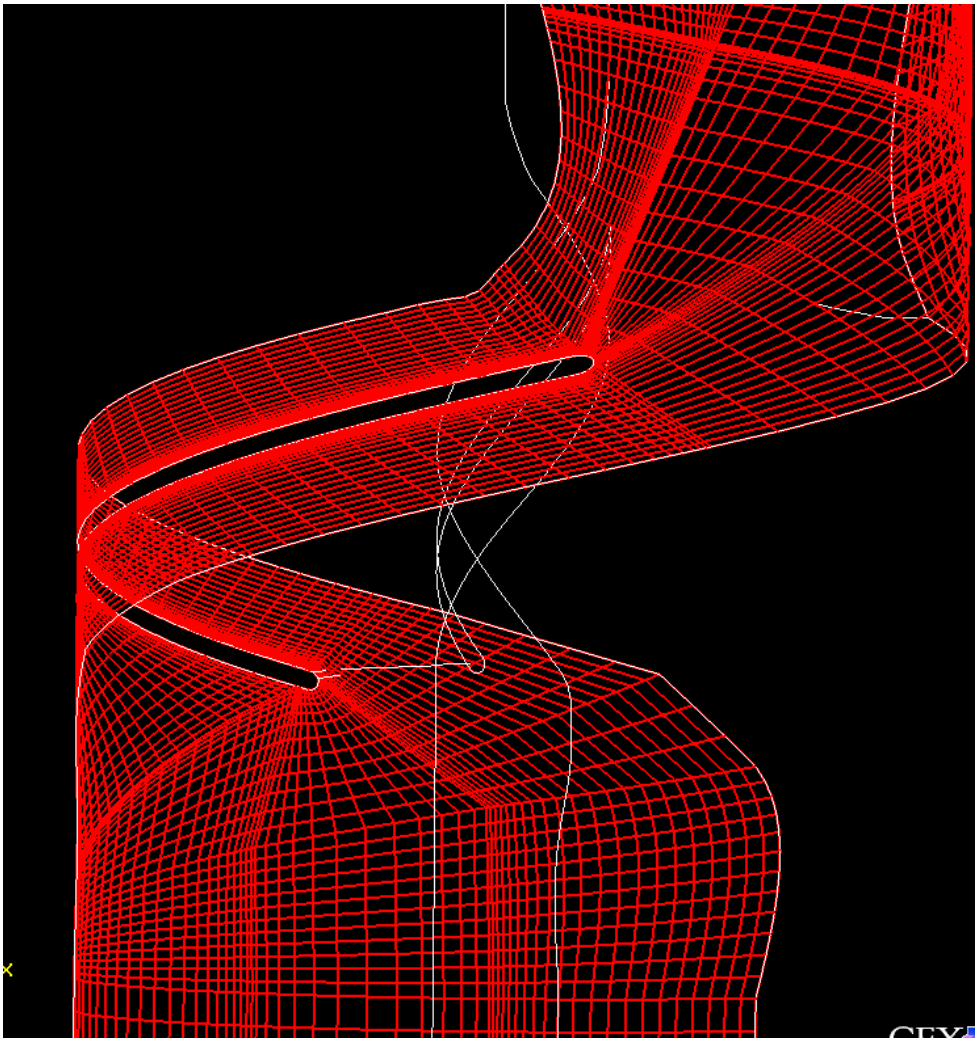
Géométrie 3D et différents blocs.



Maillage d'un canal entier en vue 3D.



Maillage de la pale en vue de face.



Maillage d'un canal en périphérie.

Figures 3-4: Inducteur 13°: Maillage typique utilisé pour les simulations numériques, 300000 nœuds pour le bloc d'entrée, le passage de pale et le bloc de sortie.

Les maillages multi-blocs que nous avons réalisés, comportent approximativement 900000 nœuds par machine et sont formés essentiellement d'éléments hexaédriques. Ils sont composés, en plus des blocs amont et aval, d'un bloc en H autour de chaque aubage. En effet, selon notre expérience, ce type de blocs est celui qui convient le mieux aux machines avec des serrages modérés à élevés. Le domaine d'étude est géré par trois groupes de points. Les connexions périodiques sont définies par le placement d'un premier groupe de points de contrôle environ à mi-distance entre l'intrados et l'extrados de deux pales successives (Fig. 3-5, Fig. 3-6). Quant aux bords d'attaque et de fuite, il faut y placer un deuxième groupe de points et garantir qu'ils soient très proches de la pale. Le troisième groupe est formé de '*points de contrôle de la topologie*' qui sont restreints dans leur positionnement par les points du premier groupe. Le placement de tous ces points doit être optimisé afin d'assurer une faible pente des cellules tout en suivant de nombreuses règles de dessin. A partir de ces points sont tracées en 3D des courbes qui suivent le profil des pales et qui représentent les grandes lignes du maillage.

En générant le maillage, on doit également prendre en considération le facteur de forme, l'orthogonalité des angles et la distance de la première maille à la paroi solide qui sont des conditions nécessaires mais pas suffisantes pour la convergence des calculs ultérieurement.

Le facteur de forme d'une maille est défini comme étant le rapport de la longueur de l'arrête la plus longue par celle de la plus courte. Ce rapport doit rester inférieur à 30. Quant aux angles définis par les arrêtes des mailles, ils doivent être tous supérieurs à 20°. La distance de la première maille à la paroi solide est de l'ordre de $\Delta y = L\Delta y^+ \sqrt{80}\,\mathrm{Re}_L^{-13/14}$ (voir section 3-4-10 du Chapitre II).

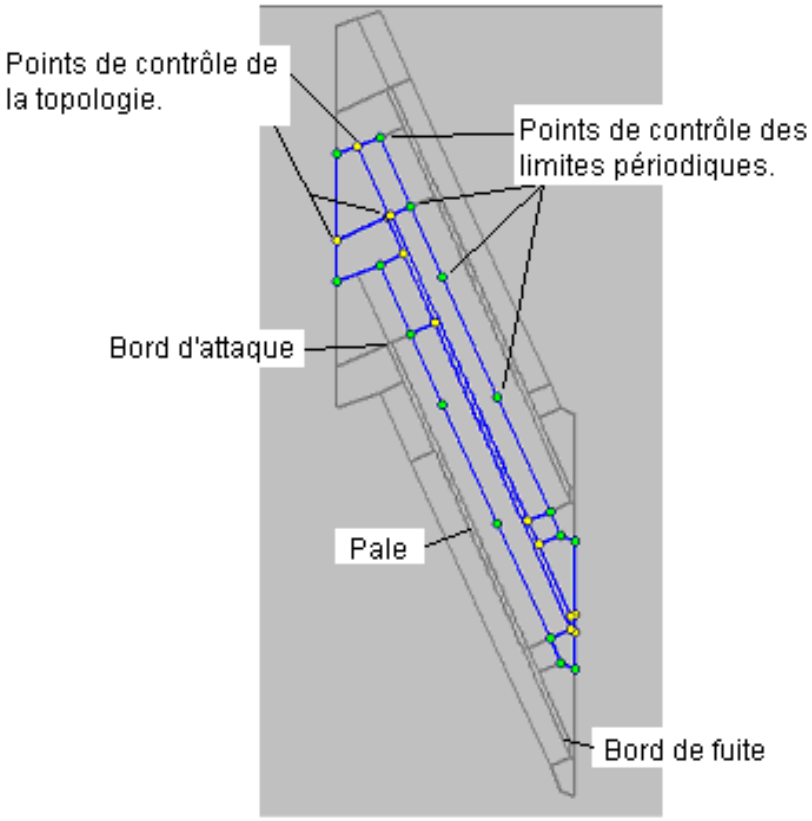


Figure 3-5 : Positionnement des points de contrôle en vue aube-à-aube.

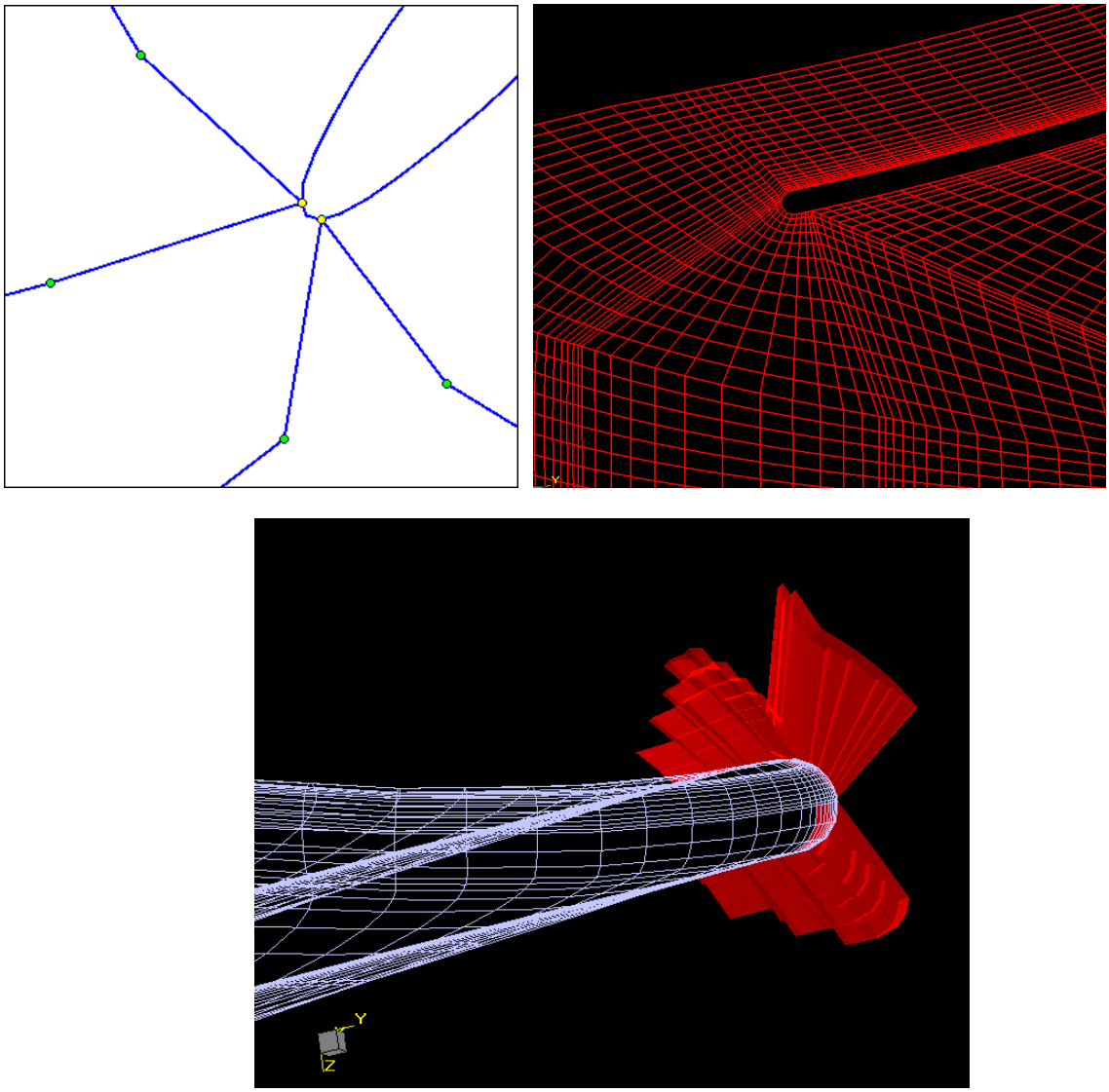


Figure 3-6 : Positionnement des points et maillage en bord d'attaque et disposition des volumes de contrôle autour du bord d'attaque.

Pour mailler le volume de l'espace dans lequel se fait l'écoulement, on commence par la création de maillages des surfaces qui délimitent ce volume. Les premières surfaces à mailler sont celles qui délimitent la pale (extrados, intrados, bord d'attaque, bord de fuite et surfaces latérales du côté du moyeu et de la périphérie). Pour cela, un maillage volumique est réalisé à l'intérieur même de la pale en premier lieu, il ne sera pas utilisé pour les calculs mais il permettra d'avoir le maillage surfacique de celle-ci. Les autres surfaces du champ d'écoulement sont par la suite maillées, ce qui permet de déduire à partir du maillage surfacique global, un maillage volumique de l'espace dans lequel se fait l'écoulement. Les blocs d'entrée et de sortie des pales sont maillés de manière conventionnelle et les trois blocs sont par la suite assemblés en une seule structure.

2-2- Démarche du calcul

La figure 3-7 illustre sous forme d'organigramme, la procédure numérique générale que nous avons adoptée pour la mise au point de calculs non cavitants, cavitant stationnaires et cavitants instationnaires.

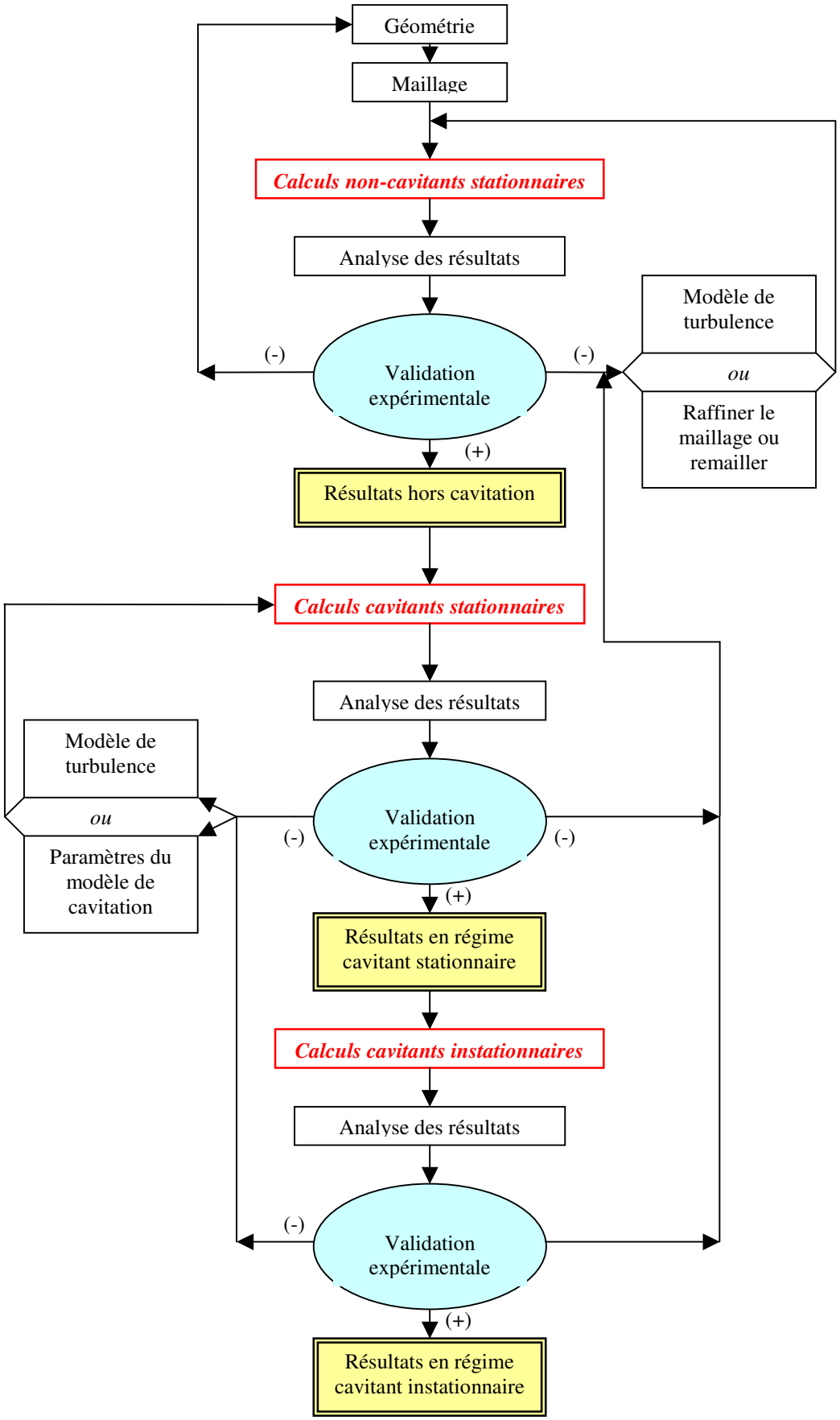


Figure 3-7 : Procédure de modélisation numérique d'un écoulement cavitant.

Des études de sensibilité par rapport au maillage réalisées pour l'inducteur B1 et l'inducteur 13°, nous ont amenés à considérer un maillage de 250000 nœuds pas passage de pale

pour l'inducteur B1 et 330000 nœuds pour l'inducteur 13°. Ces études étant longues, nous avons alors considéré que cette taille du maillage est suffisante pour les autres inducteurs également où nous avons créé entre 250000 et 300000 nœuds.

En effet, sur une machine standard (2.3GHz CPU, 4 Go RAM), il nous a fallu au minimum 7 heures pour l'obtention d'un point sur une courbe de chute de hauteur, à un débit donné. Or à chaque débit il a souvent été nécessaire de créer plus de 16 points (correspondant à 16 valeurs décroissantes de la pression d'entrée ou du coefficient de cavitation σ). D'autre part, le temps de calcul augmente considérablement au fur et à mesure qu'on s'approche de la zone de chute des performances, à cause de l'instabilité numérique due au développement de la poche et de la complexité géométrique du champ d'écoulement. A titre d'exemple, la figure ci-dessous montre pour l'inducteur 15° la courbe des résidus sur la fraction volumique de l'eau et le temps de calcul au bout duquel la convergence s'est réalisée, pour un *NPSH* proche du *NPSH* critique et au débit nominal. Ce temps de calcul est de 1 jour, 1 heure et 7 secondes.

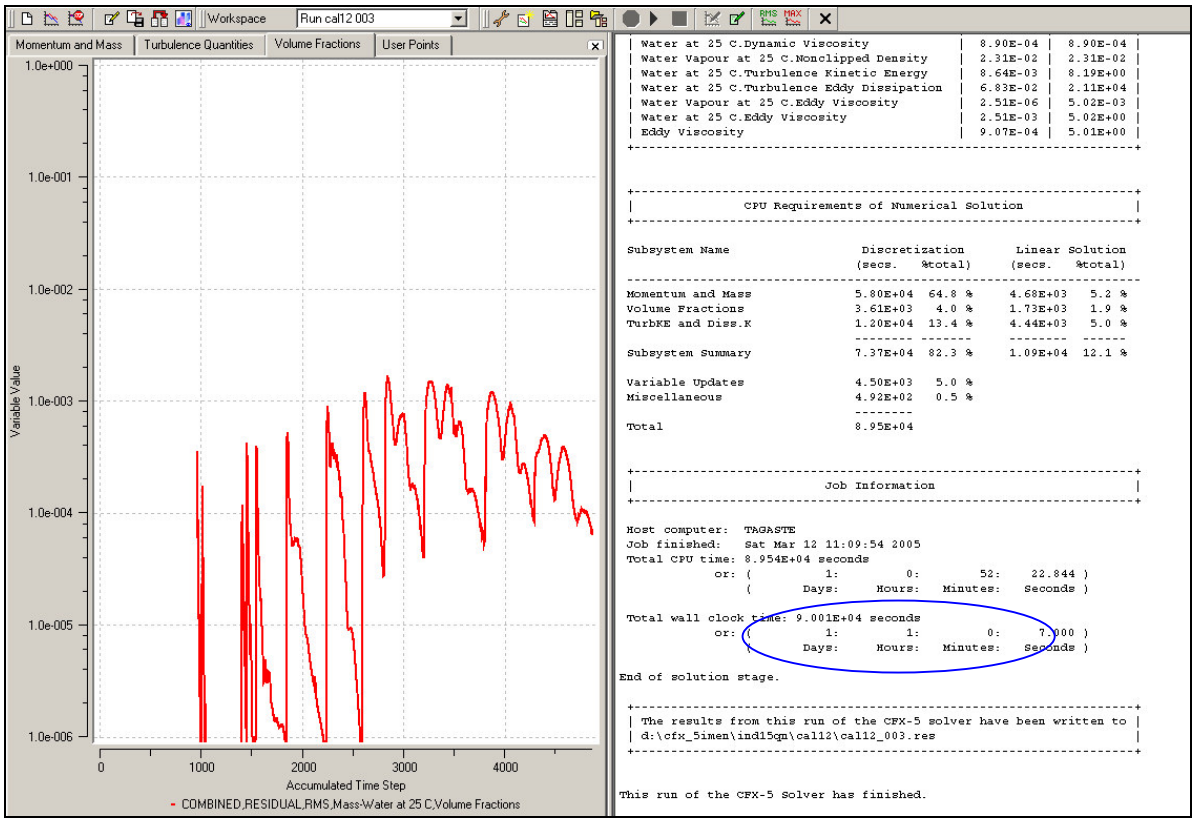


Figure 3-8 : Courbes de résidus de la fraction volumique et temps de calcul.

On spécifie les conditions aux limites aux frontières du domaine et qui sont la pression totale à l'entrée et le débit massique à la sortie. Les surfaces tournantes sont distinguées des surfaces fixes et les conditions de périodicités sont imposées aux limites appropriées. La turbulence est modélisée à l'aide du modèle *k-ε* dans le cas des écoulements stationnaires. L'air sous forme de noyaux de gaz non condensable de 2.10^{-6} m de diamètre, est introduit avec une très faible fraction volumique de 5.10^{-4}. Le critère de convergence choisi est de 10^{-4} pour les résidus maximaux normalisés, sauf dans la zone proche de la chute où les résidus sont réduits à 10^{-5} -selon l'état de convergence-, voire plus.

Les courbes de chute des performances sont créées graduellement. Chaque courbe correspond à un coefficient de débit. On commence par un premier calcul en régime non cavitant

et pour lequel la pression totale à l'entrée est élevée (de l'ordre de 1 atm), pour garantir un écoulement complètement liquide. Ce premier calcul permet alors d'avoir la distribution de la pression dans tout le domaine d'étude. En effet, la connaissance du champ initial de pression est nécessaire pour l'utilisation de l'équation de la dynamique des bulles de Rayleigh-Plesset pour le calcul suivant en régime cavitant.

Par la suite, on génère un deuxième calcul en activant cette fois le module de cavitation, tout en gardant les mêmes conditions aux limites. La condition initiale choisie pour ce second calcul constitue le résultat final du calcul précédent. Au troisième calcul, on commence à réduire la pression d'un pas d'environ 10000 [Pa]. Chaque réduction correspond à un point de la courbe. Quand la baisse de la hauteur devient sensible, ce pas est réduit à 1000 [Pa] puis à 500 [Pa] ou moins (selon la qualité de la convergence), pour vaincre l'importante instabilité du processus de résolution.

Lors de ces calculs, nous ne résolvons pas l'équation de l'énergie. En effet, d'un point de vue thermodynamique, la dynamique des bulles est supposée être contrôlée par l'inertie et non par les transferts thermiques. Dans ces conditions, l'écoulement est supposé isotherme (T=300 K). Les densités du liquide et de la vapeur sont supposées constantes et la phase gaz non condensable est assimilée à de l'air, suivant l'équation des gaz parfaits en utilisant la pression locale (calculée) et la température nominale du fluide *T*. Les effets de la compressibilité étant négligés dans le cas de la cavitation stationnaire, la densité du fluide est alors constante. La vapeur d'eau est considérée comme un gaz parfait dont la densité est calculée à partir de la pression locale et de la température *T*.

La convergence est atteinte après un nombre d'itérations qui peut varier de 800 à 1400, en fonction de la qualité et de la taille du maillage, des ordres des schémas de discrétisation, et du modèle de turbulence utilisé.

Conditions aux limites et conditions initiales

Tel que nous l'avons spécifié précédemment, les conditions aux limites imposées pour les calculs sont la pression à l'entrée et le débit massique à la sortie. Ce dernier est associé à une direction et une vitesse uniforme donnée par la relation $\rho U = \frac{Q_m}{\int_S dA}$ où $\int_S dA$ est la surface par laquelle le fluide rentre dans le domaine, pour un maillage donné. Cette aire varie donc avec la résolution du maillage. En cas d'écoulement multiphasique dès l'instant initial t=0, une vitesse uniforme est calculée pour chaque phase q, de fraction massique y_q selon la relation $U_q \int_S dA = \frac{Q_m}{y_q \rho_q}$.

Ce choix de conditions d'entrée et de sortie est justifié par le fait que quand la cavitation a lieu avec la pression (et non pas le débit) comme condition aux limites à la sortie, la chute de hauteur (H) qui en résulte, tracée en fonction du *NPSH* conduit à une petite remontée de la pression dans le champ de l'écoulement (et qui sera plus amplement traitée à la section 4-3-1 de ce chapitre), ce qui est conforme aux résultats expérimentaux. Par contre si la condition aux limites en pression a été choisie à l'entrée et le débit à la sortie, la cavitation résultante pourrait

conduire à une diminution supplémentaire de la pression et donc une accentuation de la cavitation.

Quant aux conditions du type 'parois solides', elles sont imposées du côté du moyeu et de la périphérie et sont considérées comme étant lisses. La vitesse normale y est nulle et la vitesse tangentielle est supposée être égale à celle de la paroi. Des interfaces du type fluide/fluide assurent la continuité des variables, d'une part entre la sortie du bloc d'entrée et l'entrée des pales, et d'autre part entre la sortie des pales et l'entrée du bloc de sortie. L'extrados de la pale précédente et l'intrados de la pale suivante constituent des surfaces périodiques.

Comme il a été indiqué dans le paragraphe précédent, chaque résultat final de calcul représente la condition initiale du calcul suivant. Par ailleurs et pour des raisons purement numériques, on spécifie également qu'à l'entrée du domaine la fraction massique de la vapeur reste nulle à tout instant et qu'à l'instant t=0, le liquide occupe tout le domaine d'écoulement.

Paramètres de la modélisation

En plus des paramètres des différents modèles de cavitation présentés au Chapitre II (voir Tableau 2-1 et Tableau 2-2), nous avons utilisé lors de la modélisation numérique les paramètres présentés ci-dessous. Les indices *l* et *v* sont respectivement relatifs au liquide et à la vapeur.

Eau saturée à 300 K		
Densité [kg/m^3]	ρ_l	998
	ρ_v	0.0256
Viscosité absolue [N.s/m²]	μ_l	8.55×10^{-4}
	μ_v	9.09×10^{-6}
Conductivité thermique [W/m.K]	k_l	0.613
	k_v	0.0195
Pression de vapeur [Pa]	P_V	3531
Tension de surface [N/m]	T_s	7.17×10^{-4}
Enthalpie [kj/kg]	h_l	111.7
	h_v	2550.1

Tableau 3-1 : Propriétés physiques de l'eau.

Le nombre de Reynolds caractéristique de l'écoulement, basé sur le diamètre d'entrée en périphérie (334 mm), la vitesse d'entraînement périphérique en entrée, et la viscosité de l'eau est :

$$\mathrm{Re} = \frac{U \times D}{\nu} = 4.85\,10^{6}$$

Dans le cas de calculs cavitants, nous considérons dans l'équation de Rayleigh-Plesset un diamètre de bulles (phase gaz non condensable) R_b=10^{-6} [m] et une fraction volumique de 5.10^{-4} comme nous l'avons précisé plus haut. Pour l'Eq. (2-77) de la production/destruction de la vapeur, F_c=50 en cas de vaporisation ($P<P_V$) et F_c=0.1 en cas de condensation pour tenir compte du fait que la condensation est un processus lent par rapport à la vaporisation. Pour de plus amples détails, on pourra se référer à la section 5-5 du Chapitre II.

Critères de convergence

Outre la convergence classique du débit, il faut suivre l'évolution des résidus relatifs à la turbulence et la quantité de mouvement. Dans le cas des écoulements cavitants, il faut également tenir compte des résidus sur la fraction volumique de la vapeur. Pour nos calculs, nous avons utilisé des résidus adimensionnels du type *RMS* ('*Root Mean Square*') qui sont en fait les résidus des différentes équations, et sont normalisés par rapport aux volumes des mailles.

Rappelons que pour une variable donnée (telle que la pression, les composantes des vitesse,...), les résidus dans une cellule représentent la différence entre le flux entrant et le flux sortant de cette variable à travers les faces de la cellule :

$$\frac{\iint_{\text{Surface}} \rho.\,\text{var}\,iable\,(\vec{U}.\vec{n})\,ds}{volume\,des\ \text{mailles}}$$

La moyenne *RMS* consiste à considérer la racine carrée de la somme des carrés des résidus. Cette somme est effectuée sur le nombre de mailles.

2-3- Sensibilité par rapport au maillage

En simulation numérique, la qualité du maillage peut être à l'origine d'importantes erreurs. Son analyse constitue donc une étape primordiale dans le processus de modélisation. L'étude de sensibilité par rapport à la taille et à la qualité des maillages structurés et non-structurés dans l'inducteur B1 a été réalisée à divers débits avec comme paramètre critère la hauteur statique $H = \frac{P_{static,2} - P_{static,1}}{\rho g}$, ou $P_{static,1}$ et $P_{static,2}$ sont les pressions statiques déduites des résultats de la simulation numérique en moyennant par rapport à la masse respectivement au niveau des plans d'entrée et de sortie des aubages.

Cette étude a montré qu'en plus du nombre de nœuds, un autre paramètre influence les résultats : le nombre de coupes cylindriques générés lors de la création de la géométrie. Comme le montre la figure 3-9 les résultats des calculs sont plus précis pour 9 coupes que pour 3. Nous avons alors choisi de fixer le nombre de profils à *au moins 9* pour les autres inducteurs, où il

fallait quelquefois aller jusqu'à 13 profils selon l'organigramme de la figure 3-7 en cas de divergence des calculs en régime cavitant.

D'autre part, la figure 3-9 montre également que le maillage de 250000 nœuds par passage de pale donne des résultats qui sont meilleurs que ceux de 50000 nœuds. Par ailleurs, lorsqu'on passe au régime cavitant, ce dernier est incapable de simuler les zones de vapeur.

Pour analyser l'impact du maillage sur les oscillations des résultats ainsi que les erreurs qu'il occasionne, sept maillages structurés et cinq maillages non-structurés à 9 profils ont été testés pour cet inducteur dans les conditions d'opération optimales (Q_N=337 m^3/h).

Concernant le maillage non-structuré le nombre de nœuds affecte clairement la stabilité des calculs qui oscillent de part et d'autre de la valeur expérimentale de la hauteur et ne se stabilise qu'à partir de 35000 nœuds (Fig. 3-10). Un maillage de 45000 nœuds est donc suffisamment fiable pour présenter les résultats.

Pour le maillage structuré, on obtient la tendance espérée à partir de 150000 et c'est à partir de 200000 que l'écart relatif en hauteur entre deux maillages successif est inférieur à 4 %.

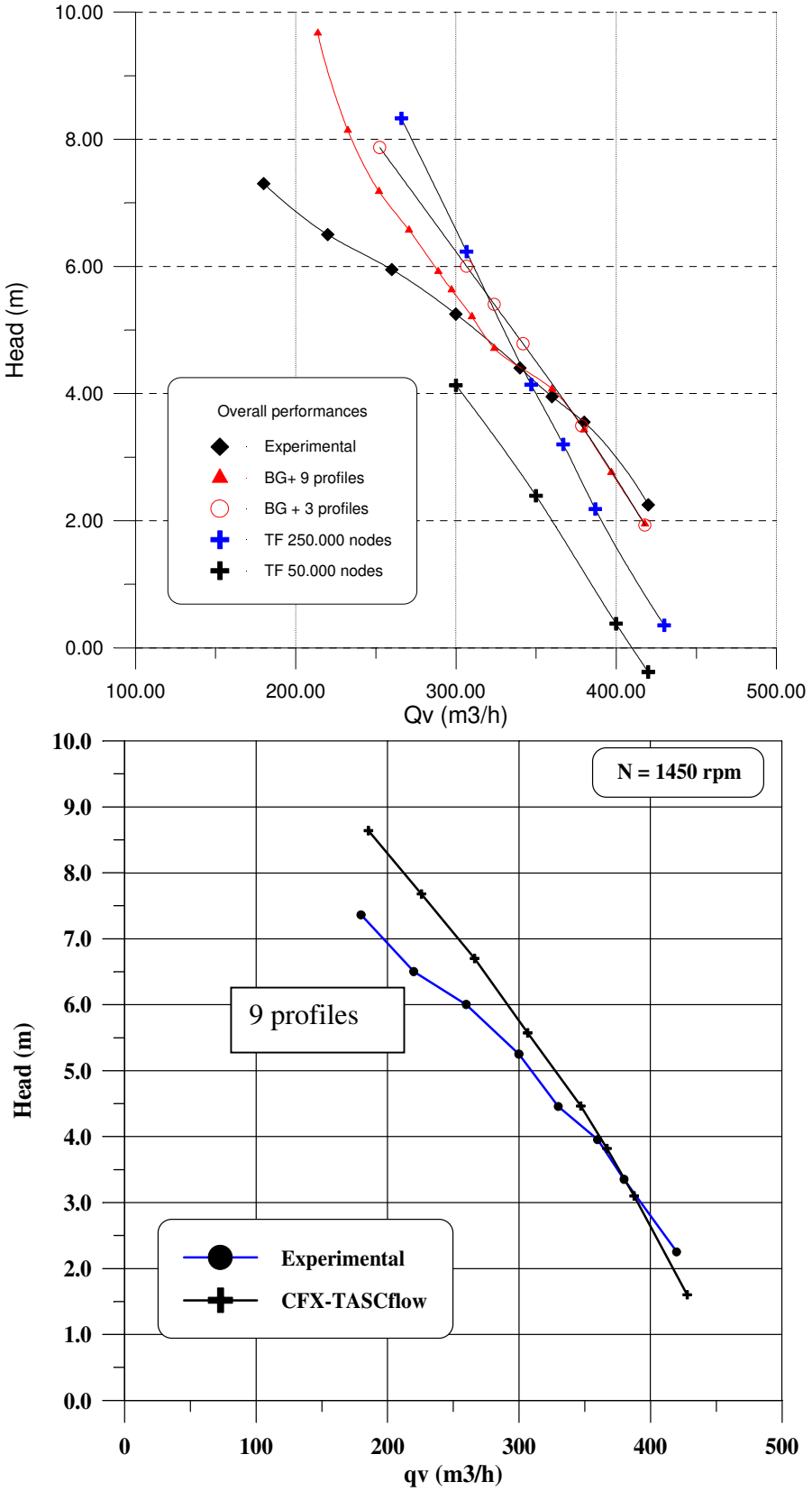


Figure 3-9 : Inducteur B1 : Influence de la qualité du maillage et du nombre de nœuds sur la hauteur.

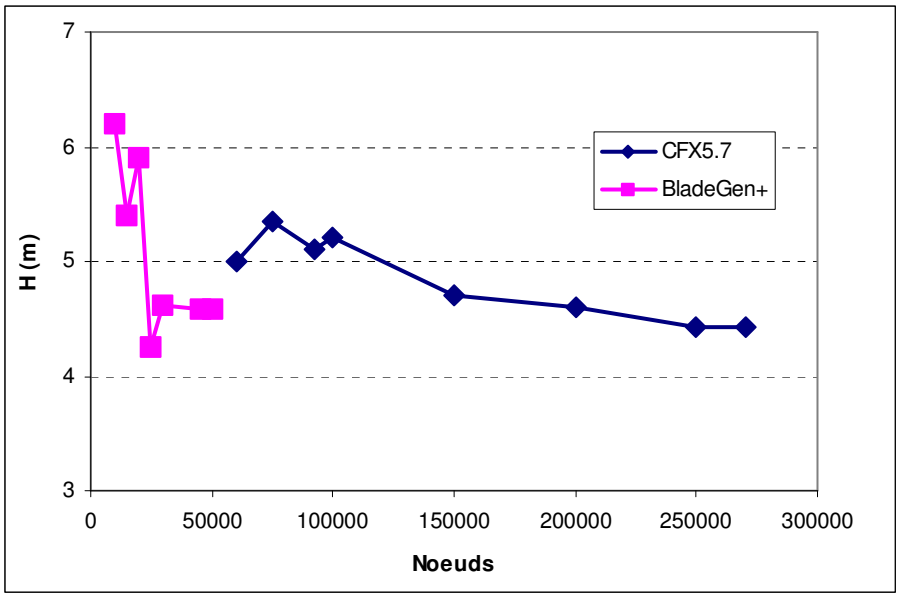


Figure 3-10 : Inducteur B1 : Influence de la taille du maillage.

2-4- Influence du pseudo pas du temps en formulation stationnaire

Le recours au pseudo-temps est une technique de résolution implicite d'équations différentielles dans le cas de problèmes stationnaires. Mathématiquement, elle correspond à une homotopie (voir remarque ci-dessous) qui transfère le problème d'un espace stationnaire à un espace instationnaire. Une fois qu'un niveau de convergence satisfaisant est atteint, on fait disparaître les termes dans lesquels apparaissent les dérivées par rapport au pseudo temps, vu que l'écoulement ne fluctue pas. Le système est traité par intégration numérique où seule la solution à $t \rightarrow \infty$ est considérée.

Cette technique est répandue dans des applications telles que l'aérodynamique, la magnétohydrodynamique, les écoulements réactionnels, les transferts de chaleur, etc., où la solution finale du problème est différente des conditions initiales. Ceci est également le cas pour les écoulements cavitants où le champ étudié comprend une discontinuité spatiale correspondant à la zone de vapeur au sein du fluide.

Une alternative à l'utilisation de la technique de pseudo pas, serait l'utilisation de l'algorithme *SIMPLE* ('*Semi Implicit Method for Pressure Linked Equations*') qui relie les variations de la densité à la pression via une loi barotrope [Delannoy et Kueny 1990], ce qui transforme l'équation de continuité en une équation de transport de la densité.

Remarque :

En mathématiques, le concept topologique d'**homotopie** formalise la notion naturelle de « déformation continue » d'un objet vers un autre :

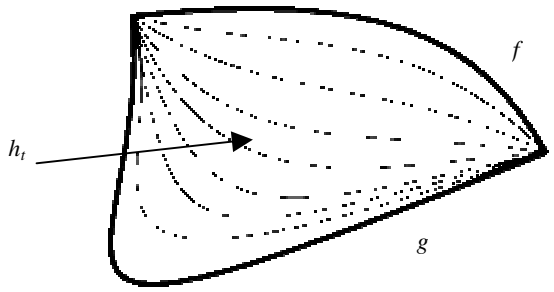
On se donne deux espaces topologiques X et Y.

Deux fonctions f et g continues :

$f, g : X \to Y$ sont dites homotopes (dans Y) s'il existe une application *continue*

$H : X \times [0,1] \to Y$ telle que

- $\forall x \in X, H(x, 0) = f(x)$
- $\forall x \in X, H(x, 1) = g(x)$



Autrement dit, selon les valeurs du paramètre t, la fonction H passe continûment de f (pour $t=0$) à g (pour $t=1$). Chaque valeur du paramètre t correspond à une fonction :

$h_t : X \to Y \quad , \quad x \mapsto H(x, t)$ « située entre f et g ».

Afin de mieux expliciter cette notion de pseudo pas, considérons l'exemple d'un écoulement 2D incompressible et axisymétrique. En notant ψ la ligne de courant et ω la vorticité, les équations de Navier-Stokes s'écrivent :

$$\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\psi}{\partial y^2} = -\omega$$

$$\frac{1}{\mathrm{Re}}\left(\frac{\partial^2\omega}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\omega}{\partial y^2}\right) = \frac{\partial\psi}{\partial y}\frac{\partial\omega}{\partial x} - \frac{\partial\psi}{\partial x}\frac{\partial\omega}{\partial y}$$

dans lesquelles Re est évidemment le nombre de Reynolds et x et y sont les coordonnées cartésiennes. Ces équations étant non linéaires, elles sont alors résolues par des méthodes itératives. On leur attribue un pseudo pas de temps et des pseudo dérivées temporelles de la manière suivante :

$$\frac{\partial\psi}{\partial t} = \frac{\partial^2\psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\psi}{\partial y^2} + \omega$$

$$\frac{\partial\omega}{\partial t} = \frac{\partial^2\omega}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\omega}{\partial y^2} + \mathrm{Re}\frac{\partial\psi}{\partial x}\frac{\partial\omega}{\partial y} - \mathrm{Re}\frac{\partial\psi}{\partial y}\frac{\partial\omega}{\partial x}$$

Ces pseudo dérivées permettent simplement de faire progresser le calcul de manière itérative. Les itérations se font jusqu'à convergence de ce système dans ce pseudo domaine temporel. Autrement dit, ce pseudo pas de temps est utilisé pour amener la solution à convergence.

Pour quelles raisons le pseudo pas influence-t-il la qualité des résultats ? En fait, cette technique de pseudo pas nécessite un précondionnement des équations qui consiste à multiplier les termes dépendant du temps par une matrice qui accélère la convergence à condition que le pas soit correctement convergé. Il est donc nécessaire de trouver le seuil de pas de temps à partir duquel la modification des équations de l'écoulement par la matrice de précondionnement n'influence plus les résultats.

Afin d'illustrer l'influence de ce pseudo pas sur les résultats, nous présentons sur la figure 3-11 à titre d'exemple la hauteur expérimentale ainsi que trois séries de calculs réalisés pour l'inducteur 13°, à un débit $Q=1.14\times Q_N= 320$ m^3/h. Ces trois séries correspondent aux pseudo pas

de 10^{-3} s, 10^{-4} s et 10^{-5} s, tous les autres paramètres étant par ailleurs égaux. La figure montre les courbes de chute de hauteur statique obtenues dans ces cas. On constate que le pas de 10^{-5} s donne les résultats les plus proches des mesures expérimentales et qu'à partir de 10^{-4} s, l'écart entre les hauteurs calculées pour deux pas successifs est inférieur à 0.17 m. D'un autre côté, le temps global de calcul augmente considérablement quand on passe d'un pas de 10^{-4} à 10^{-5} s. Suite à ces calculs, nous avons choisi pour les simulations stationnaires des autres inducteurs un pseudo pas de 10^{-4} s.

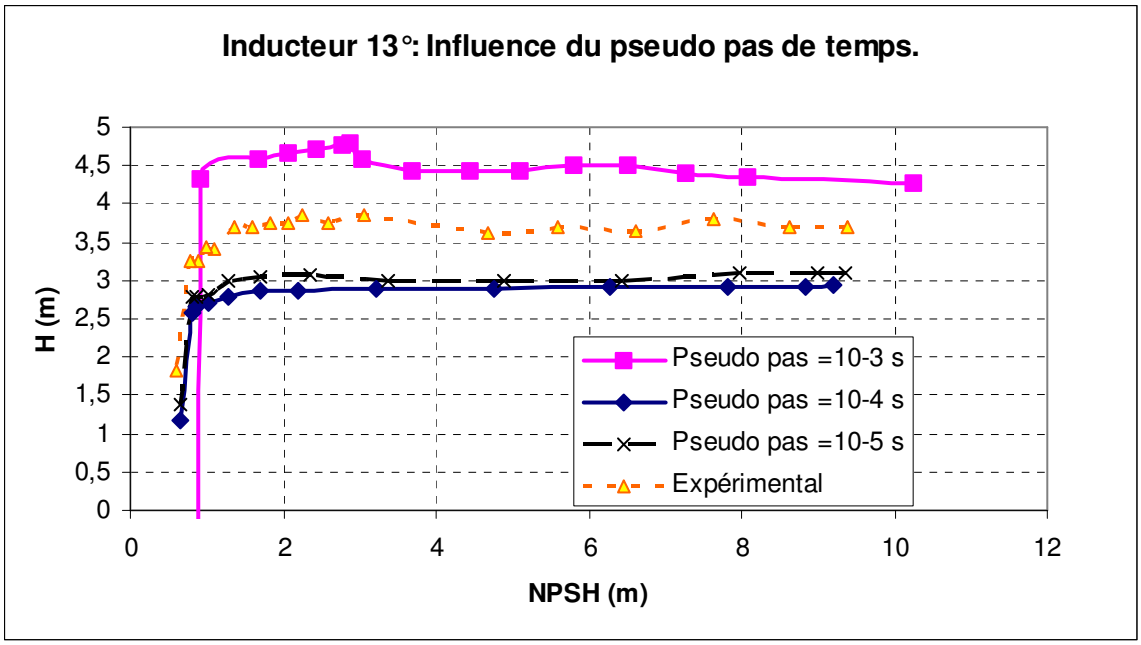
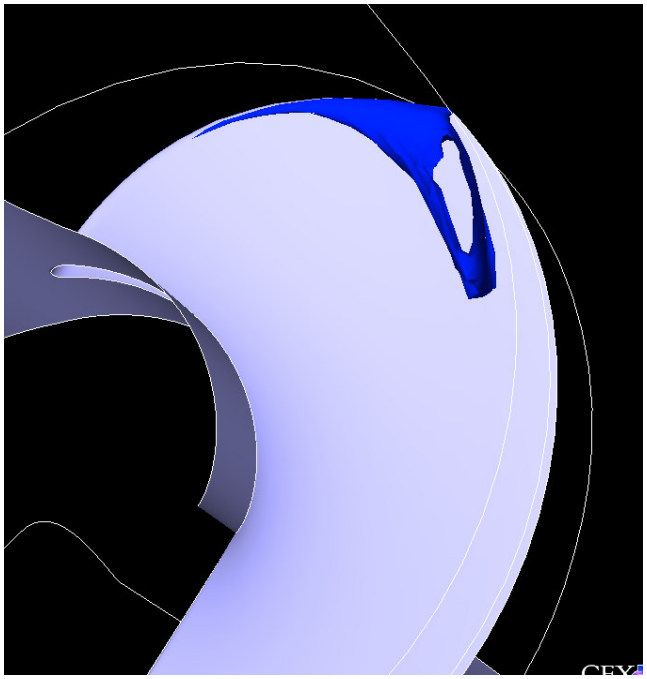
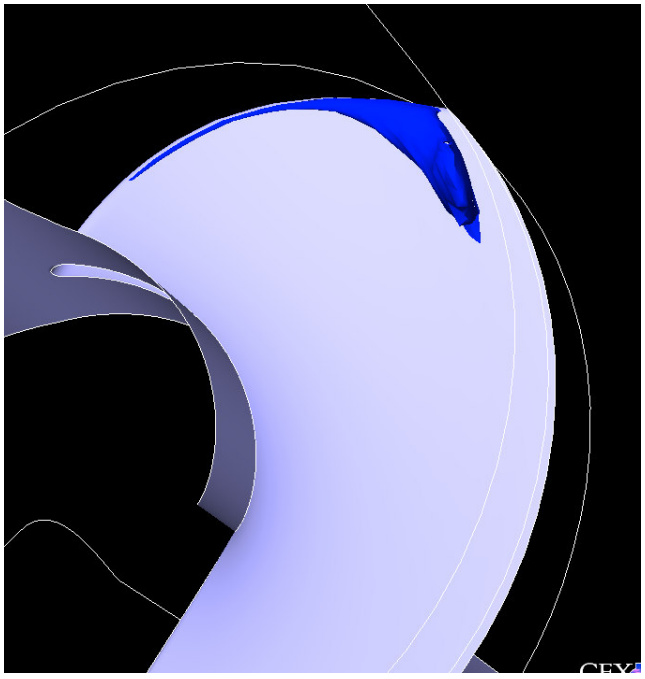
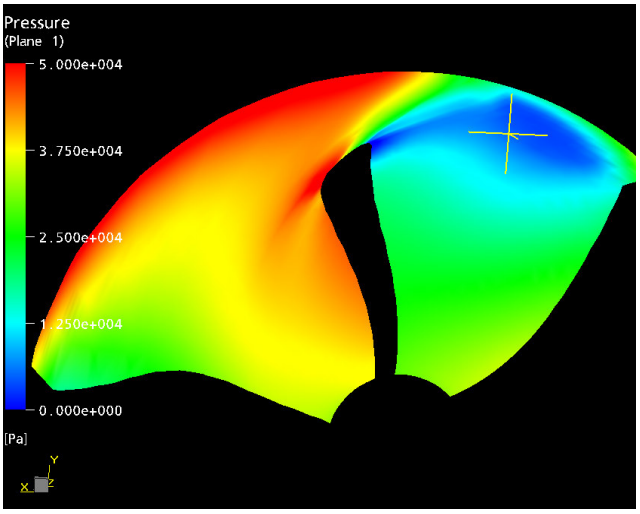
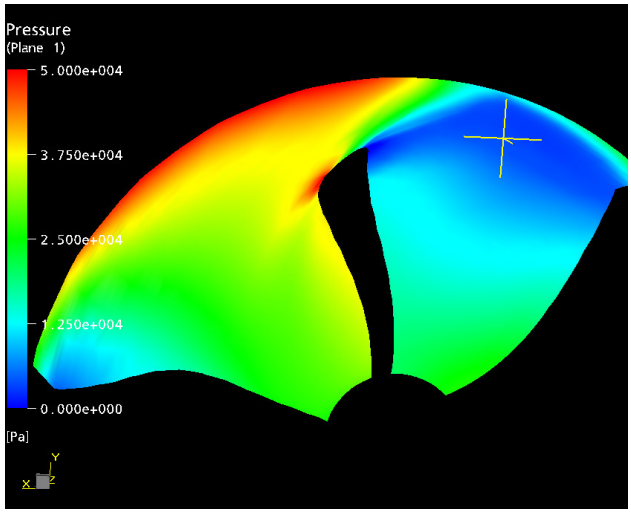


Figure 3-11 : Influence du pas du temps sur la courbe de chute de hauteur.

Pour approfondir l'analyse, nous représentons en bleu à la figure 3-12 la forme de l'isobare $P=P_V$=3531 Pa au niveau du bord d'attaque, et ce dans le cas de l'inducteur 13° à Q/Q_N=1.14 pour des pseudo pas de temps de 10^{-3} et 10^{-4} s. Nous y présentons également la distribution de la pression statique selon un plan de coupe réalisé à l'entrée des pales, perpendiculairement à l'axe de rotation comme le montre la figure.

De cette figure on peut déduire que la taille de la poche de vapeur ainsi que son extension dans le sens de l'écoulement dépendent du pas de temps. Par ailleurs, on constate que la distribution de pression statique est également très affectée de ce paramètre. En effet si le pas de temps n'est pas suffisamment faible, la pression statique sur le plan de coupe allant du moyeu à la périphérie risque d'être surestimée.

Pseudo pas de temps =10^{-3} s.	*Pseudo pas de temps = 10^{-4}s.*
	
	

Distribution de la pression statique selon le plan de coupe ci-dessous.

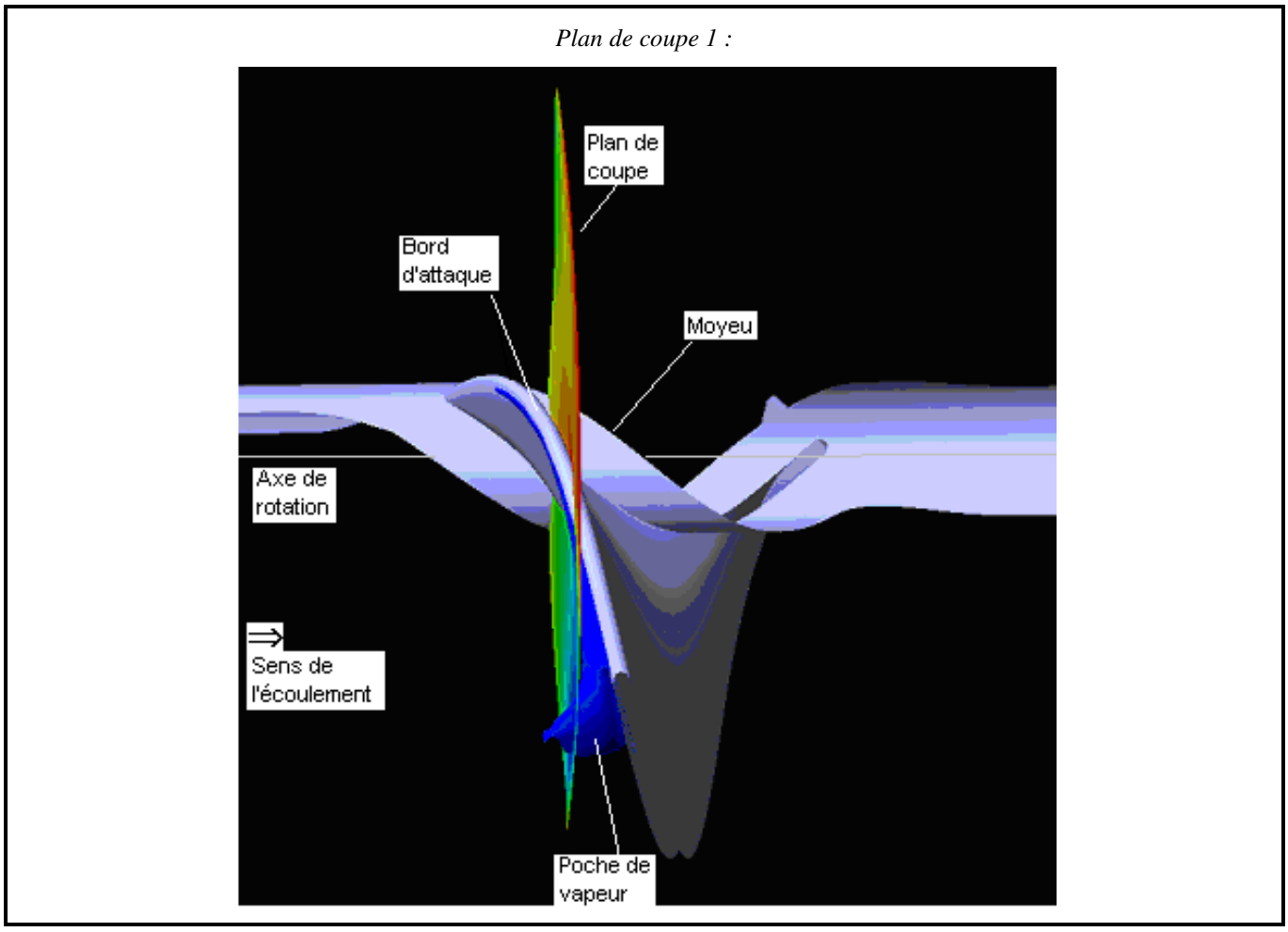


Figure 3-12 : Influence du pas du temps sur la formation de la vapeur.

2-5- Sensibilité par rapport au modèle de turbulence

En plus du maillage et du pseudo pas de temps, nous avons également étudié la sensibilité des résultats vis-à-vis du modèle de turbulence. Le modèle k-ε est le modèle de turbulence le plus utilisé dans la littérature pour la simulation d'une grande variété d'écoulements, sans que son efficacité ne soit réellement démontrée dans le cas des écoulements cavitants dans les turbomachines. Le choix d'un modèle de turbulence parmi d'autres étant un point délicat dans la modélisation, nous avons alors testé plusieurs modèles de turbulence et nous nous limiterons dans le cadre de ce paragraphe à la présentation des résultats des modèles k-ε standard, k-ε *RNG*, k-ω et k-ω *SST*. Ces modèles ont été amplement traités au Chapitre II.

Le choix du modèle de turbulence dépend non seulement de la physique du problème, mais également de la qualité espérée des résultats et de la puissance des calculateurs dont nous disposons. Nous avons à titre d'exemple constaté que comparativement au modèle k-ε, les modèles k-ε *RNG* et k-ω *SST* mettent plus de temps à converger, dans des conditions d'écoulement similaires. Ces conditions concernent l'inducteur B1 avec un débit Q=1.09×Q_N et une pression d'entrée de 1atm (soit un *NPSH* de 10.74m). Or tel que nous le verrons ci-dessous, leurs résultats restent très similaires en cavitation **stationnaire**, nous avons donc choisi celui qui

converge le plus rapidement et le plus fréquemment (car la convergence reste très sensible au coefficient de débit) : le modèle *k-ε*.

Similairement au plan de coupe 1 défini précédemment pour l'affichage des résultats, nous définissons le plan 2 pour l'inducteur B1 ainsi qu'un plan 3 perpendiculaire au précédent et contenant l'axe de rotation. Pour le plan 3, nous nous limiterons à la zone entourant la pale en bord d'attaque :

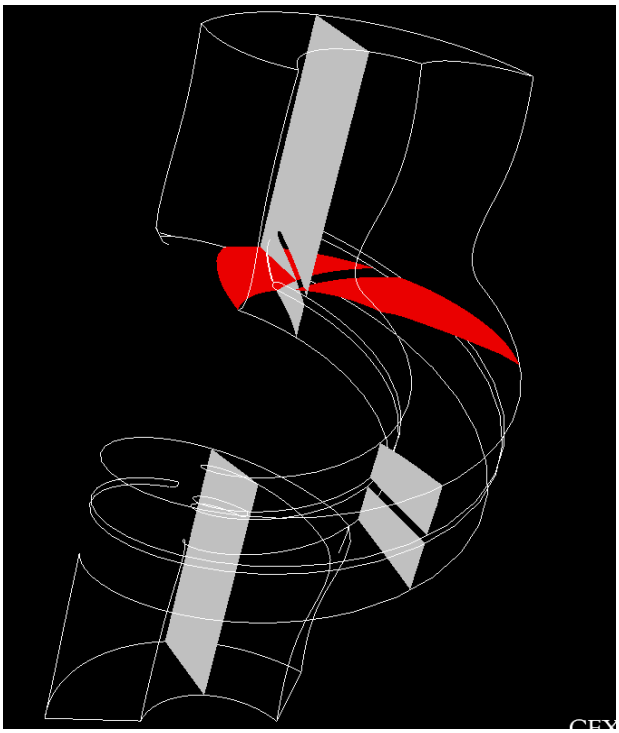


Figure 3-13 : Plans de coupe 2 et 3.

En prenant comme critère la hauteur expérimentale produite par l'inducteur dans ces conditions, on montre sur le tableau ci-dessous l'écart relatif pour les différents modèles. Cet écart n'excède pas 5.3% et est similaire pour les quatre cas, validant ainsi le comportement des modèles du point de vue des performances globales. Pour les distributions de vitesse et de pression statique sur les plans 2 et 3, on observe la même tendance, sauf près des parois.

	H (m)	Ecart relatif (%)
Expérimental	3.8	
k-ε	3.82	1.8
k-ε RNG	4.00	5.3
k-ω	3.92	3.1
k-ω SST	3.93	3.6

Tableau 3-2 : Sensibilité par rapport au modèle de turbulence.

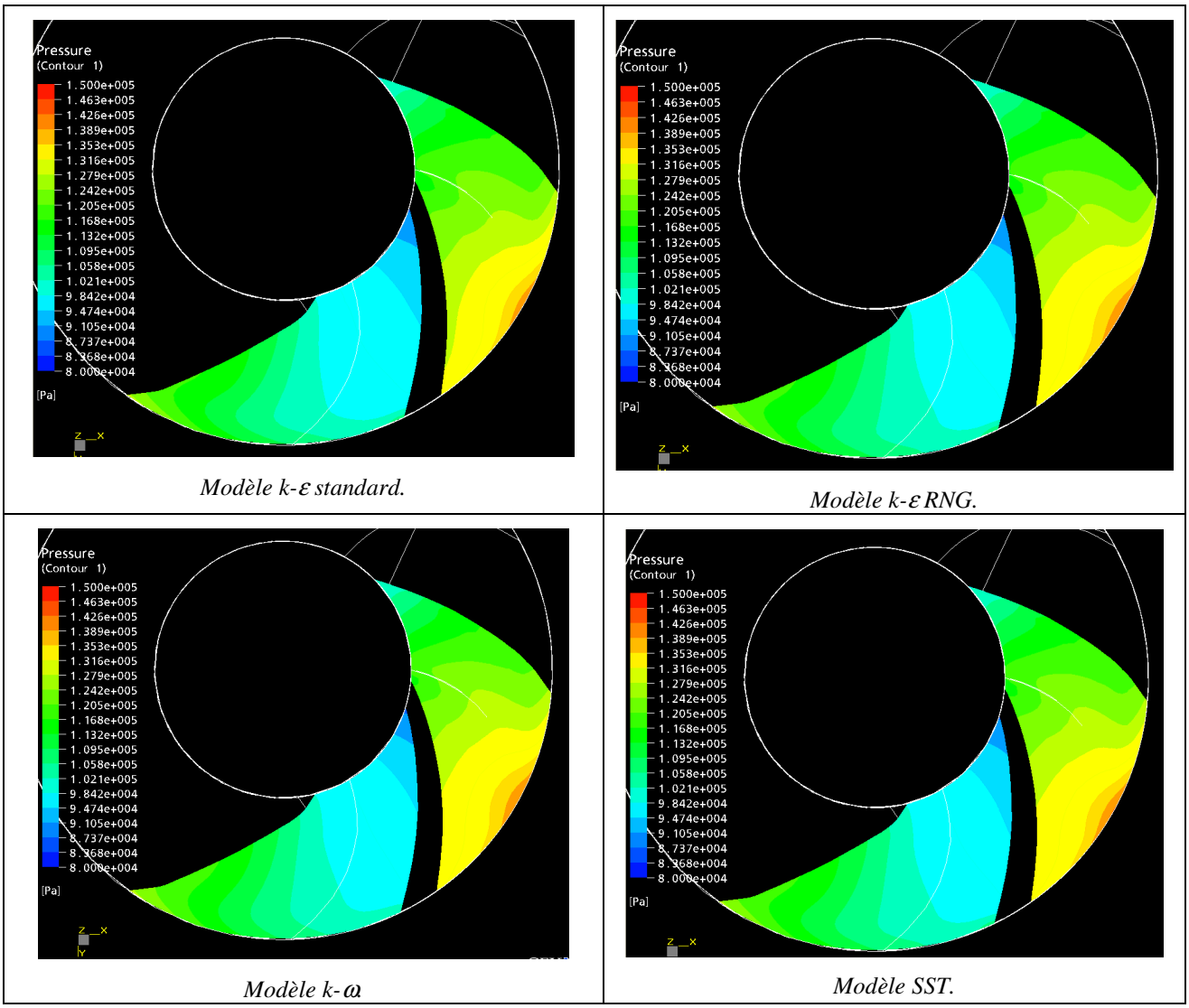
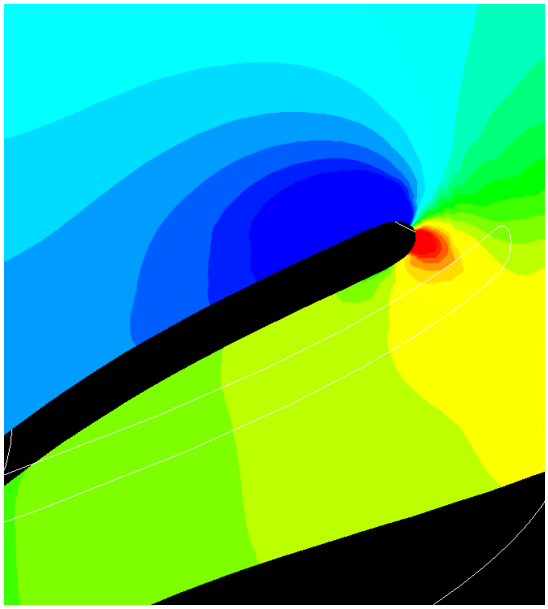
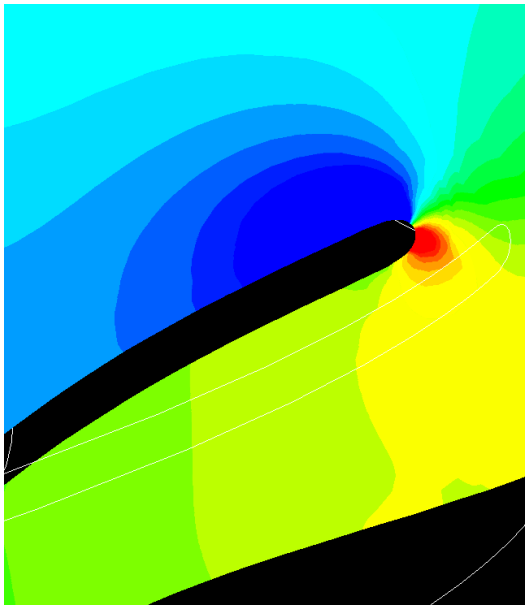


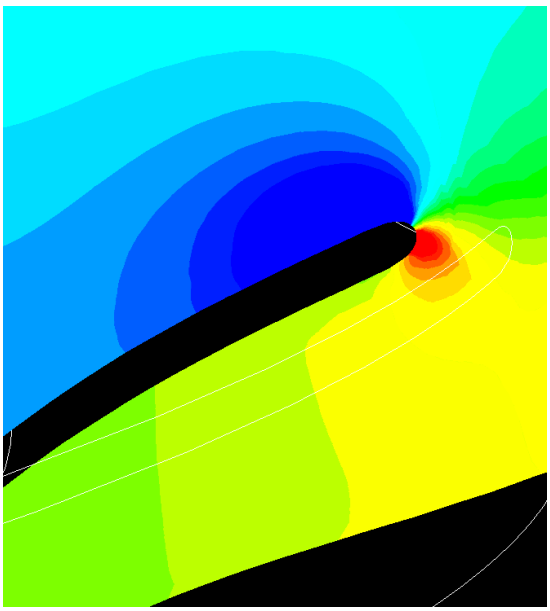
Figure 3-14 : Influence du modèle de turbulence : distribution de la pression statique sur le plan 2.



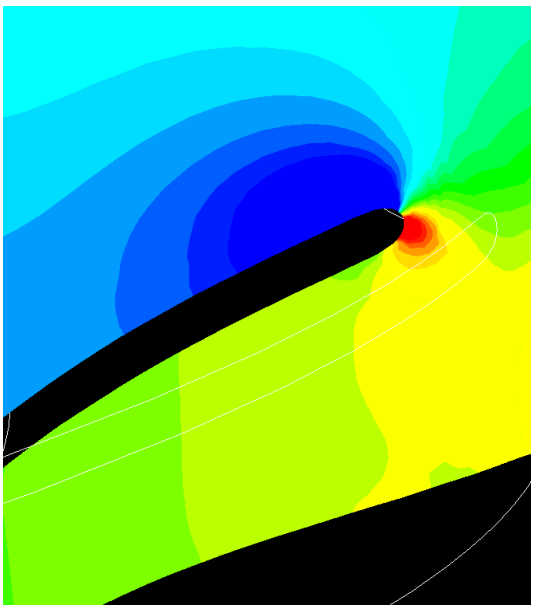
Modèle k-ε standard.



Modèle k-ε RNG.



Modèle k-ω



Modèle SST.

Figure 3-15 : Influence du modèle de turbulence : distribution de la pression statique sur les plans 2 et 3 (au voisinage du bord d'attaque).

3- DESCRIPTION GENERALE DE L'INSTALLATION EXPERIMENTALE ET MESURES DE LA PRESSION

3-1- Banc d'essai hydrodynamique du *LEMFI-Paris*

Bien que l'utilisation des inducteurs soit aujourd'hui courante, plusieurs aspects de leur fonctionnement et de leur comportement restent encore difficilement modélisables. Afin d'apprécier certains phénomènes qui conditionnent la fiabilité de ces dispositifs, leurs performances maximales et leurs limites d'utilisation, on a toujours recours à l'expérimentation [Tsujimoto et al. 2005, Hosangadi et al. 05, Tsujimoto et al. 1997, Hashimoto et al. 1997].

Le banc d'essai hydrodynamique du LEMFI est constitué de boucles fermées et indépendantes (Fig. 3-16-a). Le circuit des pompes axiales objet de notre travail est constitué principalement des éléments suivants (Fig. 3-16-c) :

♦ Deux réservoirs d'une capacité unitaire de 4 m^3 chacun, reliés par des conduites de 350 mm de diamètre. Le remplissage et la vidange sont assurés par deux électrovannes.

♦ Une pompe à vide à anneau liquide règle la pression à la surface libre des réservoirs.

♦ Un moteur de 22 kW, commandé par un variateur de fréquence, entraîne l'inducteur essayé. La vitesse de rotation est mesurée à l'aide d'un tachymètre magnétique (FSD '*Full Scale Deflection*' 0.1 %).

♦ Une vanne motorisée permet de faire varier le débit de l'inducteur de façon précise et contrôlée.

♦ L'inducteur équipé d'une enveloppe transparente en altuglas permettant l'observation des structures de vapeur lors de la cavitation.

♦ Une pompe centrifuge de circulation, montée en série avec l'inducteur, permet de vaincre les pertes de charge du circuit d'essais.

♦ Un pupitre sur lequel sont centralisées les diverses commandes et mesures.

♦ Divers appareils et instruments de mesure dont :

- Un débimètre à ultrasons ″A500 - Sparling Meter Flow″ étalonné et placé à l'entrée de l'inducteur (FSD 1 %).

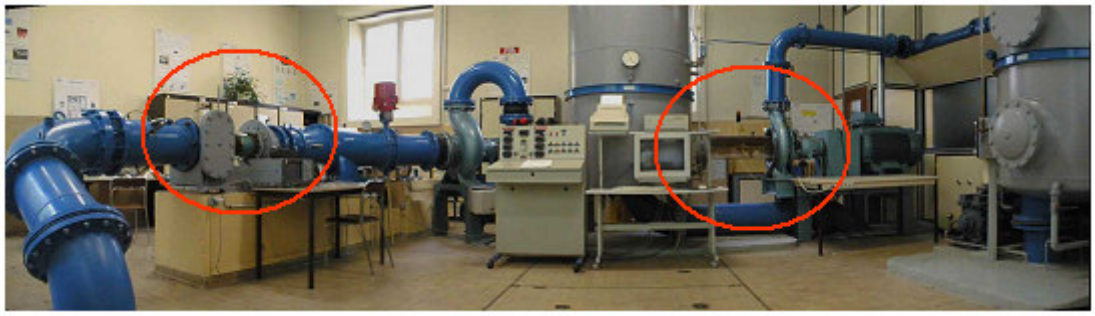
- Deux manomètres métalliques doublés par des capteurs de pression de type piézo-résistifs.

- Une sonde de température (FSD 1%): la température moyenne durant les essais est de l'ordre de 18°C.

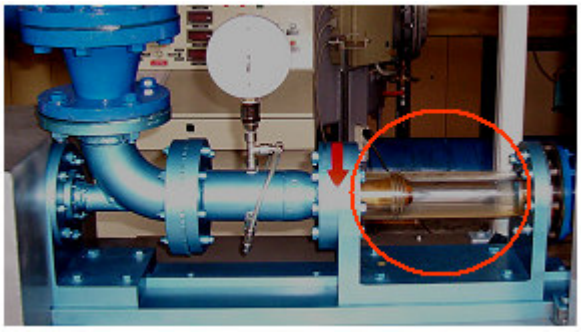
- Deux capteurs de pression piézo-électriques KISTLER de type 601A (FSD 1 %), disposés sur l'enveloppe transparente à 20 mm à l'amont du bord d'attaque et à 150 mm à l'aval

du bord de fuite de l'aube (Fig. 3-16-b) afin de mesurer les fluctuations de pression à la périphérie. Le signal issu de ces capteurs est amplifié puis traité par un analyseur de spectre *LECROY* de type 930 4A. La liaison de ce dernier avec un ordinateur, permet le stockage des signaux ainsi que leur exploitation ultérieure.

Pour la capture expérimentale des structures de vapeur à travers l'enveloppe transparente, nous avons utilisé une caméra sous éclairage stroboscopique.



A gauche : la boucle des inducteurs industriels. A droite : la boucle des pompes centrifuges permettant le couplage avec les inducteurs.



Boucle utilisée pour les inducteurs aéronautiques

Figure 3-16-a : Banc d'essai hydrodynamiques du LEMFI.

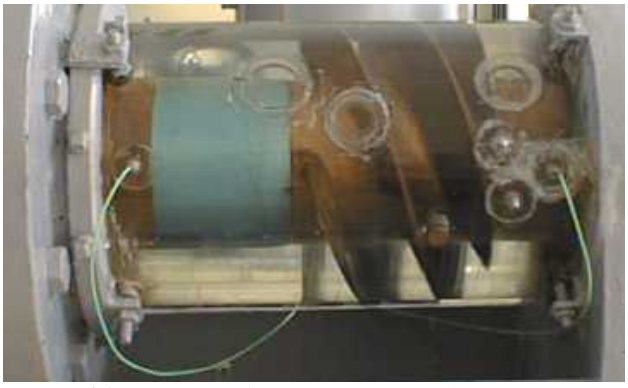
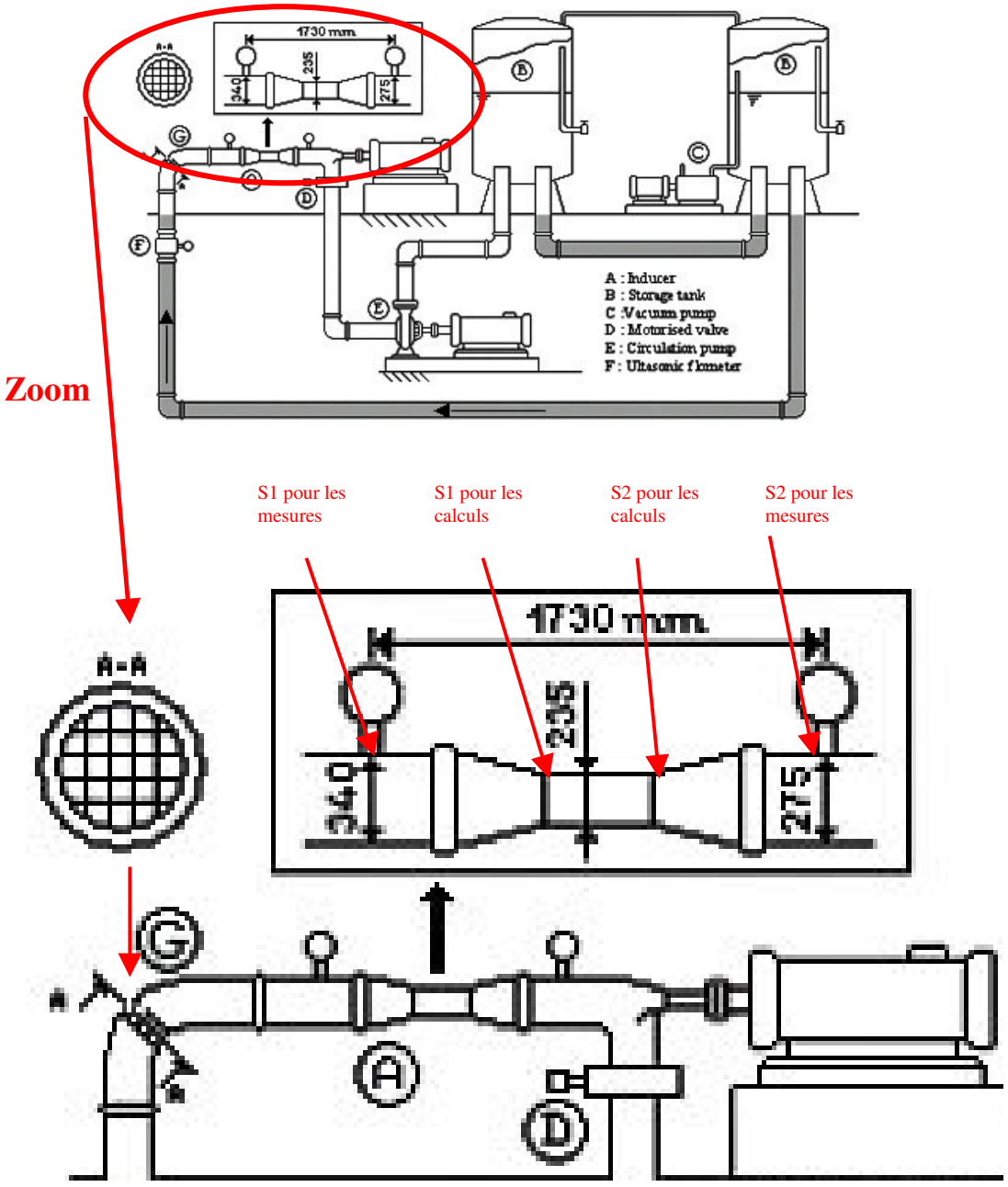


Figure 3-16-b: Capteurs de pression piézo-électriques KISTLER.



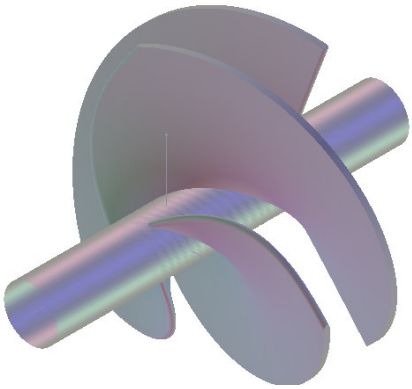
A : Inducteur *D : Vanne motorisée*

B : Réservoir *E : Pompe de circulation*

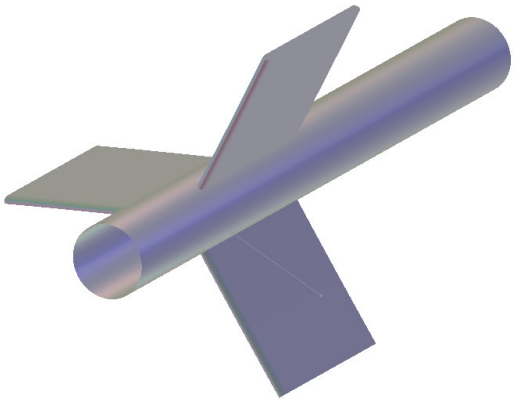
C : Pompe à vide *F : Débitmètre à ultrasons*

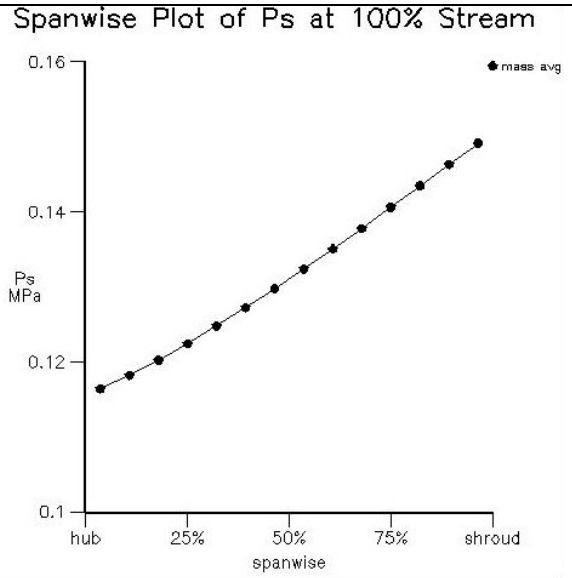
Figure 3–16-c : Banc d'essai hydrodynamique du LEMFI – Paris et mesures de pressions

Inducteur 13°

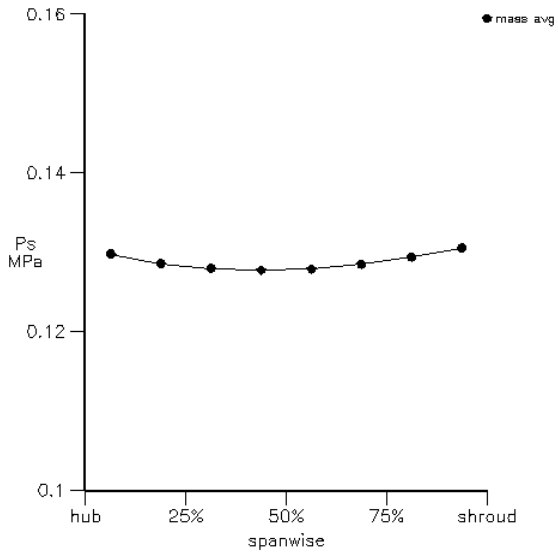


Croisillon placé à l'aval de l'inducteur:



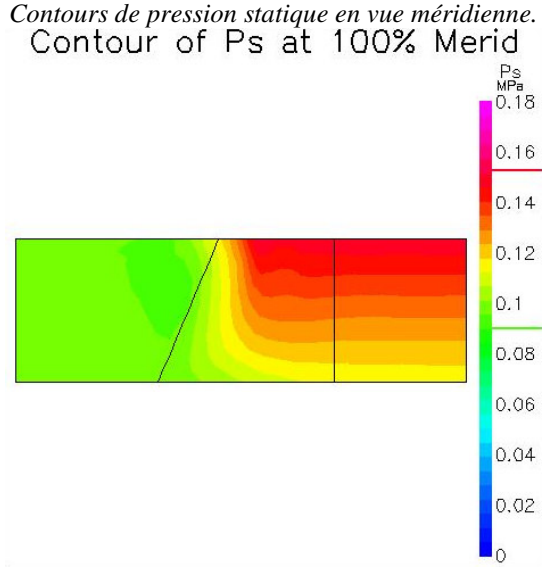


Distribution de la pression statique du moyeu à la périphérie à la sortie de l'inducteur.



Distribution de la pression statique du moyeu à la périphérie à la sortie du croisillon.

Contours de pression statique en vue méridienne.



La distribution de la pression statique devient uniforme à l'aval du croisillon.

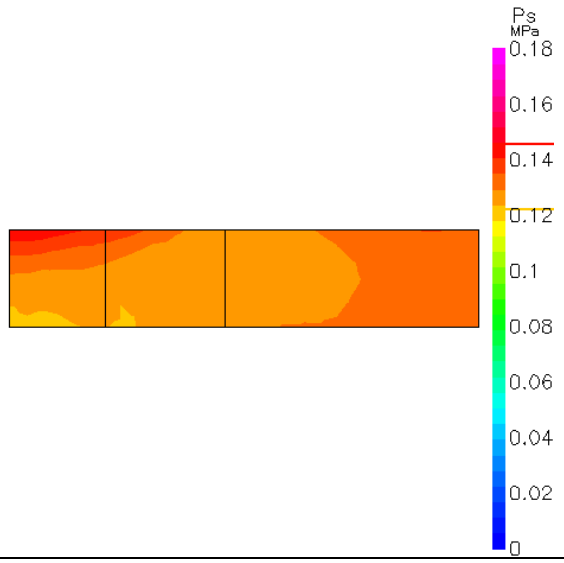


Figure 3-17: Inducteur 13° (Q=83.3 kg/s et P_1=1 bar): Résultats de calculs numériques de la distribution de la pression statique avec (à droite) et sans (à gauche) croisillon.

3-2- Mode opératoire

Le débit Q est fixé à une valeur donnée qui est maintenue constante pendant tout l'essai. Le NPSH est d'abord réglé à une valeur suffisamment élevée dans le réservoir pour qu'il n'y ait aucune cavitation à l'entrée de la pompe (généralement nous nous mettons à pression atmosphérique en faisant une mise à l'air totale des deux réservoirs). Ensuite nous faisons décroître par paliers successifs la pression en amont de la pompe (tout en conservant le débit constant), et nous relevons pour chaque palier les valeurs des pressions amont et avale données par les deux manomètres.

3-3- Mesures de la pression et paramètres adoptés dans cette étude

Dans les turbomachines, la pression représente l'énergie mécanique par volume unitaire de fluide. Par conséquence, le changement de pression P_2-P_1 à travers un inducteur, est une mesure fondamentale de l'énergie mécanique qu'il cède au fluide. Il s'en suit que dans un inducteur, les caractéristiques globales les plus significatives sont le débit Q et l'élévation de pression $\rho g H_{tot}$, où $H_{tot}=(P_2-P_1)/\rho g$ est la hauteur énergétique totale. Tel qu'on l'a précisé précédemment, ces grandeurs dimensionnelles sont conventionnellement adimensionalisées et ce en définissant le coefficient de hauteur (ou pression) ψ :

$$\psi = \frac{gH}{(\omega R_T)^2} \tag{3-11}$$

Dans ce travail, H est la hauteur définie en fonction des pressions statiques, sauf mention contraire. Ceci est dû au fait que les hauteurs mesurées directement sur le banc d'essai sont statiques tel que nous verrons ci-dessous. H est donc donné par la relation $H = \frac{P_{static,2} - P_{static,1}}{\rho g}$ et est déterminées grâce aux simulations CFD en moyennant par rapport à la masse les pressions statiques au niveau des plans d'entrée et de sortie des aubages de chaque inducteur. Nous utiliserons également le coefficient de débit ϕ défini par :

$$\phi = \frac{C_m}{\omega R_T} \tag{3-12}$$

où la vitesse C_m s'écrit :

$$C_m = \frac{Q}{\pi(R_T^2 - R_H^2)} \tag{3-13}$$

Le coefficient de débit en sortie d'une turbomachine est le paramètre adimensionnel le plus souvent employé pour décrire le débit. Cependant, dans le traitement de la cavitation qui se produit le plus souvent dès l'admission d'un fluide dans une roue, le coefficient de débit à l'entrée devient un paramètre plus représentatif des phénomènes observés, de sorte que pour nos calculs et mesures nous considérions:

$$\phi = \frac{C_{m1}}{\omega R_{T1}} \tag{3-14}$$

Rappelons que l'indice 1 est relatif à l'entrée d'aubage. Notons que pour les écoulement purement axiaux dans nos inducteurs, l'angle d'incidence i ($i=\beta_{1T}-\beta_1$, β_{1T}=8°, 10°, 13° ou 15° selon l'inducteur étudié) est donné par le coefficient de débit ϕ *:*

$$\phi = \frac{C_{m1}}{\omega R_{T1}} = tan\ \beta_1 = tan\ (\beta_{1T}-i) \tag{3-15}$$

Afin de rester conforme aux mesures expérimentales de la pression statique effectuée à l'aide de ces capteurs, nous comparons la hauteur expérimentale statique qui en résulte à celle que nous calculons numériquement à partir des pressions statiques à l'entrée et à la sortie de chaque inducteur.

Mesures de la pression

La comparaison des courbes de chutes des performances expérimentales à celles obtenues numériquement se fait en fonction du coefficient de pression ψ décrit ci-dessus. L'évaluation des valeurs expérimentales de ψ (que nous noterons ψ_{exp}) est basée sur des mesures de pression statique en périphérie (à l'amont et à l'aval des machines). Quant aux valeurs numériques de ψ (ψ_{num}) elles sont basées sur des calculs de pressions statiques moyennées par rapport à la masse aux plans d'entrée et de sortie des pales.

Tel qu'on peut le constater sur la figure 3-16-c, les mesures expérimentales de pression (statique) à l'amont et à l'aval des inducteurs sont effectuées aux sections "S_1 *pour les mesures* " et "S_2 *pour les mesures*", correspondant respectivement à des diamètres de conduites de 340 mm et de 275 mm. Cette même figure montre également que pour les simulations numériques, les pression sont définies aux sections "S_1 *pour les calculs*" et "S_2 *pour les calculs*", respectivement situées à plus d'un diamètre à l'amont du plan d'entrée d'aubages (en vue méridienne) et à plus d'un diamètre à l'aval du plan de sortie d'aubage, et ce pour les raisons expliquées à la section 2 de ce chapitre (taille du maillage, temps de calculs, capacité des calculateurs,…).

Afin de réduire la composante tangentielle de la vitesse et d'assurer une distribution uniforme de la pression statique au niveau de la section "S_2 *pour les mesures*", nous avons placé le croisillon de la figure 3-16-c, entre la sortie de l'inducteur et le divergent de sortie.

Aux sections transversales "S_1 *pour les mesures*" et "S_2 *pour les mesures*", la pression est presque constante, et sa valeur sur le diamètre externe de la conduite est identique à sa valeur sur le reste de la section (Fig. 3-17). La valeur moyenne de la pression calculée à la section "S_2 *pour les calculs*" est approximativement égale à la pression mesurée à la section "S_2 *pour les mesures*" en périphérie.

La section "S_1 *pour les mesures*" est précédée par le nid d'abeilles montré dans le plan de coupe *AA* de la figure 3-16-c. Ce dispositif empêche toute pré-rotation de l'écoulement et assure, selon une section transversale du canal d'amenée précédant l'inducteur, l'uniformité des caractéristiques de l'écoulement.

Précisons aussi que les sections étant de diamètres différents, cette hypothèse de faibles pertes de charge n'est assurée que si l'énergie cinétique est négligeable. Or cette dernière est due à trois composantes :

- une composante tangentielle qui est récupérée par le croisillon placé en aval de l'inducteur ;

- une composante débitante pour laquelle le calcul montre que l'énergie cinétique est négligeable ;

- et finalement une composante radiale qui est presque nulle.

Afin de garantir une faible valeur de la composante tangentielle de la vitesse et d'assurer une distribution uniforme de sa composante débitante (≈constante, $\forall\, r$), les mesures expérimentales ne sont pas effectuées immédiatement à proximité du bord de fuite de l'inducteur, mais à environ 1m en aval du croisillon (i.e. à la section "S_2 *pour les mesure*"). Il en résulte :

- une pression presque constante dans une section transversale et qui serait égale à sa valeur en périphérie (i.e. à D_T=275 mm) ;

- la vitesse C n'est pas mesurée dans l'écoulement mais elle peut être déduite de sa composante débitante C_{axiale}.

4- Etude de l'Inducteur B1

4-1- Préambule

Ayant présenté dans les parties précédentes les procédures de mise en œuvre des calculs ainsi que des mesures, nous entamons nos études expérimentales et numériques par une étude détaillée de l'un de nos inducteurs. Nous avons choisi, à titre d'exemple, l'inducteur B1.

En effet, on dispose au *LEMFI-Paris* d'une riche base de données sur les inducteurs concernant plusieurs aspects de leur fonctionnement en régimes subcavitants et cavitants. Elle contient entre autres plusieurs photographies illustrant divers types de cavitation dans ces machines. Dans l'inducteur B1, qui nous intéresse ici, on a pu observer des figures de : cavitation d'aubages pour divers débits (Fig. 3-18), des figures de cavitation d'entrefer (Fig. 3-18-g) plus ou moins stables, et des cavitations de re-circulation très instables [Bakir et al. 1998] (Fig.3-18-h).

Ainsi, après une réflexion faite sur les conditions d'apparition et de disparition de ces structures de vapeur, une série de mesures plus ciblées et approfondies a été réalisée sur cet inducteur. En nous basant sur ces essais, nous validons les calculs numériques et nous interprétons les différents phénomènes..

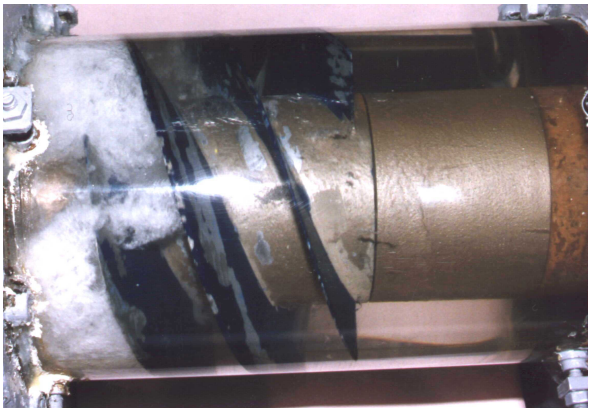


Fig. 3-18-a- NPSH critique (à 20% de chute en hauteur) à N=1450 tr/min, Q = 100 m3/h et NPSH=1.6 m.

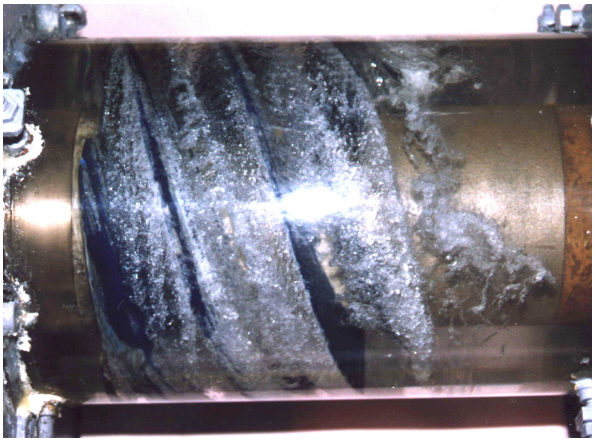


Fig. 3-18-b- NPSH critique (20%) à N=1450 tr/min, Q=300 m3/h et NPSH=0.51 m.

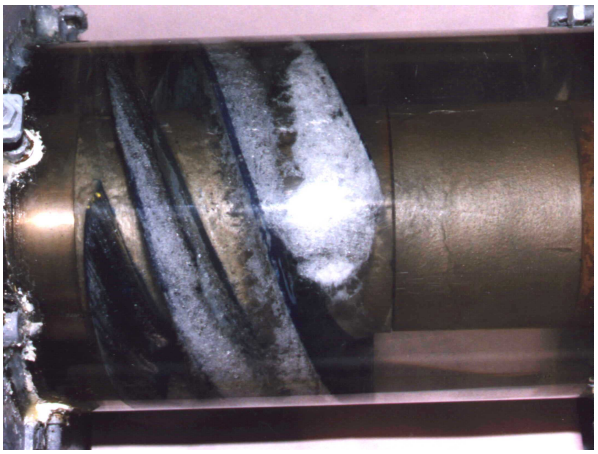


Fig. 3-18-c- NPSH critique (20%) à N=1450 tr/min, Q=420 m3/h et NPSH=2.4 m.

Fig. 3-18-d- Cavitation en sur-débit correspondant au phénomène de blocage – N = 1450 tr/min, Q = 420 m3/h, NPSH=2.4 m.

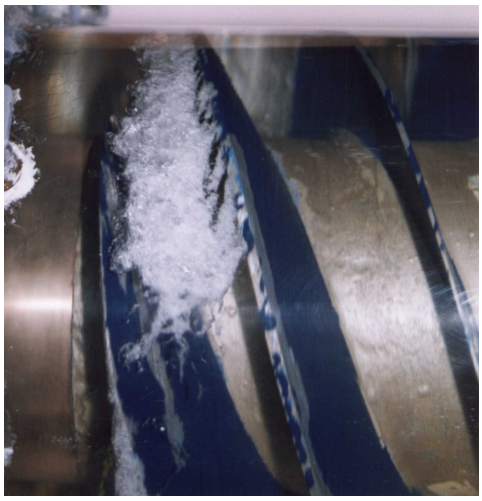


Fig. 3-18-e- Cavitation érosive à N = 1450 tr/min, Q=300 m3/h et NPSH=2 m.

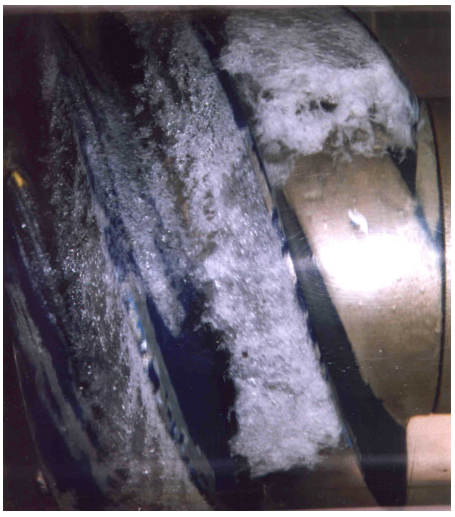


Fig. 3-18-f- Développement de la poche de vapeur jusqu'au bord de fuite à N=1450 tr/min, Q=300 m3/h et NPSH=0.6 m.

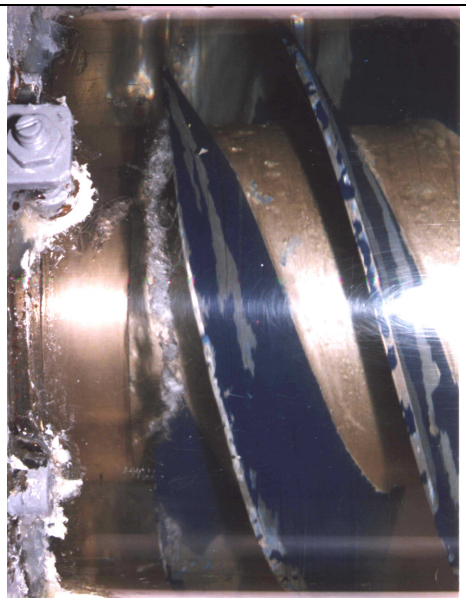


Fig. 3-18-g- Cavitation de recirculation (Tip vortex cavitation) à N=1450 rpm, Q=200 m3/h, NPSH=4.5 m.

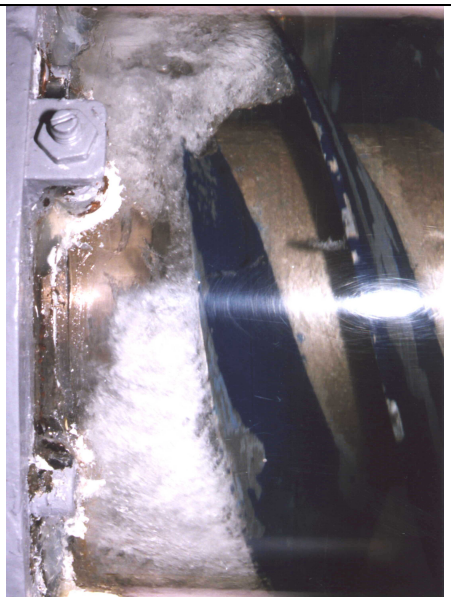


Fig. 3-18-h- Cavitation en vortex de backflow observée à debit partiel à =1450 rpm, Q=100 m3/h et NPSH=2 m.

Fig. 3-18 : Diverses figures de cavitation dans l'inducteur B1 (d'après Bakir et al. 1998).

Nous consacrons cette partie à l'étude complète de l'inducteur B1 (Fig. 3-19) en écoulement non cavitant et cavitant. Il a en outre fait l'objet de plusieurs de nos publications [Mejri et al. 2002, Mejri et al. 2003, Mejri et al. 2006(a)]. Par ailleurs, en collaboration avec AEA Technology, nous avons validé sur l'inducteur B1 le nouveau modèle de cavitation qui a été implémenté dans CFX-TASCflow puis dans CFX5.7. Malgré ces études, certains phénomènes restent encore mal compris et nécessitent des réponses qui pourraient être fournies par la combinaison des compagnes expérimentales avec les simulations numériques.

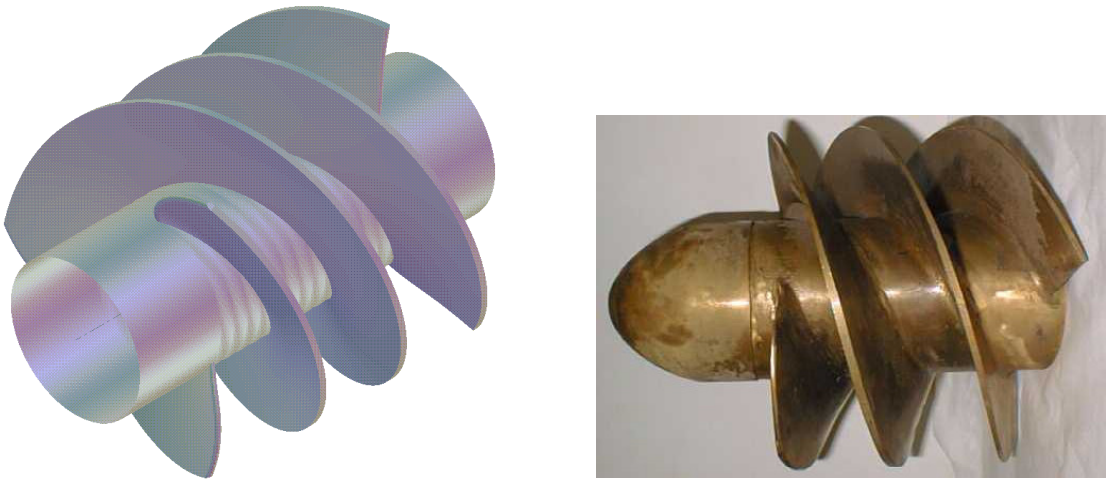


Figure 3-19 : Représentation en 3D de l'inducteur B1.

Tout comme les autres inducteurs, B1 a été conçu et testé au laboratoire *LEMFI* en suivant les caractéristiques géométriques et de fonctionnement suivantes :

Débit nominal : Q_N	337 [m^3/h]	
Rendement maximal : η_{MAX}	57%	
Hauteur nominale : H_N	4.45 [m]	
Coefficient de débit aux conditions nominales : ϕ_N	0.173	
Coefficient de pression aux conditions nominales : ψ_N	0.15	
Vitesse de rotation : N	1450 [tour/min]	
Nombre de pales	3	
Angle d'aubage en périphérie à l'entrée (défini par rapport à la perpendiculaire à l'axe de rotation) : β_{1T}	15 [°]	
Angle d'aubage à l'entrée, au moyeu : β_{1H}	24.5 [°]	
Rapport de moyeu : $T=R_H/R_T$	57/117=0.48	
Jeu radial	0.4 [mm]	
Angle de calage : γ	24.5 ° au moyeu et 15° à la périphérie	
Serrage	3.44 au moyeu et 2.95 à la périphérie	
Cambrure aérodynamique $C_{z\infty 0}$	0.25	
Différence entre les angles de recouvrement θ_2 - θ_1 [°]		
Au moyeu	À 50% d'envergure	À la périphérie
384-0°	373-10°	368-29°

Tableau 3-3 : Caractéristiques de l'inducteur B1.

Ainsi la différence entre les angles d'enroulement entre le bord d'attaque et le bord de fuite est de 384° au moyeu et de 339° à la périphérie. Le rapport $T_\theta=(\theta_2-\theta_1)_T/(\theta_2-\theta_1)_H$ qui est dans ce cas égal à 0.88, est élevé par rapport aux valeurs recommandées dans la littérature et qui sont proches de 0.7 [Acosta 1993].

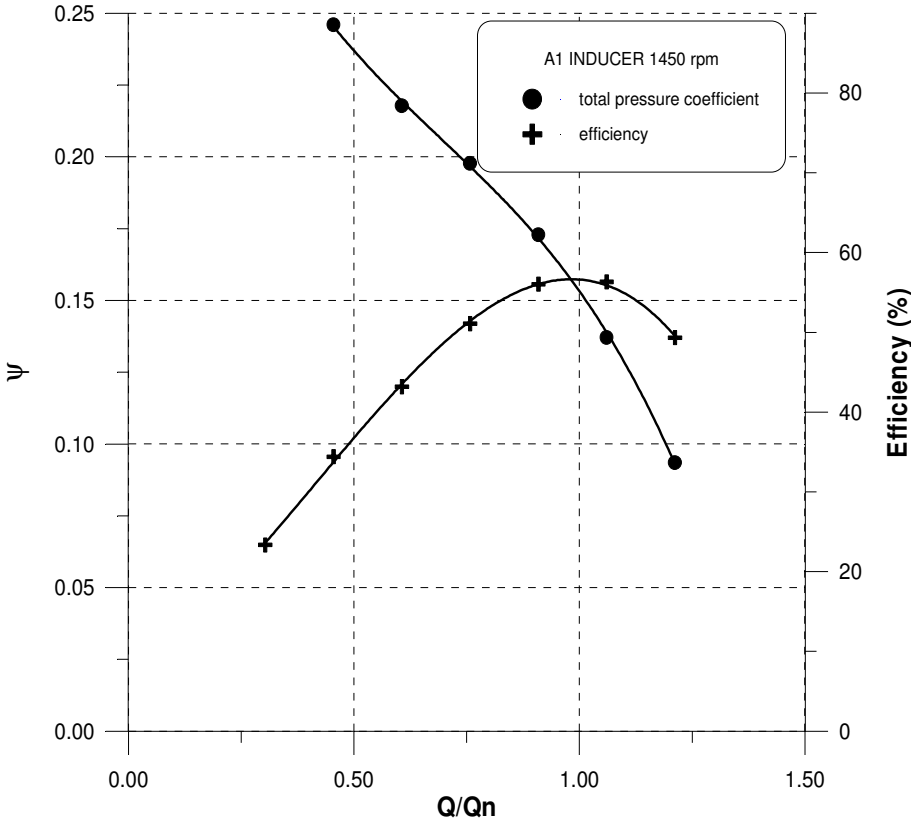
4-2- Performances globales de l'inducteur B1

Les allures des courbes obtenues sont typiques des inducteurs et on les retrouve également pour les autres machines étudiées. Nos essais ont débuté par la caractérisation de l'écoulement hors cavitation à divers débits. Ceci nous a permis d'en déduire les caractéristiques de cet inducteur représentant l'évolution type du coefficient de pression et du rendement en fonction du débit (Fig. 3-20).

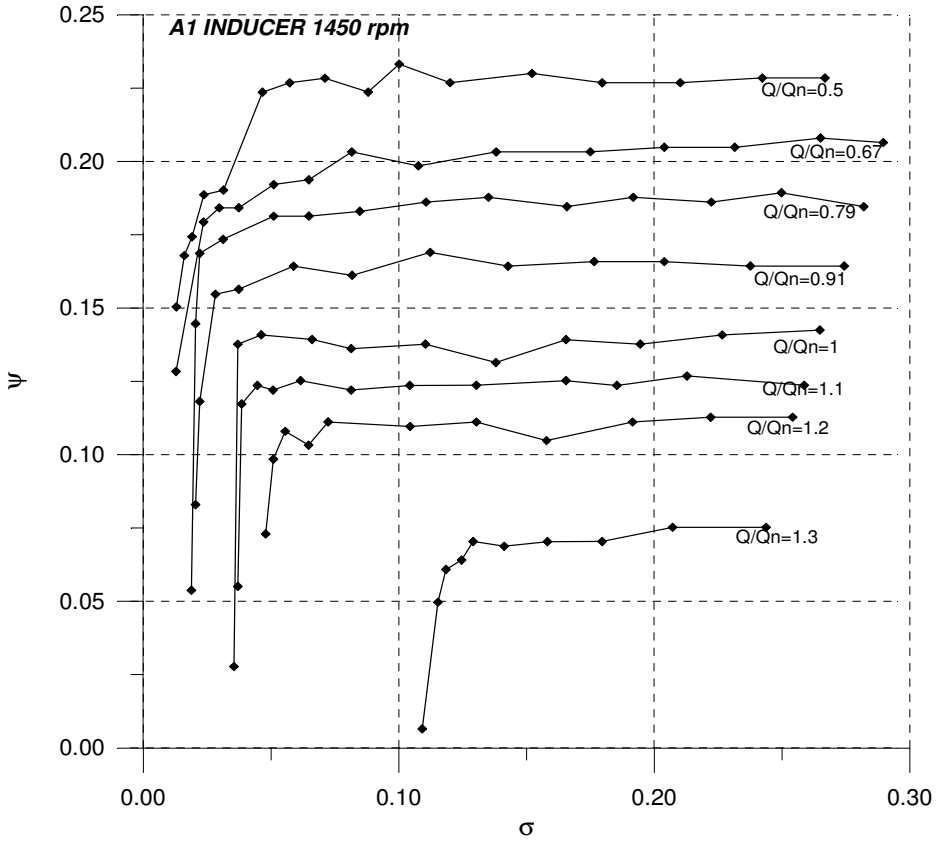
La caractéristique représentant le coefficient de pression et le rendement est présentée en régime non cavitant, quand à celles qui résument les résultats expérimentaux de chute du

coefficient de pression ψ en fonction du coefficient de cavitation σ, elles correspondent à huit valeurs différentes de débit en écoulement cavitant. Nous décrirons plus en détail la structure de cet écoulement dans les paragraphes qui suivent. Nous notons au débit nominal un rendement de 57%, ainsi qu'une valeur critique du coefficient de cavitation σ_C de 0.05. Ceci correspond à une vitesse spécifique d'aspiration *S* de 310 qui représente une valeur modeste pour un inducteur.

Pour le régime non-cavitant, la figure 3-21 montre l'évolution des courbes expérimentales et numériques du coefficient de pression en fonction du coefficient de débit. Tel qu'on peut le constater sur cette figure, les résultats expérimentaux et les résultats numériques sont proches notamment aux débits nominaux ainsi qu'en sur-débits. Aux faibles débits, nous enregistrons cependant des écarts entre ces résultats essentiellement dus au jeu de fonctionnement qui n'a pas été pris en compte dans les simulations numériques.



Caractéristiques de l'inducteur B1 hors cavitation.



Caractéristiques de l'inducteur B1 en régime cavitant.

Figure 3-20 : Caractéristiques expérimentales de l'inducteur B1.

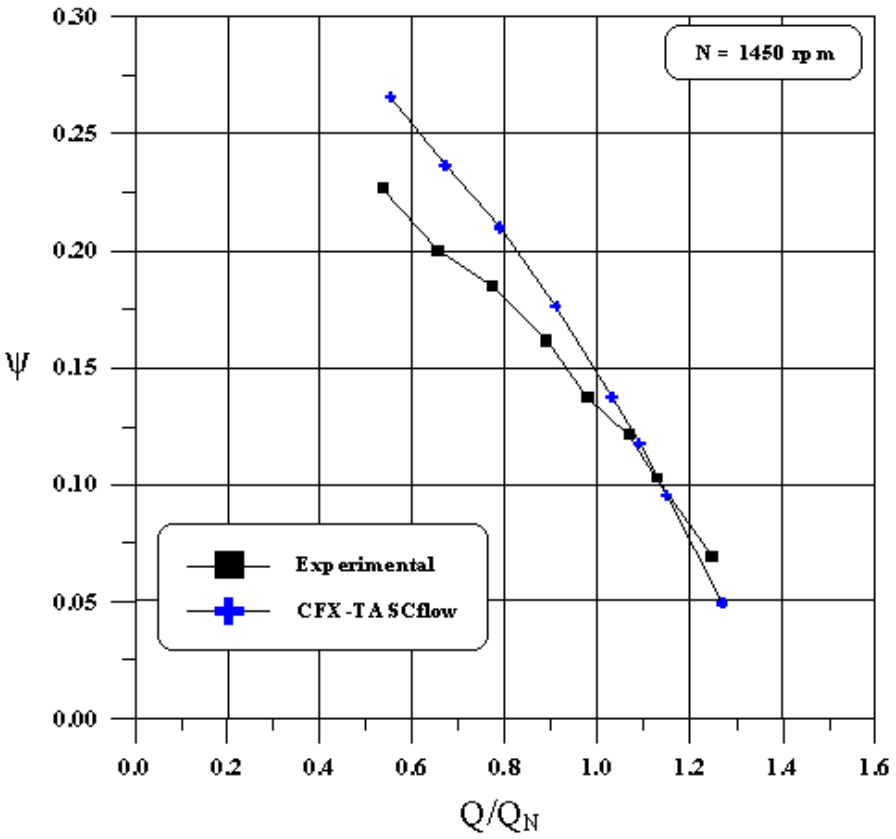


Figure 3-21 : Inducteur B1: coefficients de pression expérimentaux et numériques en fonction du débit.

4-3- Analyse expérimentale et numérique des écoulements internes en régime cavitant

La cavitation sur cet inducteur s'est essentiellement manifestée sous la forme de trois poches identiques et attachées (une poche sur chaque pale). Chaque poche constitue tout d'abord une cavité unique et fixe par rapport à la paroi tant que la pression d'entrée est maintenue stable. Avec la décroissance progressive de la pression d'entrée, ces structures cavitantes connaissent successivement une phase de croissance notamment du côté périphérique du bord d'attaque, avant de descendre vers le moyeu dans l'espace inter-aubes. L'apparition progressive des poches conduit à une génération de bruit et de vibrations auxquelles nous associons un certain niveau de fluctuations de pression (voir Chapitre IV).

4-3-1- Etude de la cavitation en fonction du NPSH

Analyse expérimentale

La figure 3-22 présente les poches de cavitation observées dans l'inducteur B1 à Q=1.3×Q_N. Ces images correspondent à des valeurs décroissantes du coefficient de cavitation σ.

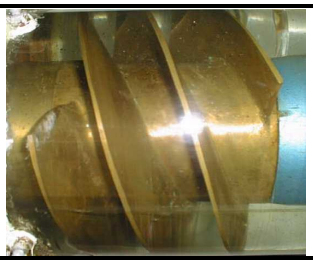
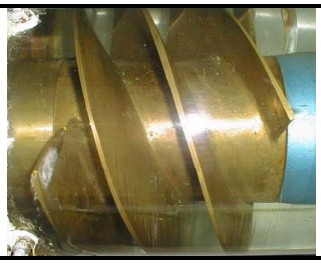
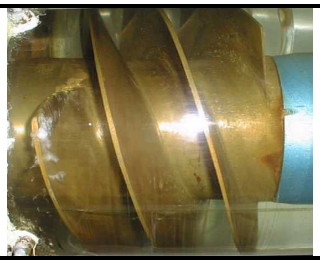
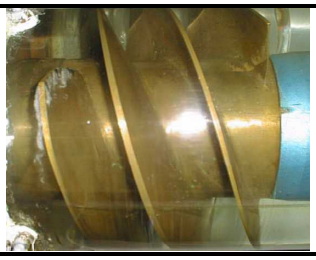
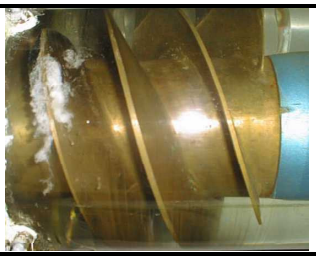
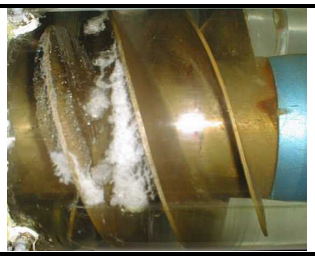
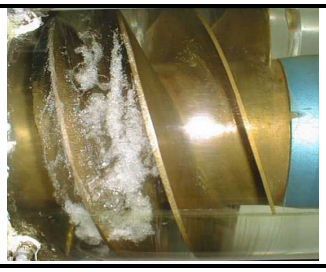
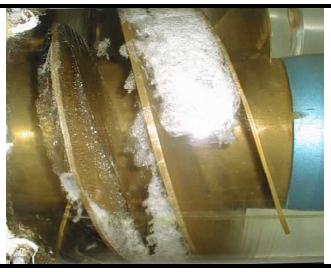
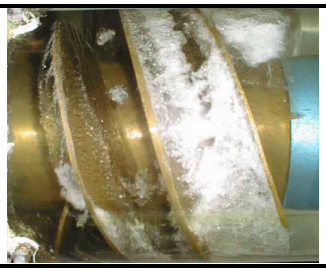
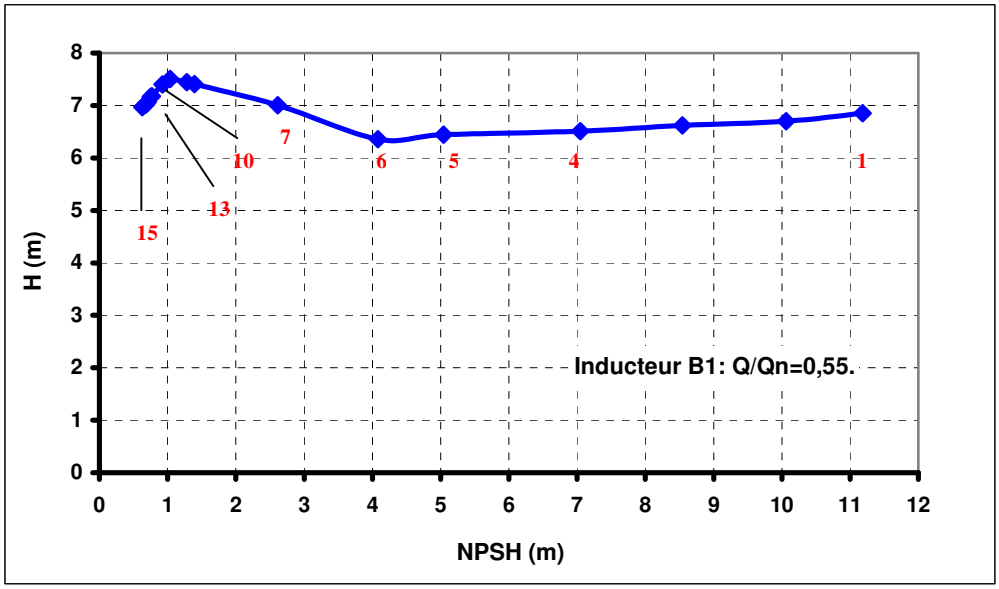
		
σ=0.28	σ=0.23	σ=0.18
		
σ=0.14	σ=0.09	σ=0.06
		
σ=0.055	σ=0.05	σ=0.045

Figure 3-22 : Figures de cavitation dans l'inducteur B1 à $Q=1.3\times Q_N$.

On constate que les poches commencent par apparaître à l'entrée de l'inducteur, en périphérie dès σ=0.28. Ces poches ne se limitent pas à la face en dépression des aubages, mais elles se propagent de part et d'autre des pales. Ces structures cavitantes atteignent des tailles significatives au fur et à mesure que σ diminue. Par ailleurs, avec cette diminution de σ, les poches évoluent vers la sortie de l'inducteur tout en descendant vers le moyeu.

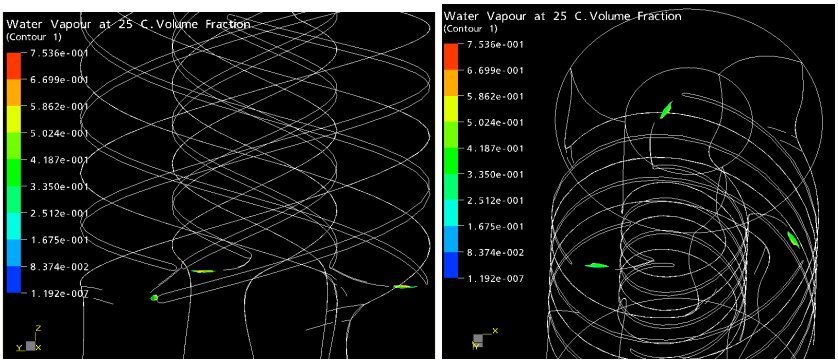
Au fur et à mesure que la pression d'entrée baisse, la longueur, la hauteur et l'allongement de la poche deviennent tels que celle-ci bloque le passage de pale (à σ=0.045) avant d'atteindre le bord de fuite. Ceci est en partie dû aux interactions entre la couche limite et les forces de contact entre le liquide et la paroi. Une fois le passage de pale bloqué, les performances de l'inducteur chutent brusquement.

Il a était constaté sur plusieurs machines hydrauliques que le rendement subit une augmentation avec l'expansion de la cavitation au sein de l'écoulement. Cette augmentation précède la brusque chute de performances dès que la cavité bloque complètement l'espace inter-aubes. La figure 3-23 illustre d'ailleurs ce phénomène : en progressant de droite à gauche sur l'axe du NPSH, on constate que la hauteur énergétique n'est que légèrement influencée par la variation du NPSH (ou du coefficient de cavitation σ), mais dès qu'on atteint une valeur du NPSH de 5m, on assiste à une baisse locale de la hauteur suivie d'une nette augmentation d'environ 1m.

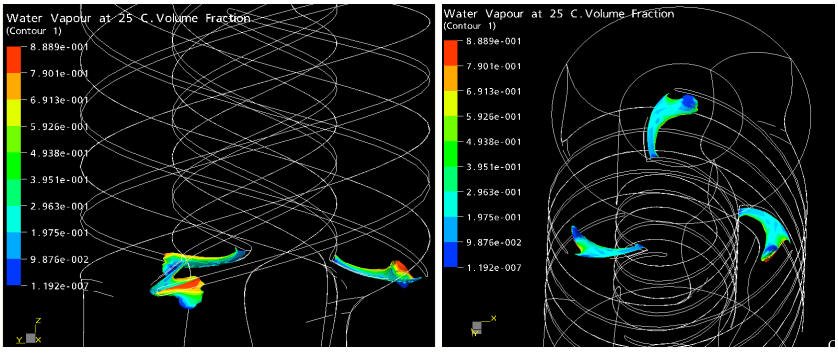


Vue dans le plan (r,Z) *Vue 3D*

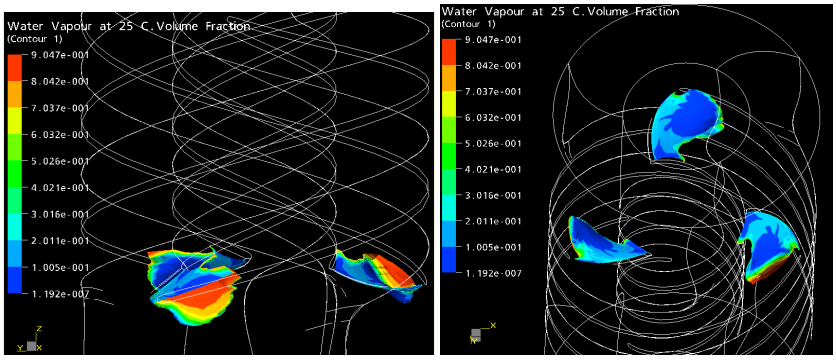
Point 4



Point 5



Point 6



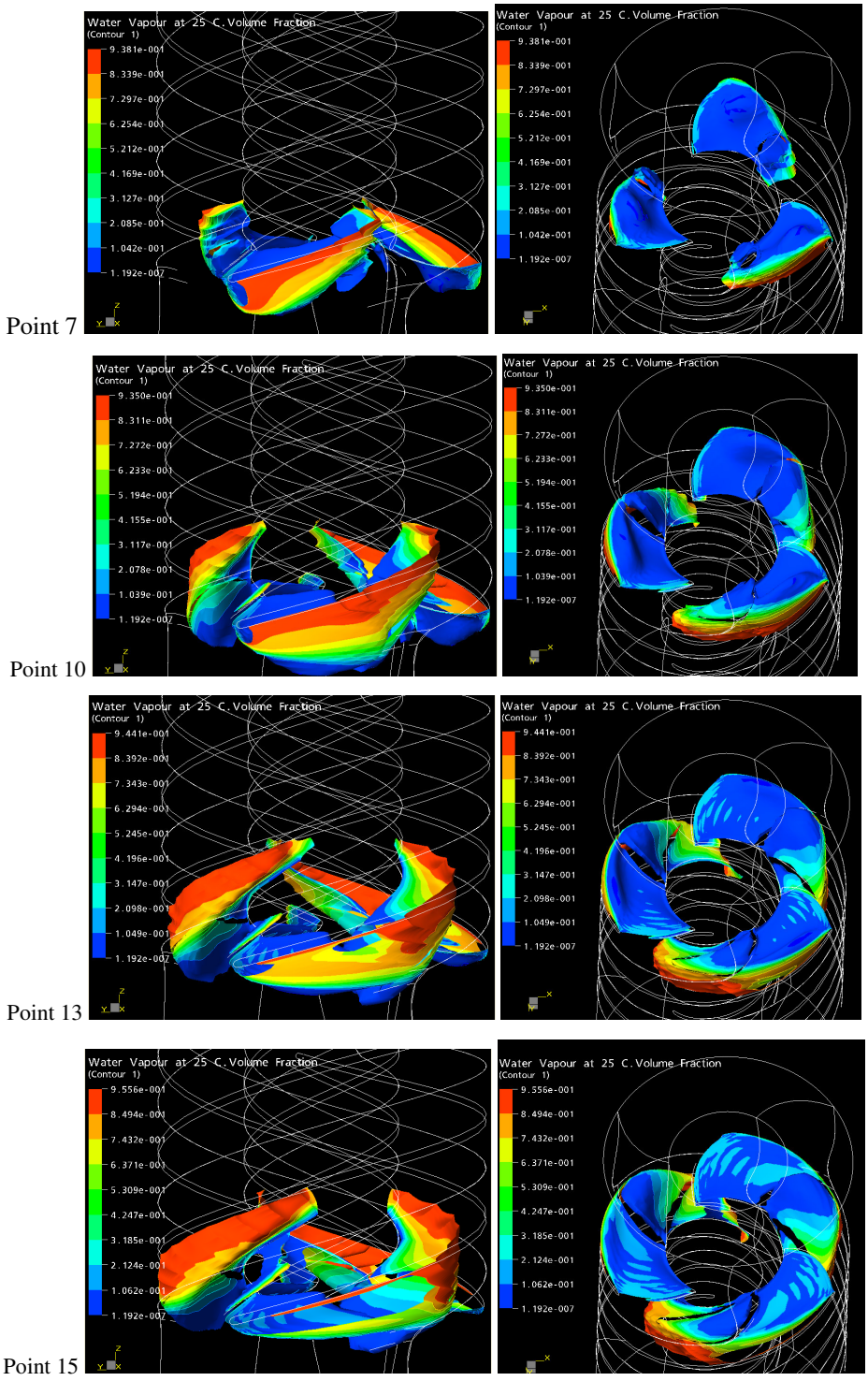


Figure 3-23 : Inducteur B1 : Courbe de chute de hauteur et fraction de la vapeurs associées à diverses valeurs du NPSH ($Q=0.55\times Q_N$). La fraction de vapeur est représentée sur l'isobare $P=P_V$.

Ce phénomène d'augmentation de la hauteur précédant sa chute brusque est dû à la formation d'une dépression sur une partie de l'extrados améliorant ainsi la portance de la pale, suite à la création d'une déviation intense de l'écoulement. En effet, l'augmentation de la hauteur est équivalente à une augmentation de la portance. Pour simplifier, considérons la relation entre la force de portance F_z et la circulation Γ de la vitesse autour d'un profil au sein d'un écoulement idéal :

$$F_z = \rho V_{ref} \Gamma$$

L'augmentation de la déviation de l'écoulement suite à la formation de la poche, intensifie la circulation, ce qui augmente donc la portance.

A NPSH inférieur à 1m, la poche bloque le passage de pales et la hauteur subit une grande chute.

Analyse des résultats numériques

Sur la figure ci-dessous sont représentées une courbe de chute de hauteur dans l'inducteur B1 à un débit très proche du débit nominal Q=1.09×Q_N, ainsi que les images de cavitation associées à des coefficients de cavitation de plus en plus faibles. Cette figure illustre les images les plus représentatives. Le moyeu y est représenté en vert, la pale en rouge et la structure de vapeur en bleu. Pour les résultats des simulations numériques présentées, la taille de la poche prédite correspond à un pourcentage de vapeur de 10% en volume dans le mélange. En prenant en compte les incertitudes expérimentales dans l'estimation du pourcentage de vapeur dans le mélange, 10% représente une valeur réaliste.

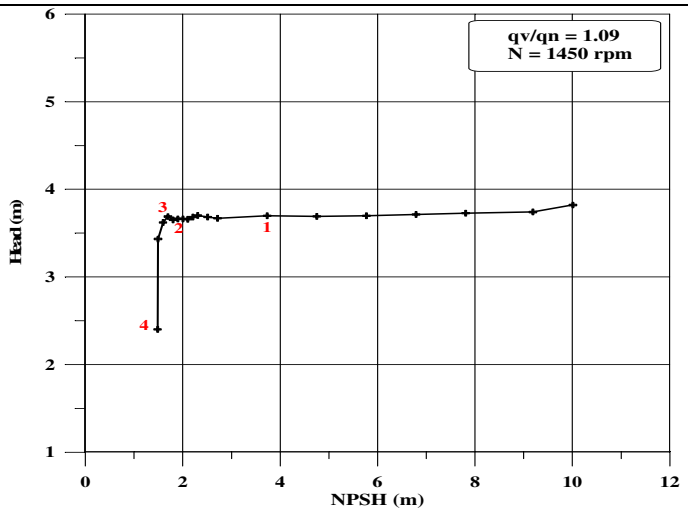
Le comportement cavitant prédit par les calculs est typique et en général en conformité avec les résultats visualisés expérimentalement : au début, la taille initiale de la structure de vapeur est très proche de celle qui est mesurée expérimentalement, pour des longueurs de cavités modérées. Par la suite, au fur et à mesure que la pression d'entrée diminue, le développement de la cavité commence à affecter l'écoulement principal, ce qui dégrade les performances jusqu'à la chute complète de la hauteur.

Contrairement à ce qu'on a observé expérimentalement, la poche simulée ne s'installe pas au début (i.e. pour les σ élevés) sur les deux faces des aubes. En effet, les résultats numériques montrent qu'avant d'occuper tout l'espace inter-aubes, la poche s'installe clairement sur l'extrados des pales et ce n'est que vers la fin qu'elle se forme également sur l'intrados en atteignant celui de la pale suivante, bloquant ainsi le passage de pales et faisant chuter les performances.

Tel qu'on peut le constater sur ces figures, la pression étant réduite significativement sur la face en pression de la pale, la cavitation au bord d'attaque induit un phénomène de blocage en atteignant la plus petite section de passage entre deux pales successives.

Par ailleurs, en comparant la taille des poches numériques et expérimentales en longueur, en hauteur et en largeur, on remarque que les écarts les plus importants sont observés en sous-débit. D'autre part, pour un débit donné, si la pression d'entrée devient trop faible, alors la poche simulée est plus longue mais moins épaisse que la poche expérimentale : sur les images expérimentales, on constate que la poche a la même orientation que la structure de vapeur simulée mais qu'elle a une largeur et une épaisseur plus importantes que cette dernière. Ceci est essentiellement dû à la non prise en compte du jeu radial dans les calculs, tel que nous l'avons déjà précisé.

Au fur et à mesure que σ baisse, les poches numériques se comportent de la même manière que les poches expérimentales : elles demeurent attachées aux pales et se développent d'abord du côté de la périphérie. En atteignant la plus petite section de passage dans l'espace inter-aubes, le champ de l'écoulement est profondément affecté par la structure de vapeur de sorte que le fluide n'assure plus le transfert d'énergie. La chute de hauteur est alors initiée.



Courbe de chute de hauteur en fonction du NPSH dans l'inducteur B1 à Q/Q_N=1.09.

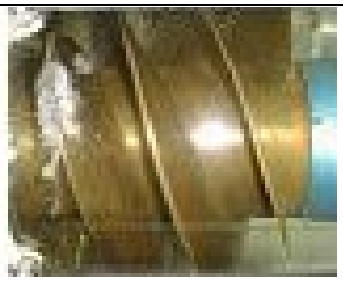
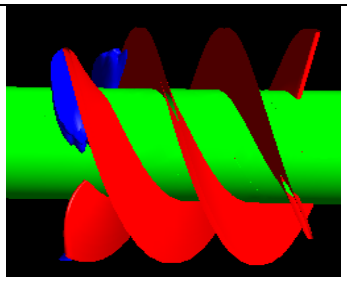
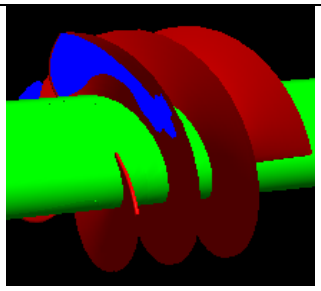
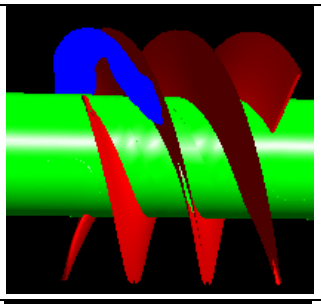
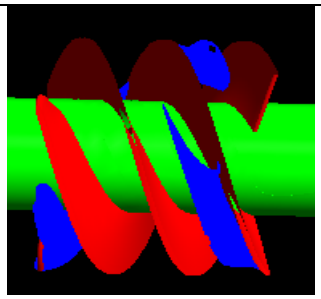
Visualisation expérimentale des poches cavitantes.	*Poches obtenues par simulation numérique.*
 *Point (1) : NPSH=2.714m.*	
Point (2) : NPSH=1.899 m.	
Point (3) : NPSH=1.491 m.	
Point (4) : NPSH=1.47m.	

Figure 3-24 : Inducteur B1 : Courbe de chute de hauteur et figures de cavitation associées à $Q=1.09\times Q_N$ et diverses valeurs décroissantes du NPSH.

4-3-2- Développement de la cavitation en fonction du débit

Analyse de l'écoulement interne

Les images de cavitation obtenues durant les essais expérimentaux sont typiques des inducteurs et de manière générale, elles sont conformes à celles qui sont présentées dans la littérature [Offtinger et al. 1996]. Cependant, nous n'avons pas pu observer sur l'inducteur B1 la cavitation alternée décrite à titre d'exemple dans [Huang et al.1998]. La figure 3-25 présente les images les plus représentatives obtenues en sous-débit, au débit nominal et en sur-débit. Nous pouvons y identifier :

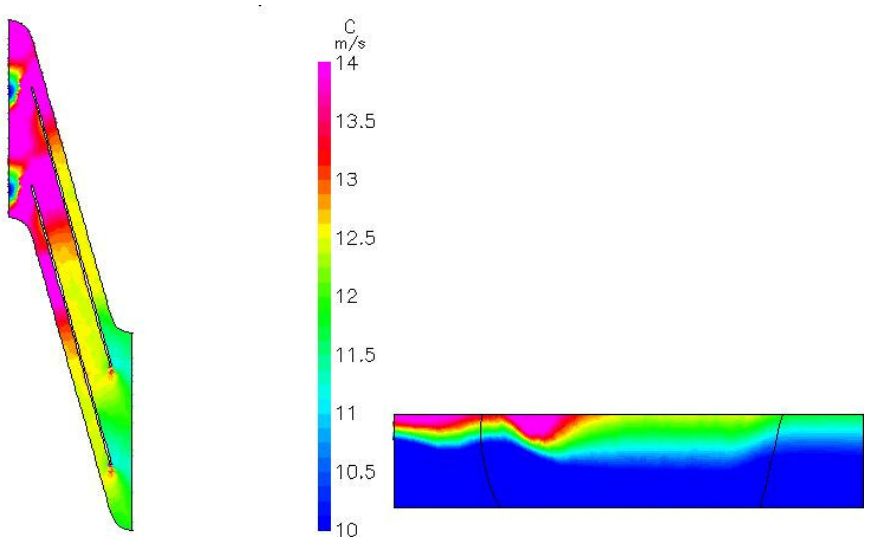
- ***au débit partiel*** Q=0.5×Q_N, la formation d'une zone de recirculation (nommé par la suite *backflow*) qui sera plus amplement étudié à la section 4-3-3. Ce *backflow* capte les bulles de vapeur et devient donc, avec la baisse de pression, le siège d'une poche de vapeur localisée à la périphérie du bord d'attaque et tendant à progresser dans le sens contraire de l'écoulement principal (Fig. 3-25-a). Les simulations numériques de l'écoulement dans le cas des sous-débits sont rendues complexes par l'existence de la prérotation et du *backflow* qu'elle engendre.

- ***au débit nominal***, la cavitation se manifeste par poches attachées aux pales avec épaisseur et longueur plus importantes du côté de la périphérie (Fig. 3-25-b).

- ***en sur-débits***, Q=1.3×Q_N, des poches de cavitation stables se développent de part et d'autre des pales à un point qu'elles occupent tout l'espace inter-pale dans sa largeur pour les faibles valeurs du NPSH. Ceci caractérise le phénomène de blocage (Fig. 3-25-c).

a) Q/Q_N=0.5, σ=0.1.

Figures de cavitation.

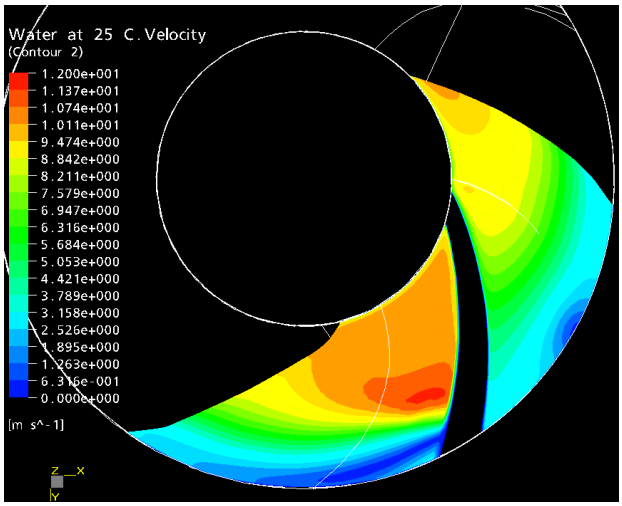


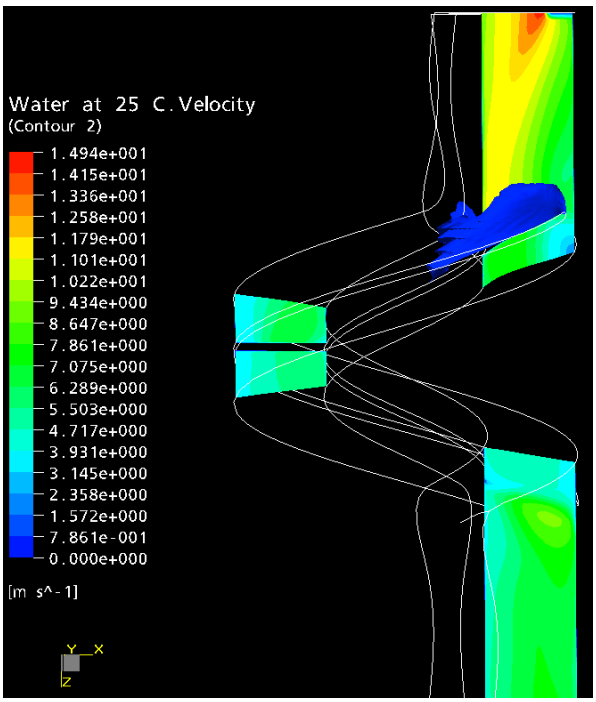
Simulations en régime non cavitant : champ de vitesse et organisation de l'écoulement en vues méridienne et aube-à-aube.

Organisation de l'écoulement en régime cavitant :

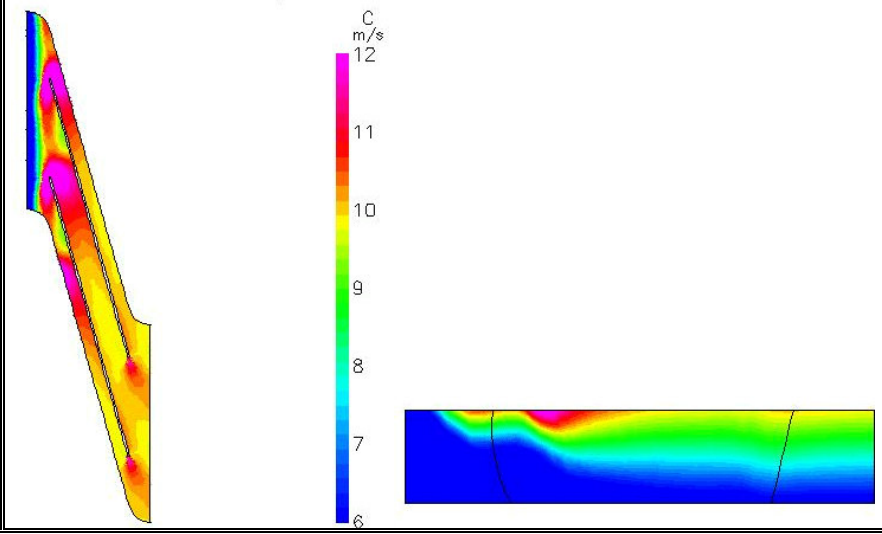
A gauche : vitesse selon le plan de coupe 2 perpendiculaire à l'axe.

A droite : vitesse selon le plan de coupe 3 contenant l'axe de rotation et la poche de vapeur (en bleu).

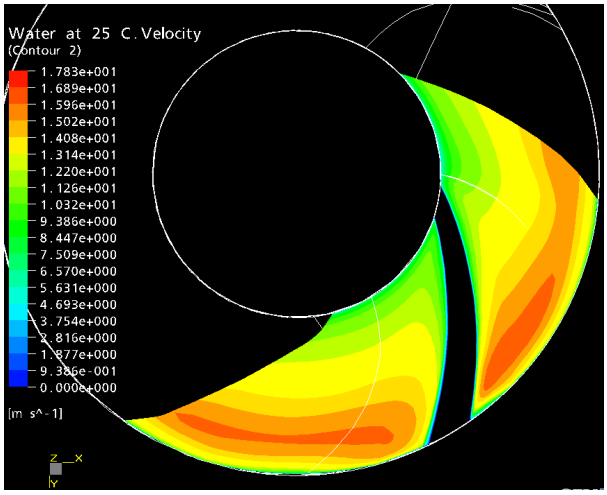


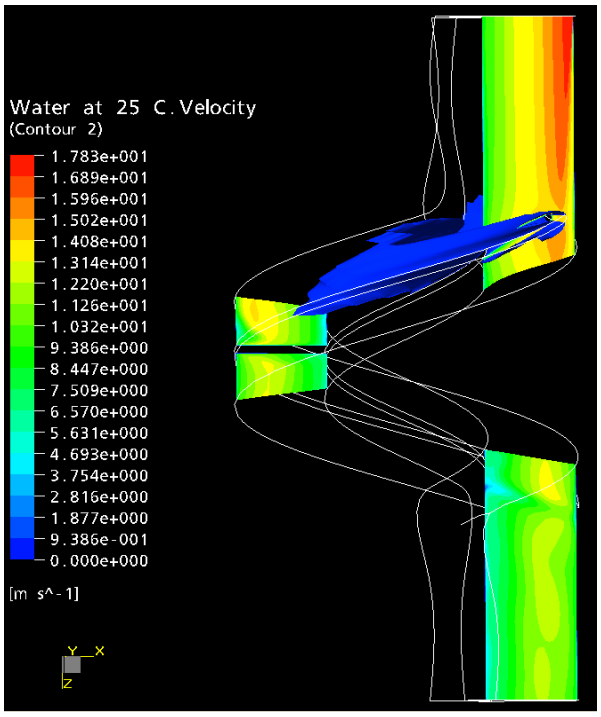


b) Q/Q_N=1, σ=0.08.



Organisation de l'écoulement en régime cavitant :





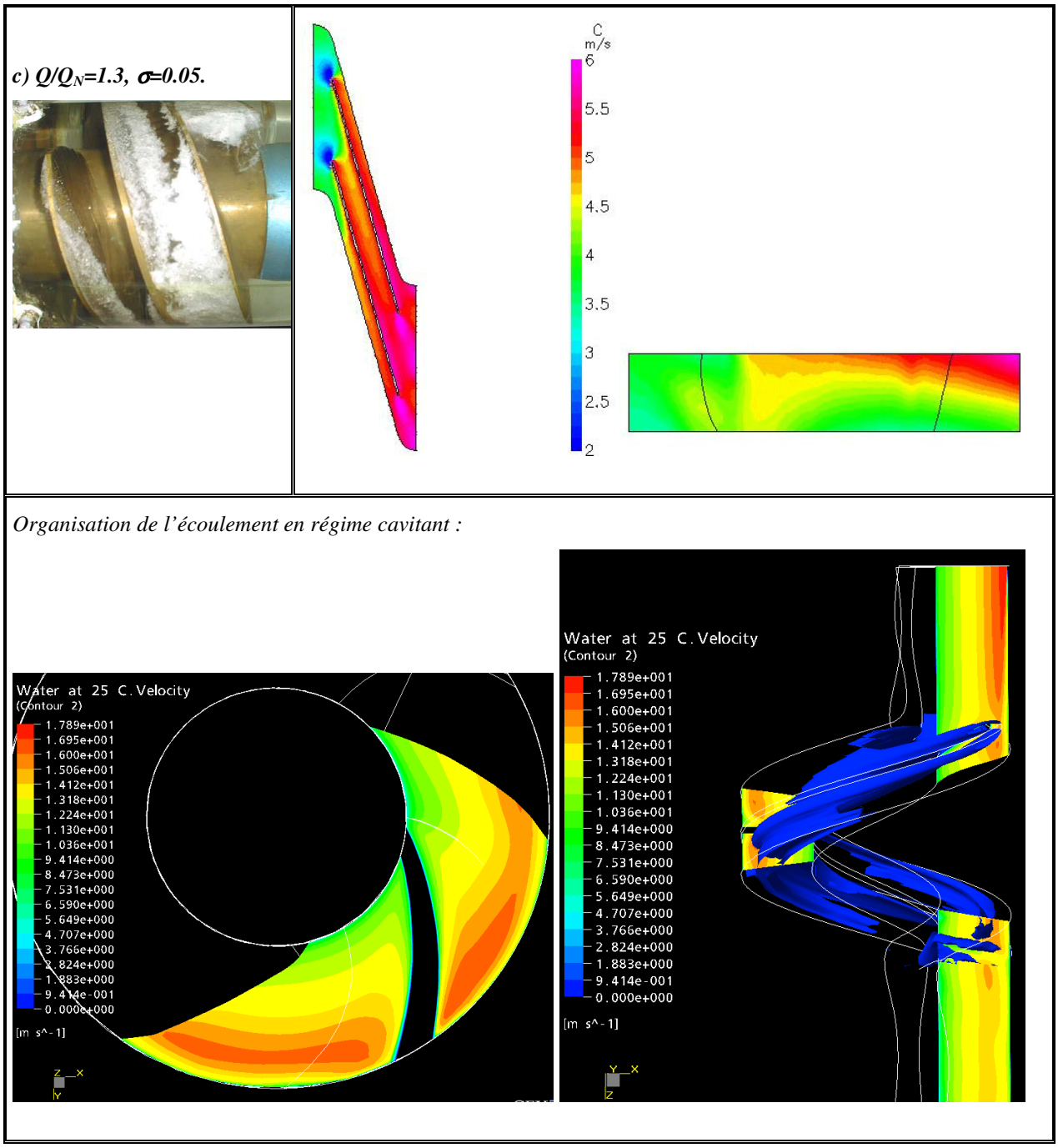


Figure 3-25: Figures de cavitation expérimentales et numériques et organisation de l'écoulement dans l'inducteur B1 au débit nominal, en sous-débit et en sur-débit.

L'apparition des figures de cavitation ci-dessus est due à l'organisation de la cinématique de l'écoulement dans l'inducteur. En effet une première simulation CFD réalisée en régime non cavitant et à plusieurs débits confirme cette affirmation. A partir des résultats, on présente sur la même figure 3-25, les champs méridien et aube à aube de la vitesse en périphérie pour les trois débits. On constate, en conformité avec l'expérimentation, que les vitesses élevées (lieu favorable à l'apparition de la cavitation) sont localisées vers l'entrée aux faibles débits, et vers la sortie aux débits élevés.

Tel qu'on s'y attendait, ces graphes montrent que les calculs réalisés en régime non cavitant et qui sont par ailleurs rapides et simplifiés, permettent bien de prévoir à partir des

vecteurs vitesse ainsi que de la distribution de la pression le comportement de la machine en mode cavitant pour les mêmes conditions opératoires.

En effet, ces graphes montrent que les vitesses les plus élevées sont situées du côté du bord d'attaque et essentiellement en périphérie pour le cas du sous-débit, même pour les très faibles coefficients de cavitation comme c'est le cas de la figure 3-25-a. Au débit nominal et pour les très faibles coefficients de cavitation, l'écoulement s'accélère globalement et les vitesses en périphérie et au milieu du canal (jusqu'à la mi-corde environ) s'intensifient de manière remarquable (figure 3-25-b). En sur-débit, quand la poche envahit tout l'espace inter-aube, l'écoulement s'accélère également vers la sortie de l'inducteur à cause de la nette baisse de pression.

Courbes expérimentales et numériques de chutes des performances

Les courbes de chute de hauteur de l'inducteur B1 sont présentées sur la figure ci-dessous pour six valeurs différentes de débit, correspondant à deux sous-débit, deux débits proches des conditions nominales et deux sur-débits. Ces courbes expérimentales et numériques illustrent un comportement typique des performances de cette catégorie de machines axiales.

Aux faibles débits (Q/Q_N=0.55 à Q/Q_N=0.91), la chute de la courbe numérique de hauteur est aussi arrondie que la courbe expérimentale à la seule différence que cette chute numérique se fait légèrement en avance par rapport à l'expérimentale.

Au voisinage du débit nominal, (Q/Q_N=0.91 à Q/Q_N=1.09), la chute de la courbe numérique se fait de manière brusque et presque à la verticale, comme pour la chute expérimentale.

Pour les débits élevés (Q/Q_N=1.15 à Q/Q_N=1.27), la chute de la courbe numérique des performances se fait de manière brusque et à la verticale, mais légèrement après la chute expérimentale.

Pour les débits élevés (Q/Q_N=1.27), le phénomène de blocage a eu lieu expérimentalement, mais pas encore numériquement. Tel qu'on le verra par la suite (voir Fig. 3-29) ce phénomène de blocage correspond à une structure cavitante continue et attachée à la pale qui se développe et forme une région épaisse qui 'bloque' le canal formé par deux pales successives.

Le modèle de cavitation sous-estime le phénomène de blocage. Ceci est en partie dû au modèle de turbulence mais également au calibrage des coefficients F de vaporisation et de condensation dans le modèle de cavitation pour tenir compte du taux de destruction et de production de vapeur.

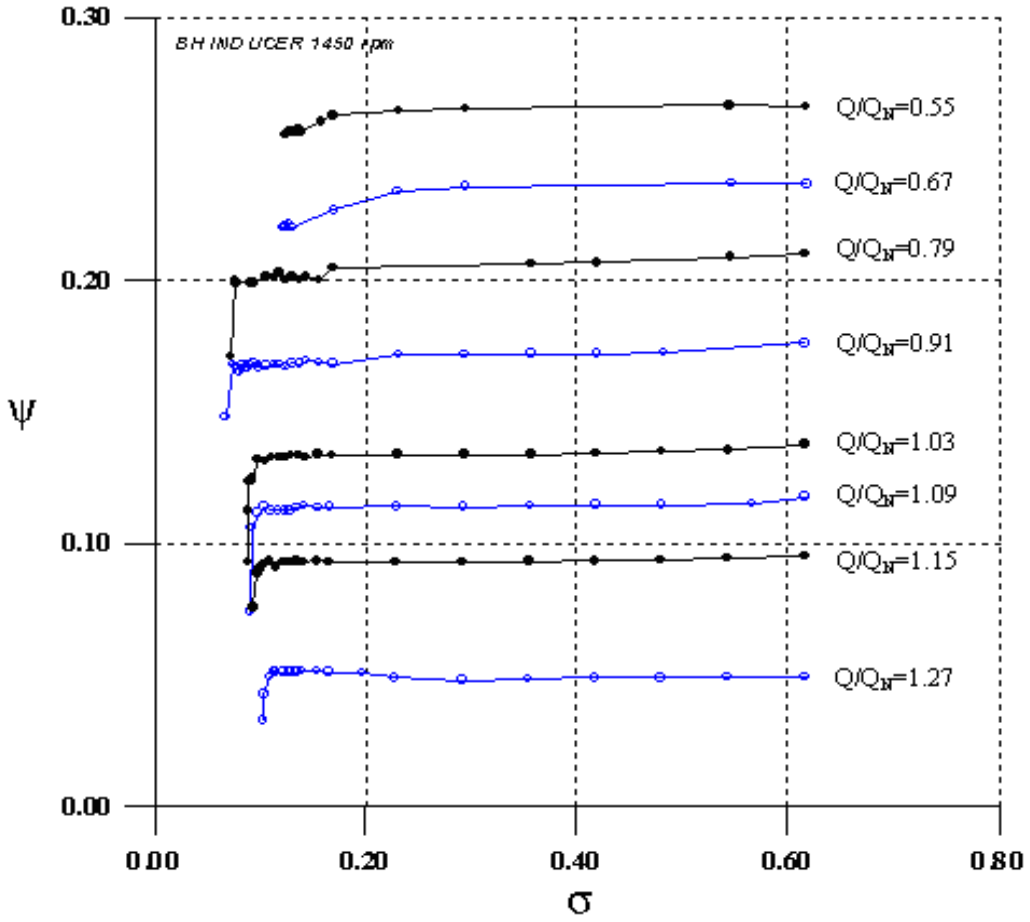


Figure 3-26-a : Courbes obtenues numériquement pour la chute de hauteur dans l'inducteur B1.

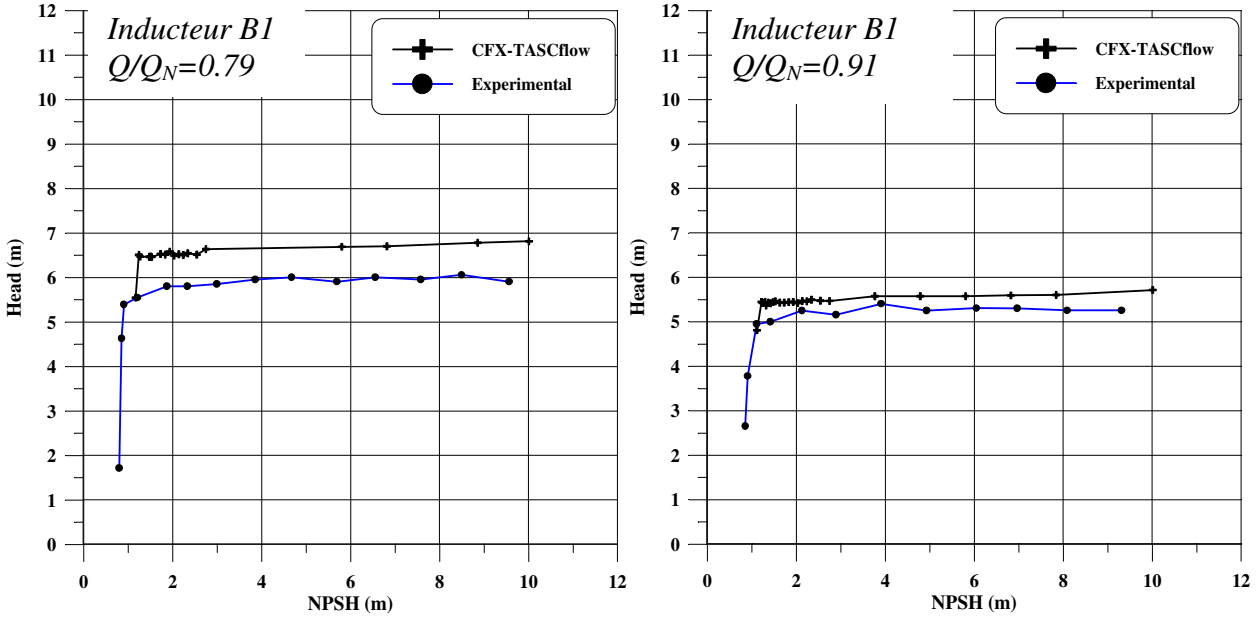


Figure 3-26-b : Inducteur B1: chutes expérimentales et numériques en sous-débit (Q/Q_N=0.79 et Q/Q_N=0.91).

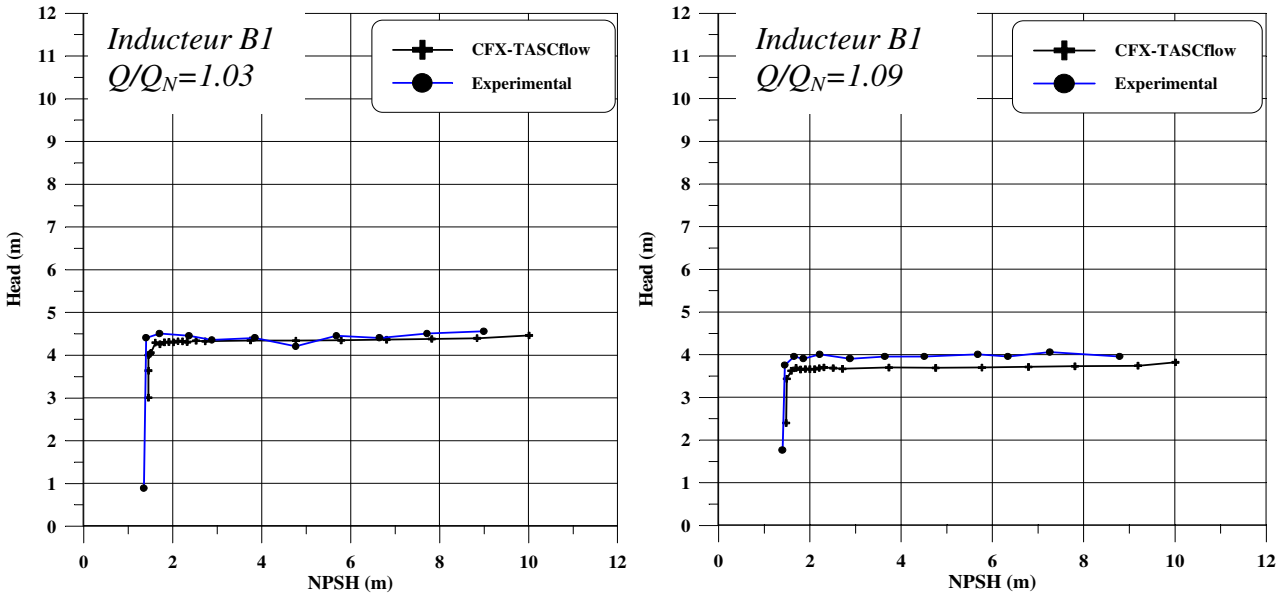


Figure 3-26-c : Inducteur B1: chutes expérimentales et numériques aux conditions nominales (Q/Q_N=1.03 et Q/Q_N=1.09).

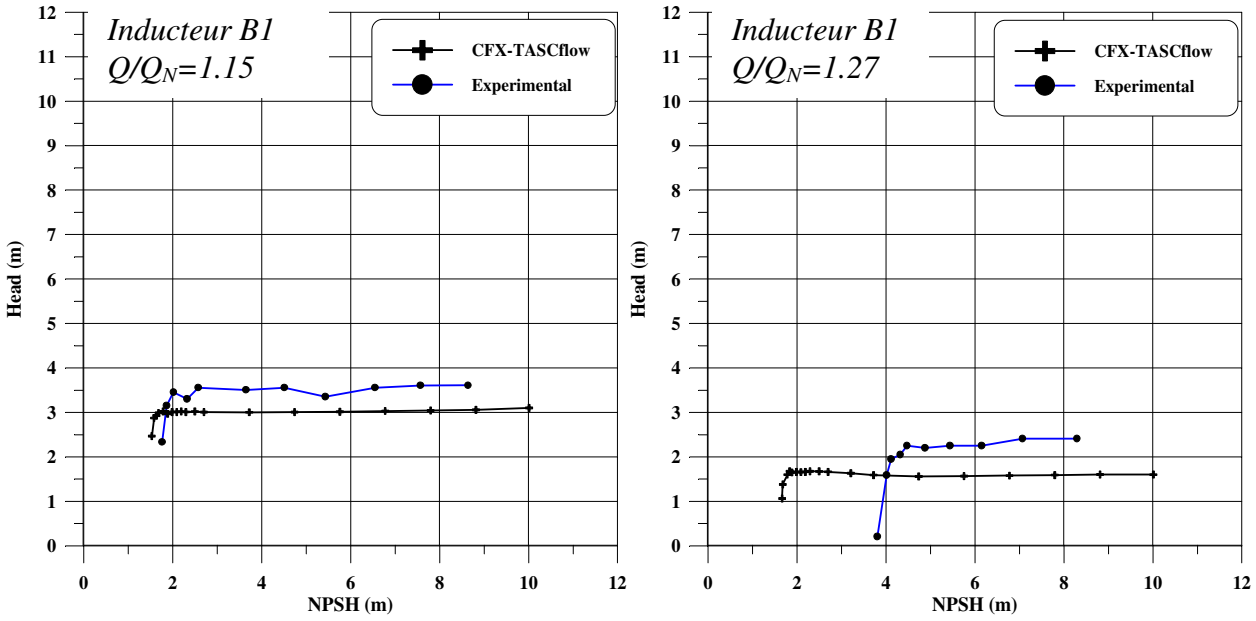
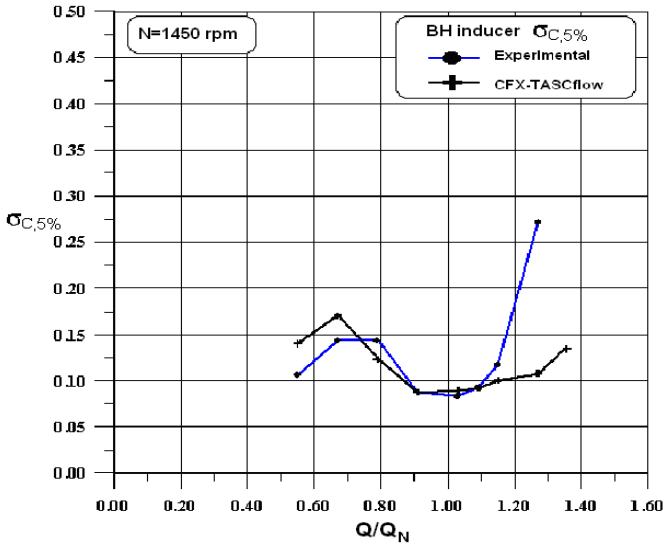


Figure 3-26-d : Inducteur B1: Courbes de chute de hauteur expérimentales et numériques en sur-débit (Q/Q_N=1.15 et Q/Q_N=1.27).

Les essais expérimentaux ainsi que les résultats des simulations numériques présentés sur la figures ci-dessous représentent l'évolution, en fonction du débit, du coefficient de cavitation critique correspondant à une chute de hauteur de 5% ($\sigma_{C,5\%}$). La figure montre que la courbe expérimentale de $\sigma_{C,5\%}$ est très concave autour du débit nominal. Nous présentons également sur cette même figure quelques images de poches de vapeur.

Ces résultats montrent qu'il existe une corrélation évidente entre le développement de la structure de vapeur (longueur et sillage) et la chute des performances. En effet, les dimensions de la poche et l'étendue de son sillage influencent le champ de vitesse dans le canal délimité par deux pales successives et ce, notamment vers la sortie de la machine, provoquant ainsi la perte des performances [Hirschi et al. 1998]. La comparaison est globalement satisfaisante, les écarts observés peuvent être attribués aux éléments décrits ci-dessous.



Evolution du nombre de cavitation critique $\sigma_{C,5\%}$ en fonction du débit.

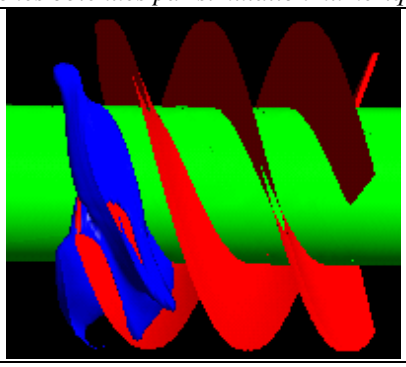
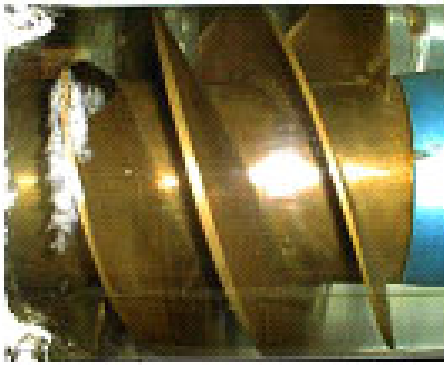
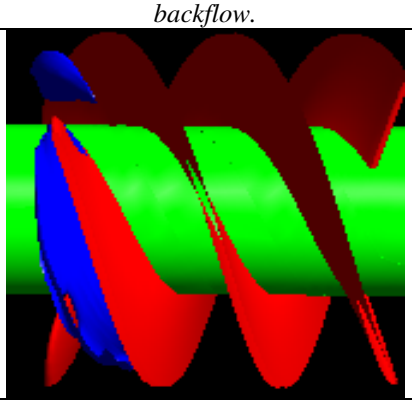
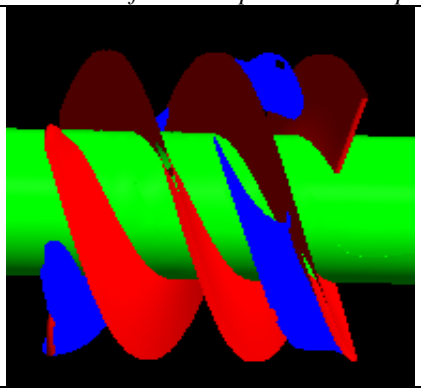
Visualisation expérimentale des poches cavitantes.	*Poches obtenues par simulation numérique.*
	
σ= 0.20 (i.e. NPSH=3.24 m) et Q/Q_N=0.5 : cavitation en backflow.	*σ= 0.07 (i.e.NPSH=1.2 m) et Q/Q_N=0.79: cavitation en backflow.*
	
σ= 0.11 (i.e. NPSH=1.899 m) et Q/Q_N=1.03 : la poche reste attachée à la face en dépression de la pale.	
	
σ= 0.09 (i.e. NPSH=1.47 m) et Q/Q_N=1.09 : phénomène de blocage.	

Figure 3-27 : Figures de cavitation expérimentales et numériques et évolution du nombre de cavitation critique σ_C en fonction du débit dans l'Inducteur B1.

Ecarts entre mesures expérimentales et résultats numériques

Dans la réalité, les écoulements dans les inducteurs sont fortement tridimensionnels avec des écoulements secondaires tels que les courants de fuite et la cavitation en vortex de *backflow*. Nous ne pouvons donc pas nous attendre à un accord quantitatif entre les résultats mesurés et calculés, mais il demeure néanmoins intéressant de comparer les tendances générales de l'écoulement dans ces longs passages à serrage élevé. Ces simulations n'étant pas simples, les résultats obtenus doivent donc être interprétés soigneusement.

Les différences constatées sont entre autres attribuées aux faits que :

- les calculs sont menés dans un seul canal et supposent donc que l'écoulement est périodique et donc parfaitement identique dans les trois canaux d'une même machine sans possibilité d'interaction entre les trois canaux, ce qui n'est pas le cas dans la pratique ;

- pour les calculs, nous avons supposé que les machines sont de réalisation mécanique parfaite, i.e. sans défauts et munies de pales identiques ce qui n'est évidemment pas le cas sur le banc d'essai expérimental ;

- les calculs sont menés pour des inducteurs isolés sans tenir compte des composantes du banc d'essai qui se trouvent à l'amont ni celles à l'aval ;

- le jeu radial qui a un impact sur l'écoulement et notamment à débit partiel, n'a pas été pris en considération dans les calculs. Ce jeu se caractérise également par une augmentation du coefficient moyen de traînée de la pale ;

- l'étude de sensibilité par rapport au maillage structuré n'a pas était réalisée à tous les inducteurs. Le nombre de nœuds retenu devrait être élargi pour certaines machines. Réaliser des maillages et les tester sous plusieurs conditions est une étape qui peut prendre plusieurs semaines pour une seule machine. En effet, la géométrie d'un inducteur est particulièrement compliquée pour les codes de maillage structurés étant donné que les angles d'aubage à l'admission et à la sortie sont sensiblement proches de la direction tangentielle. De plus, les inducteurs présentent des rapports de moyeu $T=R_H/R_T$ souvent faibles et des angles azimutaux θ très élevés en bord de fuite ;

- pour les calculs numériques, le domaine d'étude se compose d'un 'bloc d'entrée' qui s'étend approximativement sur plus d'un diamètre à l'amont des pales, d'un passage de pales dans l'inducteur suivis et d'un 'bloc de sortie' correspondant à ce passage et s'étendant sur plus d'un diamètre en aval du bord de fuite. Il est commun dans les turbomachines de procéder à des extensions des blocs d'entrée et de sortie pouvant s'étendre sur 5 diamètres. On pourrait donc penser que les longueurs que nous avons choisies soient insuffisantes pour garantir que la frontière du canal d'amenée n'influence pas l'écoulement près du bord d'attaque, mais en augmentant la longueur de ce tronçon, on augmente également la taille du maillage et par conséquence la durée de calcul. Ainsi, au lieu de prolonger de façon excessive le bloc d'entrée, nous avons choisi d'augmenter la taille du maillage notamment dans le passage de pale ;

- le modèle de turbulence doit être amélioré afin de mieux simuler ces écoulements cavitants particuliers.

4-3-3-Les phénomènes de prérotation et de vortex en *backflow*

Le phénomène de prérotation est l'un des aspects les moins maîtrisés dans les écoulements au sein des turbomachines. Même si ce phénomène appartient à la catégorie des écoulements secondaires, il serait plus approprié de l'aborder séparément, non seulement en raison de son importance vis-à-vis des performances hydrauliques, mais également à cause de son interaction avec la cavitation. Ce mécanisme de *backflow* dans les inducteurs dépend des fluctuations de débit [Tsujimoto et al. 2005] et peut avoir de profonds effets sur les instabilités associées à la cavitation [Tsujimoto et al. 2005].

Il est d'abord essentiel de distinguer deux phénomènes séparés mais qui peuvent, tous les deux, engendrer un écoulement tourbillonnaire à l'entrée d'une pompe. Ces deux phénomènes qui ont des origines différentes et qui impliquent une composante rotative de l'écoulement à l'entrée d'une machine, sont la prérotation et le vortex en *backflow*.

Dans le cas d'un écoulement stationnaire à l'entrée d'un canal, la vorticité évolue dans l'espace soit par diffusion dans l'écoulement sous l'effet de la viscosité, soit parce que l'écoulement est devenu accéléré ou décéléré suite à un changement dans la section transversale de passage.

Dans notre cas, nous considérons un canal d'amenée du fluide de section uniforme, circulaire et égale à celle de l'inducteur, de sorte que seul le premier mécanisme puisse (éventuellement) avoir lieu.

Il s'en suit que dans les écoulements non visqueux, si la vorticité axiale loin à l'amont est nulle, alors en absence d'effets visqueux, elle le restera dans tout l'écoulement. Cet important résultat qui est en réalité une version du théorème de Kelvin [Batchelor 1967], n'est pas largement reconnu dans les discussion de prérotation. De plus, les résultats ne sont pas affectés par l'existence d'effets visqueux, puisque le mouvement purement axial ne peut généré de vorticité axiale. Cependant, il y a deux situations dans lesquelles la prérotation peut être générée sans violation de ce théorème, impliquant l'un des deux phénomènes cités ci-dessus.

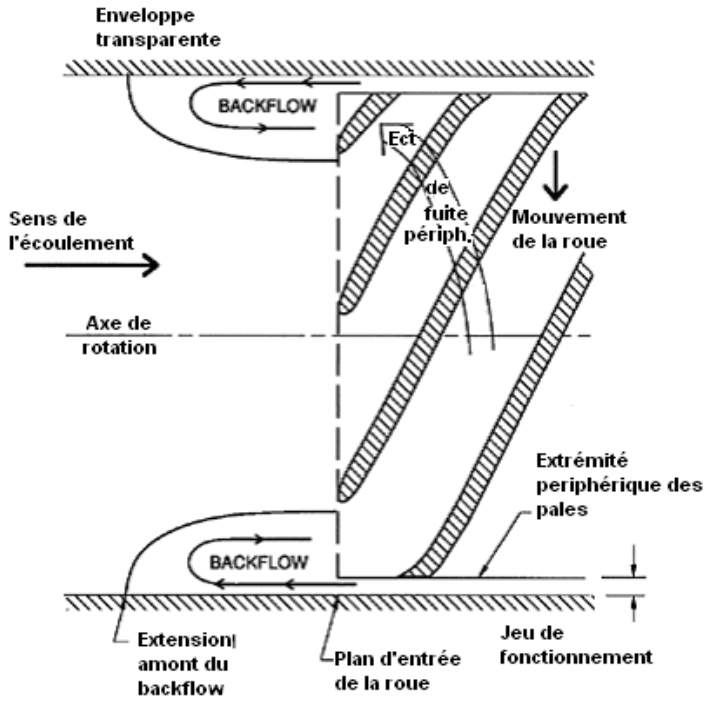
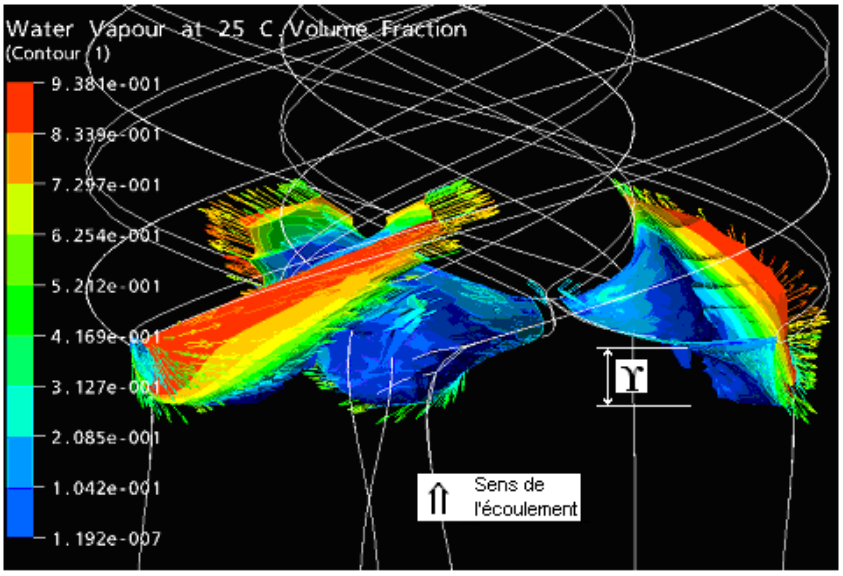


Figure 3-28 : Vue latérale de l'entrée d'une machine montrant les écoulements de fuite en périphérie responsables de la formation du 'backflow'.

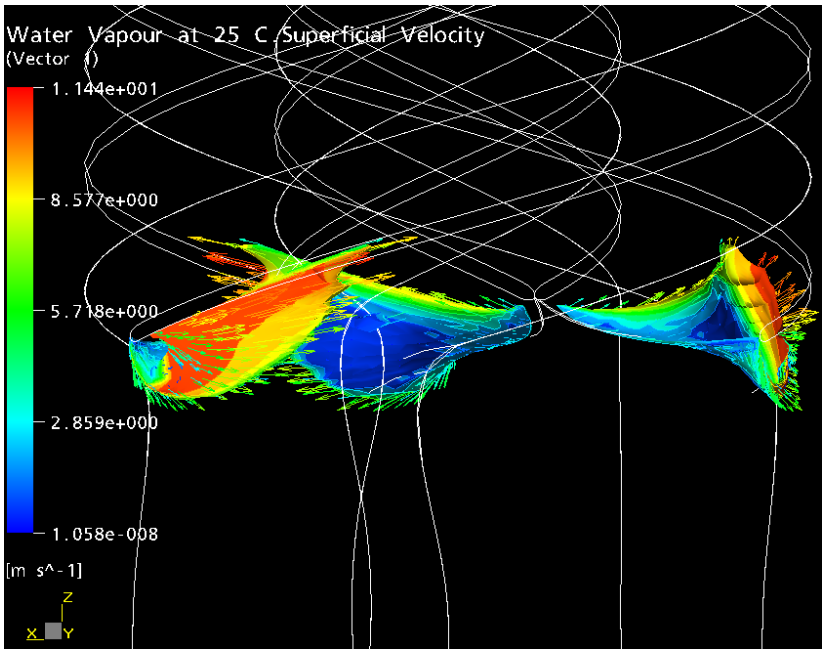
Parmi les écoulements secondaires pouvant apparaître dans les pompes, le *backflow* en représente le plus important. Il est engendré par les écoulements de fuite en périphérie des pales, et plus précisément entre l'extrémité de celles-ci et l'enveloppe entourant la roue comme le montre la figure ci-dessus.

Au dessous d'une certaine valeur critique du coefficient de débit, le gradient de pression gérant cet écoulement de fuite devient assez important pour amener ce jet de fuite à l'amont du plan d'entrée et former ainsi la zone annulaire correspondant au *backflow*. Après avoir pénétré en sens contraire dans l'écoulement d'une certaine distance Y, le fluide contenu dans ce jet est entraîné dans l'autre sens. Cette distance Y augmente avec la décroissance du coefficient de débit et peut même atteindre plusieurs diamètres à l'amont du plan d'entrée. Afin d'éviter la formation de ces écoulements secondaires, on peut avoir recours aux déflecteurs qui ont pour principal rôle de réduire cette distance ainsi que la distorsion du champ d'écoulement à l'entrée.

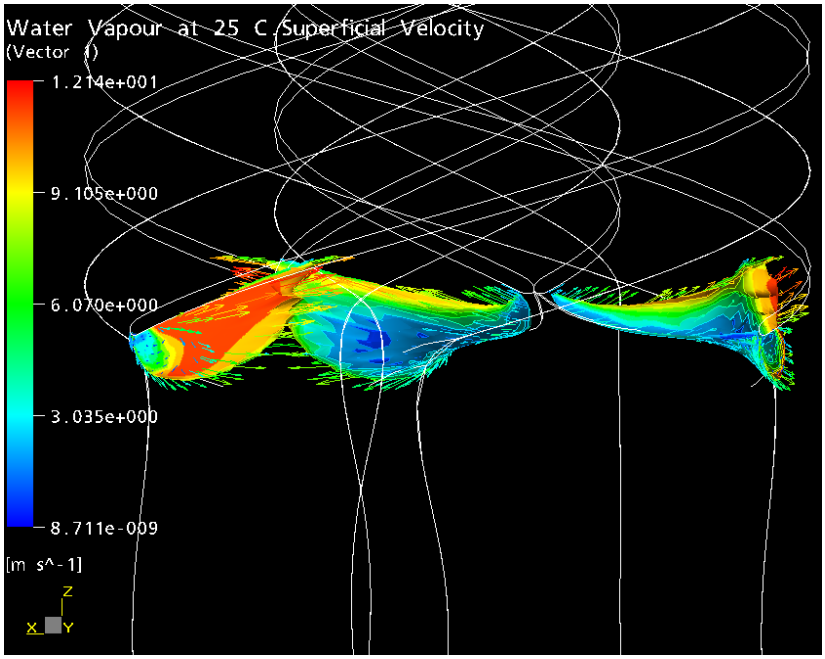
La figure ci-dessous montre comment le jet du *backflow* augmente en taille et en intensité avec la diminution du débit dans l'inducteur B1.



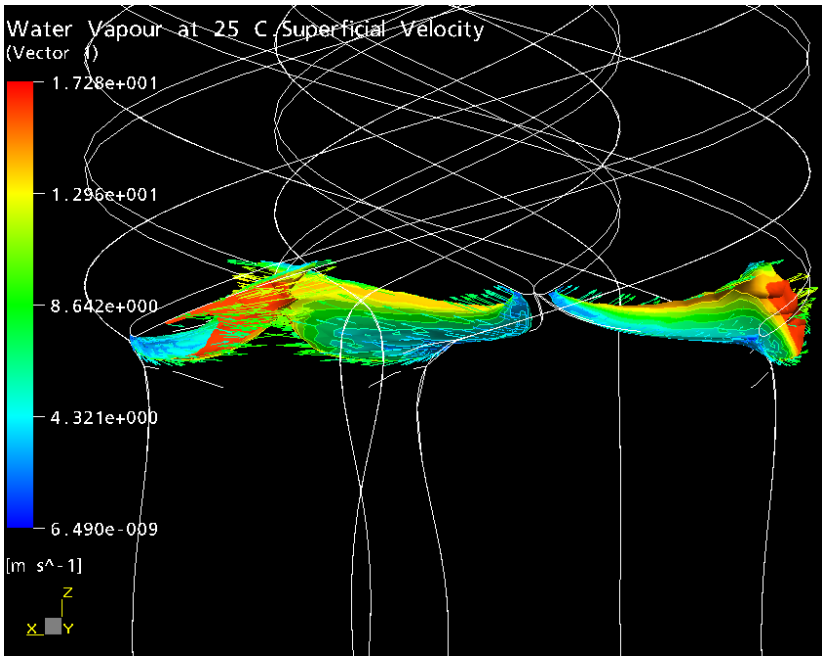
Q/Q_N=0.55, NPSH=2.62m.



Q/Q_N=0.79, NPSH=2.7m.



Q/Q_N=0.91, NPSH=2.56m.



Q/Q_N=1.09, NPSH=3.19m.

Figure 3-29 : Augmentation de la distance Υ ainsi que de la taille et de l'intensité du backflow avec la diminution du débit.

A certains débits, les inducteurs que nous étudions sont le siège de recirculations puis de cavitation en *backflow* qui se manifeste sous la forme de trois poches, une sur chaque pale, et qui sont au début orientées vers l'amont du plan d'entrée. Ces poches constituent des zones très instables, localisées plutôt en périphérie. Ainsi, à cause des efforts de cisaillement générés entre l'écoulement principal (axial) et le *backflow* (tourbillonnant), une structure de vortex se forme entourant la région de *backflow*.

Sous l'effet des forces centrifuges, la pression au centre de ce vortex est réduite, y entraînant la formation de structures cavitantes si la pression d'entrée continue à baisser.

Expérimentalement, nous avons constaté sur nos machines que le bruit de cavitation associé à cette cavitation en *backflow* est moins intense que celui qui est émis par des poches à des coefficients de cavitation moins élevés. Nous traiterons ce point plus en détail dans le Chapitre IV.

5- INFLUENCE DE LA FORME DU BORD D'ATTAQUE

Dans la première partie de ce chapitre, nous avons traité en détail les caractéristiques des écoulements stationnaires cavitants et non cavitants dans l'inducteur B1, les constats faits pour cette machine étant similaires à ceux des autres inducteurs. Dans ce qui suit, nous étudions les conséquences de plusieurs facteurs géométriques sur les performances des inducteurs. En effet, pour procéder à un choix optimal des paramètres du design, une évaluation comparative des écoulements dans les machines semblables s'impose.

Nous commençons par l'étude de l'influence de la forme du bord d'attaque sur les performances et les écoulements internes de deux séries composées chacune de cinq inducteurs. En régimes cavitant, nous présentons également le développement des poches en fonction du coefficient de cavitation, pour plusieurs valeurs de débits et de pression d'entrée. Ce qui différentie les inducteurs B1, B2, B3, B4 et B5 de la première série, c'est la forme de leurs bords d'attaque non affûtés. Ceux de la deuxième série sont notés A1, A2, A3, A4 et A5 et se distinguent des précédents uniquement par l'affûtage du bord d'attaque.

Afin de modifier la forme de leurs bords d'attaque, 4 coupes et affûtages successifs modifiant jusqu'à 20% de la longueur de la corde à la périphérie ont été effectuées sur l'inducteur B1. Cette démarche a l'avantage d'assurer la même base géométrique pour les diverses configurations, cependant, elle est irréversible après chaque découpe.

5-1- Présentation des inducteurs étudiés

Les inducteurs B1, B2, B3, B4 et B5 (Fig. 3-30) résultent tous du même inducteur initial B1 suite aux quatre coupes successives et sans affûtage. Les découpes du bord d'attaque sont réalisées selon une variation linéaire, sur l'envergure de l'aube, du rapport des angles de recouvrement entre la périphérie et le moyeu : $T_\theta=(\theta_2-\theta_1)_T/(\theta_2-\theta_1)_H$; l'indice T étant relatif à la périphérie et H relatif au moyeu.

L'affûtage du bord d'attaque dans les inducteurs A1 à A5 est réalisé sur la face en dépression de la pale, de sorte qu'après chaque découpe, le nouveau bord d'attaque obtenu soit non affûté. On obtient environ un affûtage sur 15 mm au rayon moyen et sur 25 mm à la périphérie.

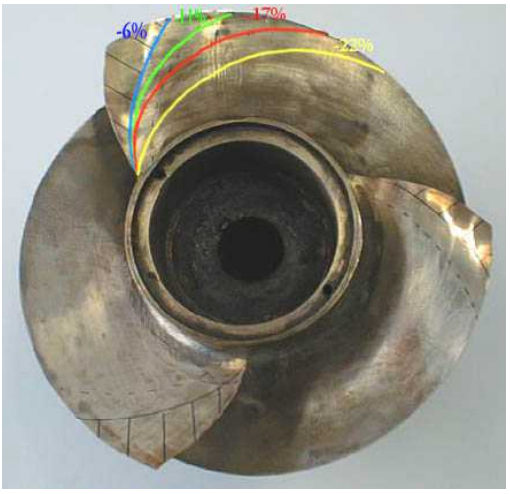


Figure 3-30 : Les différentes coupes effectuées au niveau des bords d'attaque de l'inducteur B1. La zone hachurée correspond à la surface affûtée.

La variation linéaire suivie pour la réalisation des coupes correspond aux valeurs du tableau 3-4 de l'angle θ de recouvrement des pales.

θ(°)	au moyeu	à 25 % d'envergure	à 50 % de l'envergure	à 75 % d'envergure	à la périphérie	T_θ[-]
A1 et B1	0	4.5	10	20	29	**0.880**
A2 et B2	0	9.5	20	32	44	**0.835**
A3 et B3	0	11	30	44	59	**0.790**
A4 et B4	0	11	32	52	85	**0.745**
A5 et B5	0	29	52	74.5	104	**0.700**

Tableau 3-4 : Angles d'enroulement au niveau du bord d'attaque et rapport T_θ

Les autres caractéristiques géométriques de ces inducteurs sont fournies par le tableau ci-dessous.

	Serrage au moyeu	Serrage à la périphérie	Calage et angle d'aubage au moyeu	Calage et angle d'aubage à la périphérie
A1 et B1	3.44	2.95	24.5°	15°
A2 et B2		2.80		
A3 et B3		2.65		
A4 et B4		2.50		
A5 et B5		2.35		

Tableau 3-5 : Serrage, calage et angle d'aubage des inducteurs.

Les inducteurs ont une cambrure aérodynamique $C_{z\infty 0}$ très faible, elle est de l'ordre de 0.25.

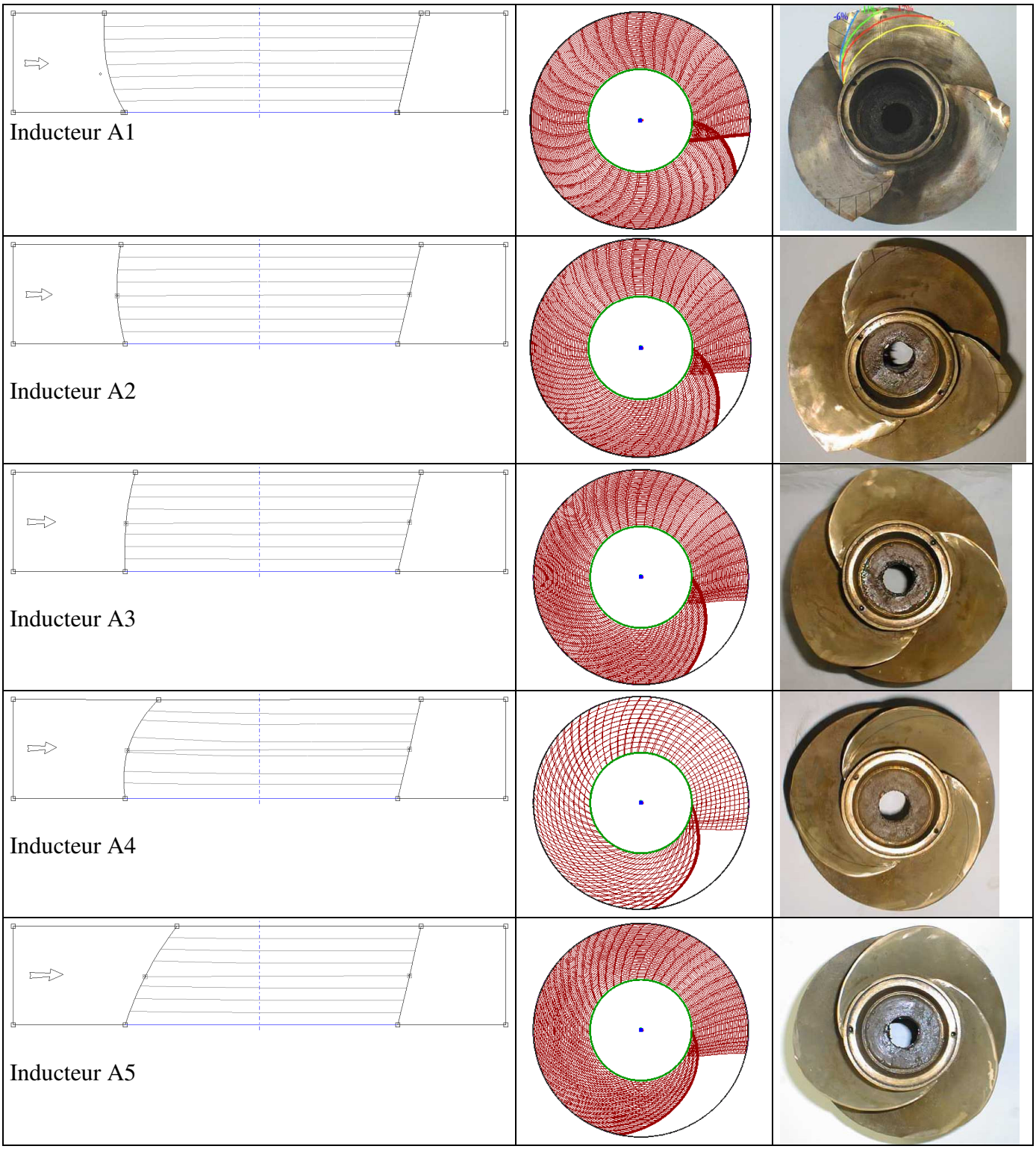


Figure 3-31: Vues de face et vues méridiennes des inducteurs.

L'abscisse méridienne m obéit à la loi, $m = l \times \cos(90° - \gamma)$, γ étant l'angle de calage. Au pied, m est de 171 mm pour les différentes machines. A la périphérie, elle est donnée avec la longueur de la corde 'l' de l'aubage par le tableau 3-6. Comme nous l'avons déjà précisé au début de ce chapitre, tous les résultats présentés dans ce travail correspondent à une vitesse de rotation des inducteurs de 1450 tr/min. pour plus de détails géométriques sur ces inducteurs, on pourrait consulter le tableau 3-3 donnant les caractéristiques de B1.

	m (mm)		***l (mm)***	
	Au pieds	À la périphérie	Au pieds	À la périphérie
B1	170.348	197.904	412.158	723.832
B2	170.348	187.726	412.158	686.903
B3	170.348	178.679	412.158	653.979
B4	170.348	163.984	412.158	620.9
B5	170.348	152.669	412.158	583.322

Tableau 3-6 : Abscisse méridienne et corde de l'aubage relatifs à chaque inducteur.

5-2- Analyse de l'impact de la coupure du bord d'attaque en régime non cavitant

Les performances globales des inducteurs A1, A3 et A5 obtenues expérimentalement sont présentées à la figure ci-dessous. On constate un changement de comportement de la courbe donnant le coefficient de pression autour du point de fonctionnement nominal. En effet, aux débits inférieurs au débit nominal (relatif à chaque inducteur), on constate que c'est l'inducteur A1 qui a les meilleurs coefficients de pression et c'est l'inducteur A5 le plus coupé qui réalise la plus petite hauteur. Pour les débits importants, cette tendance s'inverse et le coefficient de pression augmente avec l'augmentation de l'angle de coupure. Ceci est principalement dû au fait qu'en coupant le bord d'attaque, la longueur des pales est réduite et l'inducteur produit alors moins de pression en sous-débit. Par contre en sur-débit, la diminution des longueurs des cordes réduits les pertes au sein de l'écoulement, ce qui améliore les performances des inducteurs.

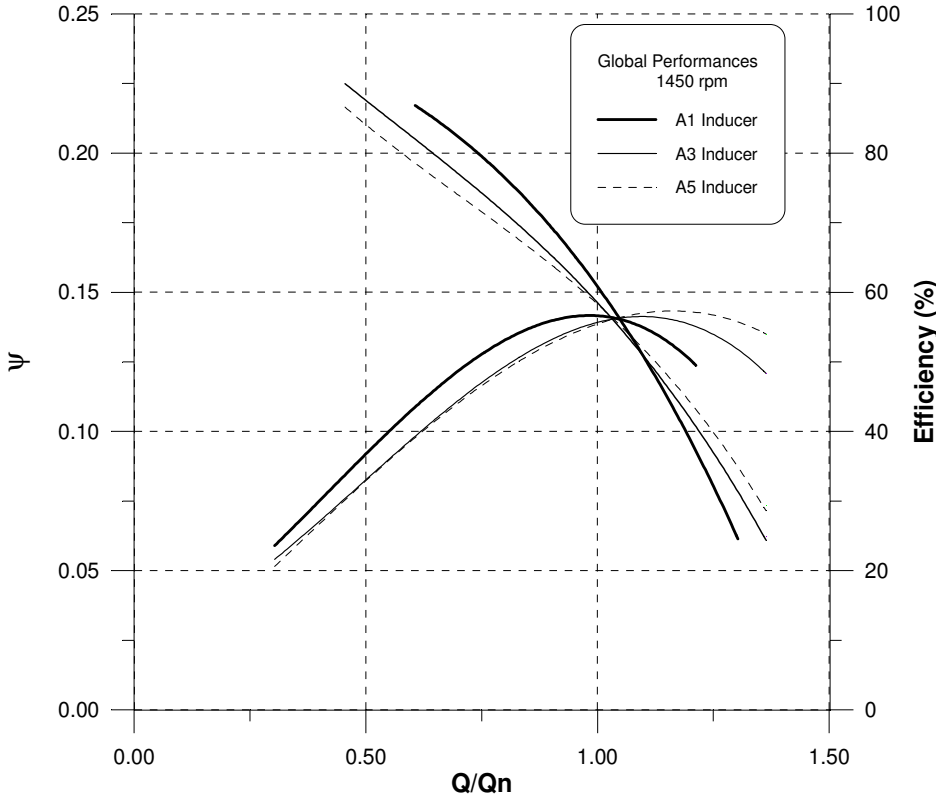


Figure 3-32: Evolution des performances globales avec l'angle de coupure : résultats expérimentaux.

Pour ces mêmes raisons, les courbes de rendement montrent également la même tendance : au-dessous du débit nominal le rendement diminue avec l'augmentation de l'angle de coupure et inversement en sur-débit. Notons toutefois que les coupures réalisées n'affectent pas la valeur maximale du rendement puisque comme le montre la figure, cette valeur est presque la même pour les trois inducteurs.

5-3- Analyse expérimentale de l'impact de la coupure du bord d'attaque en régime cavitant

La figure ci-dessous illustre les performances des inducteurs A2 à A5 en régime cavitant. On présente le coefficient de pression en fonction du coefficient de cavitation, ce qui permet de déterminer pour chaque débit la valeur critique σ_C du coefficient de cavitation.

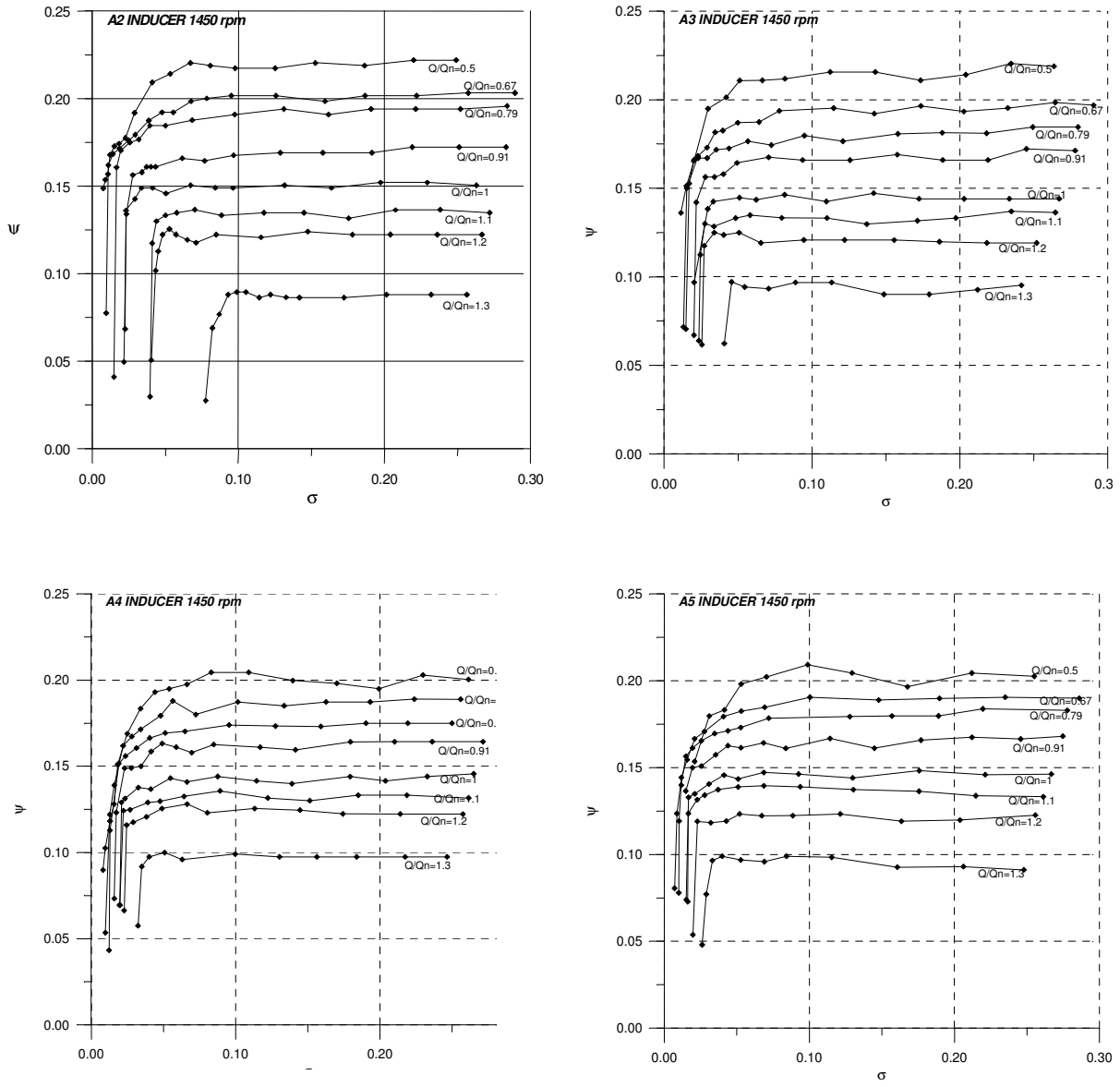


Figure 3-33: Courbes expérimentales de chute de hauteur dans les inducteurs A2 à A5.

La représentation des courbes précédentes de chute des performances, nous a permis de tracer l'évolution de $\sigma_{C,3\%}$ en fonction du débit pour les inducteurs A1 à A5 (Fig 3-34). Tel qu'on peut le constater, il y a une nette amélioration des performances au débit nominal et pour les sur-débits où $\sigma_{C,3\%}$ décroît avec l'augmentation de l'angle de coupure. A titre d'exemple, pour Q/Q_N=1.15, $\sigma_{C,3\%}$ varie de 0.06 à 0.025, correspondant respectivement à une amélioration de la vitesse spécifique *S* de 280 à 510.

En sous-débit, la coupure n'affecte que légèrement la valeur de $\sigma_{C,3\%}$, même si cette tendance à l'amélioration des performances est conservée.

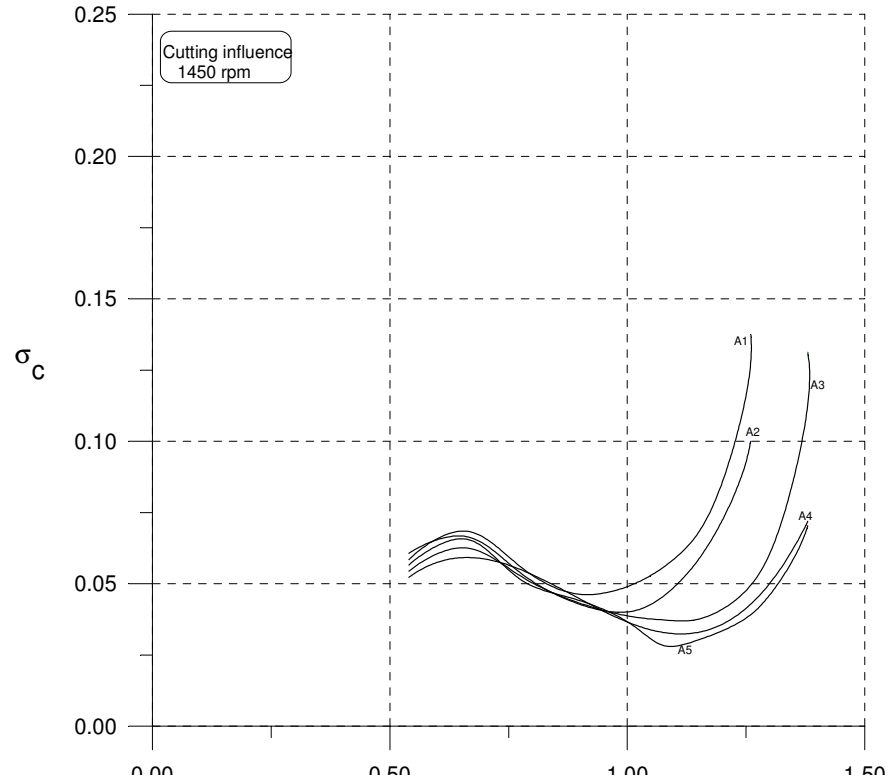


Figure 3-34: Décroissance de $\sigma_{C,3\%}$ avec l'augmentation de la coupure du bord d'attaque.

Ce résultat quantitatif est fortement corrélé aux images de cavitation présentées ci-dessous, à titre illustratif pour un débit Q=1.3×Q_N et un coefficient de cavitation σ=0.045, tous les autres paramètres étant par ailleurs égaux. Ces images montrent la disparition progressive de la poche de cavitation avec les différentes coupures, où l'on passe d'un état de blocage dans l'inducteur A1 à un état d'écoulement quasiment non cavitant dans l'inducteur A5.

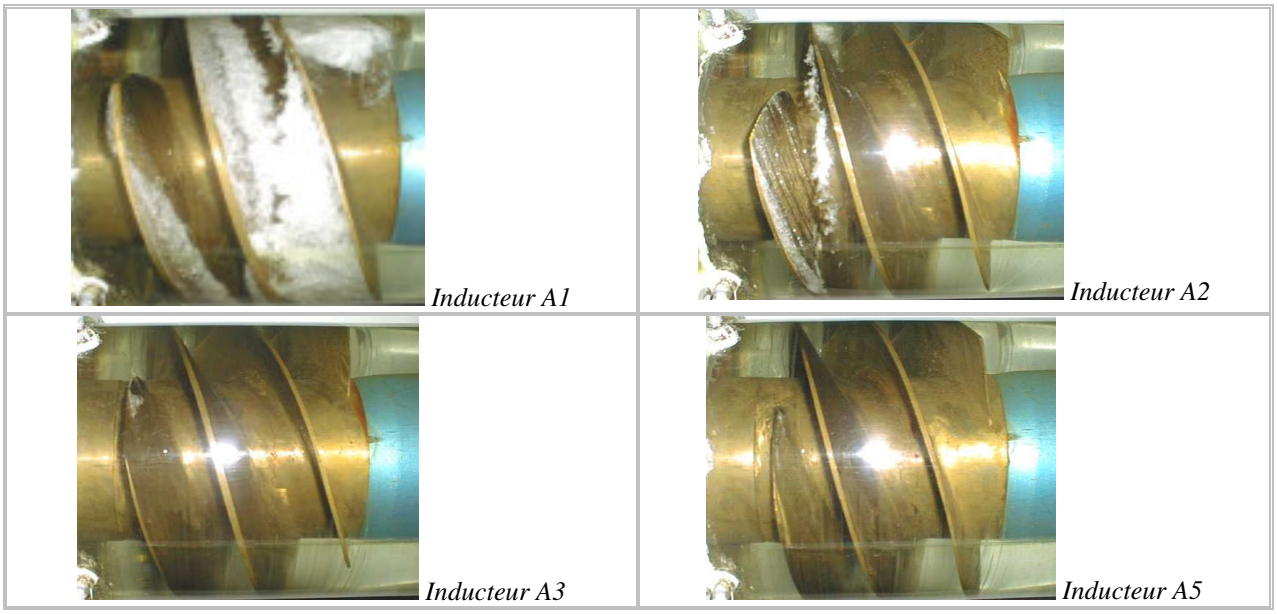


Figure 3-35: Images de cavitation: Décroissance de la taille de la poche avec l'augmentation de l'angle de coupure du bord d'attaque. Q/Q_N = 1.3 et σ = 0.045.

5-4-Modélisation numérique de l'écoulement interne

Afin de mettre en évidence sur le plan numérique les conséquences de la coupure du bord d'attaque sur le champ d'écoulement au sein des inducteurs, des calculs correspondant aux conditions de débit du paragraphe précédent (Q/Q_N=1.3) sont effectués en régime non cavitant pour un coefficient de cavitation σ=0.25. Ceci permettra d'appréhender les phénomènes tridimensionnels liés aux écoulements dans ces machines, et de justifier l'apparition des poches observées sur la figure précédente ainsi que les fortes vibrations et fluctuations de pressions enregistrées lors des essais expérimentaux et qui sont présentées au Chapitre IV.

Tel que le montre la figure ci-dessous, la disparition progressive de la poche de cavitation observée au fur et à mesure de l'augmentation de la coupure du bord d'attaque, est due à la réduction de coefficient de débit à la périphérie. Ceci se traduit graphiquement par une meilleure réorganisation de l'écoulement et plus précisément du champ de vitesse totale en vue méridienne ainsi qu'en vue inter-aube. Les calculs qui sont présentés dans l'espace inter-aubes, sont à 75% et 100% d'envergure.

Notons que la distribution de la vitesse dans l'inducteur A1 est la plus favorable à l'apparition de la cavitation. Dans cette zone, l'écoulement s'accélère au fur et à mesure qu'on progresse du moyeu vers la périphérie. Par ailleurs c'est dans cet inducteur que les gradients de vitesse sont les plus importants dans le plan méridien. C'est donc dans l'inducteur A5, que l'écoulement est le plus uniforme avec les gradients de vitesses les plus faibles. De tels résultats ont également été établis par [Arnone et al. 2001] qui ont étudié le cas de l'inducteur *PLOX* d'Ariane 5.

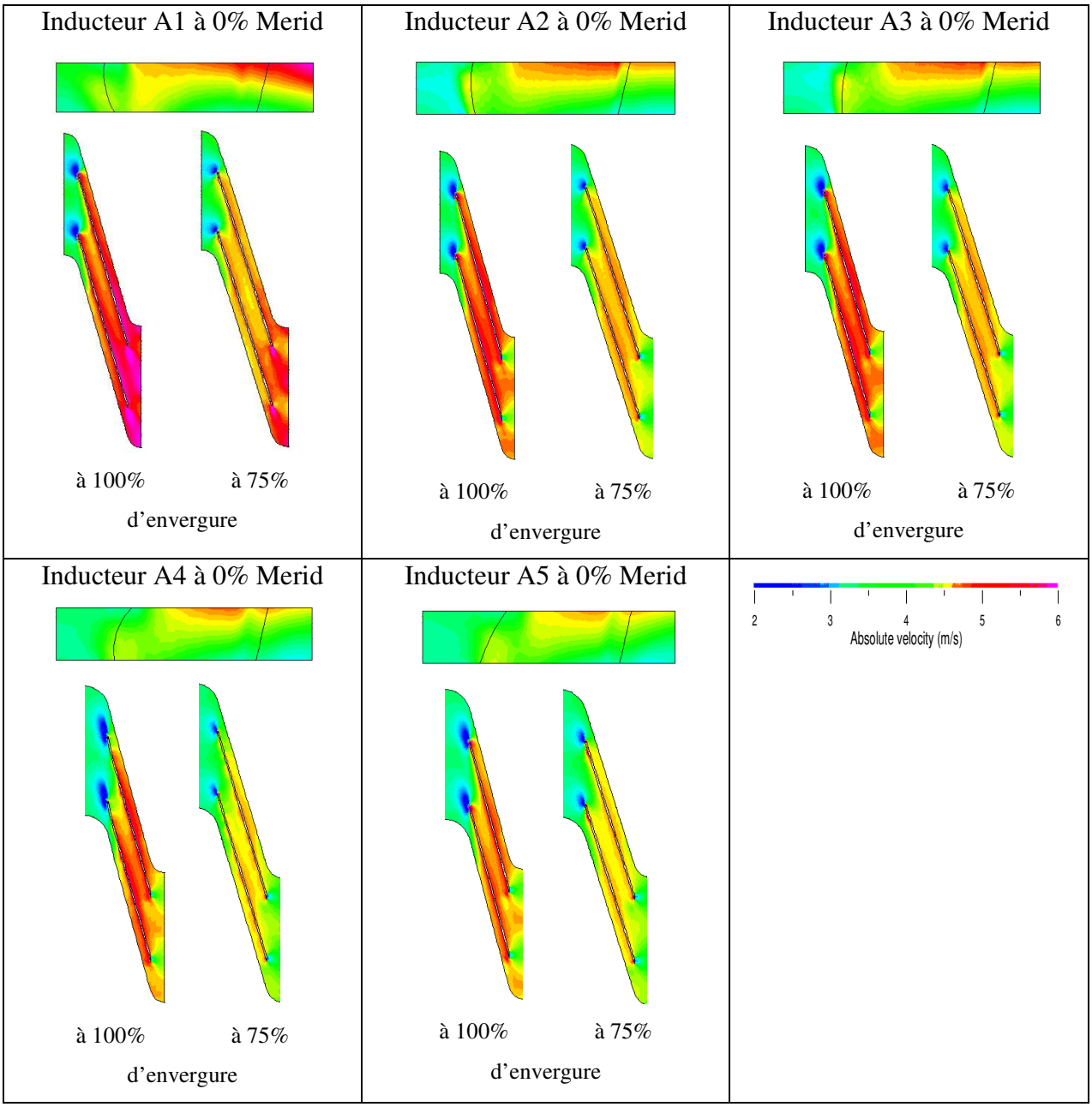


Figure 3-36 : Réorganisation de l'écoulement suite aux quatre coupures : Vitesse absolue dans le plan méridien et l'espace inter-aubes à 75% et 100% d'envergure des pales ($Q/Q_N = 1.3$, $\sigma = 0.25$).

En écoulement instationnaire cavitant, nous avons enregistré dans ces inducteurs différents niveaux de vibrations et de fluctuations de pression confirmant les tendances observées. Ces résultats sont présentés au Chapitre IV qui traite les instationnarités associées aux écoulements cavitants.

5-5- Analyse de l'impact de l'affûtage du bord d'attaque en régime cavitant

Pour montrer l'influence de l'affûtage, nous présentons sur la figure ci-dessous, pour les inducteurs A1, B1, A5 et B5 l'évolution du coefficient de cavitation critique σ_C en fonction du débit. Nous notons uniquement une amélioration autour du débit nominal. Mise à part cette amélioration aux conditions nominales, aucune autre amélioration significative n'est observée par ailleurs.

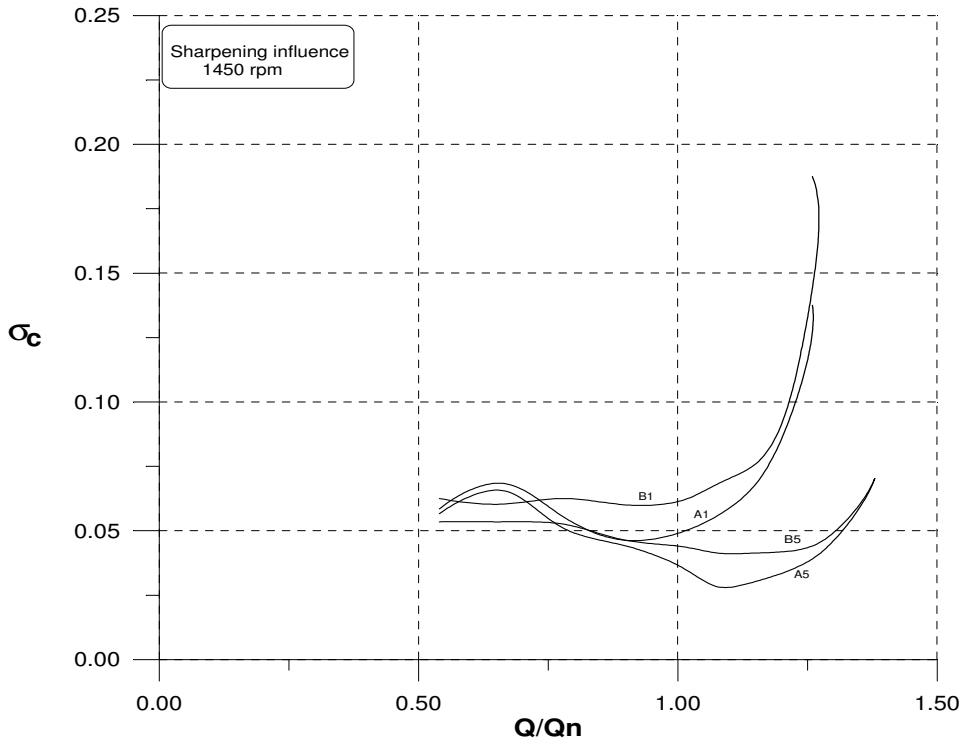


Figure 3-37: Influence de l'affûtage sur l'évolution du coefficient de cavitation critique σ_C.

6- INFLUENCE DE LA FORME DU MOYEU

Cette partie est consacrée à l'étude à la fois expérimentale et numérique de l'influence de la forme du moyeu sur les performances et le comportement cavitant et non cavitant de trois inducteurs. Ce travail a fait l'objet d'une publication parue en 2006 dans le *Journal of Power and Energy* [Mejri et al. 2006(a), Mejri et al. 2003]. Ces inducteurs sont l'inducteur B1 décrit à la section 4 de ce chapitre, l'inducteur 15° et l'inducteur CH que nous présenterons dans ce qui suit. Ces trois inducteurs ont des angles de pales en périphérie β_{1T} égaux à 15° ; les deux premiers ont des moyeux cylindriques et le troisième a un moyeu conique.

Ces machines ont été conçues afin d'étudier l'impact de la forme du moyeu sur les phénomènes de cavitation et de vibrations. Les résultats expérimentaux et numériques que nous exposerons dans ce paragraphe montrent que la configuration du moyeu affecte fortement les écoulements internes dans les inducteurs. Ce paramètre géométrique ainsi que les nombres de cavitation choisis, donnent lieux à diverses structures cavitantes sur la face des pales en dépression. On montrera que ces structures sont caractérisées par des phénomènes de recirculation et de vortex en *backflow*. Ces résultats montrent également la supériorité relative de l'inducteur CH à travers un coefficient de cavitation de 5% ($\sigma_{C,5\%}$), même si cet inducteur reste très instable à tous les débits tel qu'on le verra au Chapitre IV. Nous avons également abouti au fait que pour une dégradation de la hauteur de 15%, les trois machines ont des comportements similaires.

Les principaux résultats que nous présentons ici concernent les performances globales et principalement le mécanisme hydrodynamique de la chute de la hauteur ainsi que la visualisation des structures tridimensionnelles de l'écoulement. Nous traitons également dans le Chapitre IV le comportement vibratoire dans ces machines en fonction du débit et de la pression d'admission.

6-1- Présentation des inducteurs étudiés

La figure 3-38 montre des photos des trois inducteurs. Rappelons que nous attribuons respectivement les indices 1 et 2 aux grandeurs physiques et paramètres relatifs à l'entrée et à la sortie d'aubage et *T* et *H* à ceux qui sont respectivement relatifs à la périphérie et au moyeu.

Le rapport de moyeu $T=R_H/R_T$ est égal à 0.48 pour l'inducteur B1 et 0.25 pour l'inducteur 15°. Pour ces deux machines, *T* est constant de l'entrée à la sortie. Pour l'inducteur CH, T=0.25 à l'entrée des pales et 0.48 à la sortie, i.e. qu'on y retrouve à l'entrée le rapport de moyeu de l'inducteur B1, et à la sortie celui de l'inducteur 15°. Les trois machines ont le même diamètre extérieur et le même angle d'aubage (β_T=15°) en périphérie ; cet angle reste constant de l'entrée à la sortie des pales. Les principaux paramètres caractérisant ces inducteurs sont résumés au tableau ci-dessous.

Inducteur B1

Inducteur 15°

Inducteur CH

Figure 3-38 : Les trois formes du moyeu étudiées.

Vitesse de rotation	1450 rpm		
Nombre de pales	3		
Epaisseur des pales	5 mm		
Angle d'aubage à l'entrée, en périphérie	15°		
Serrage en périphérie	1.47		
Diamètre extérieur	235 mm		
Jeu radial	0.4 mm		
INDUCTEUR	***B1***	***15°***	***CH°***
Coefficient de débit	0.173	0.121	0.136
Coefficient de pression	0.133	0.105	0.105
Rapport de moyeu à l'entrée	0.485	0.25	0.25
Rapport de moyeu à la sortie	0.485	0.25	0.485

Tableau 3–7 : Paramètres principaux des inducteurs.

6-2- Analyse de l'écoulement interne et des écoulements secondaires

Le figure 3-43 montre pour divers coefficients de débit ϕ, l'amplitude et la direction de la vitesse méridienne $\vec{C}_m$ moyennée sur la circonférence: $\vec{C}_m = \vec{C}_a + \vec{C}_r$.

L'écoulement dans le plan aube-à-aube est représenté au rayon $r=R_T$ et les échelles de vitesse sont les mêmes afin de permettre une analyse qualitative des résultats.

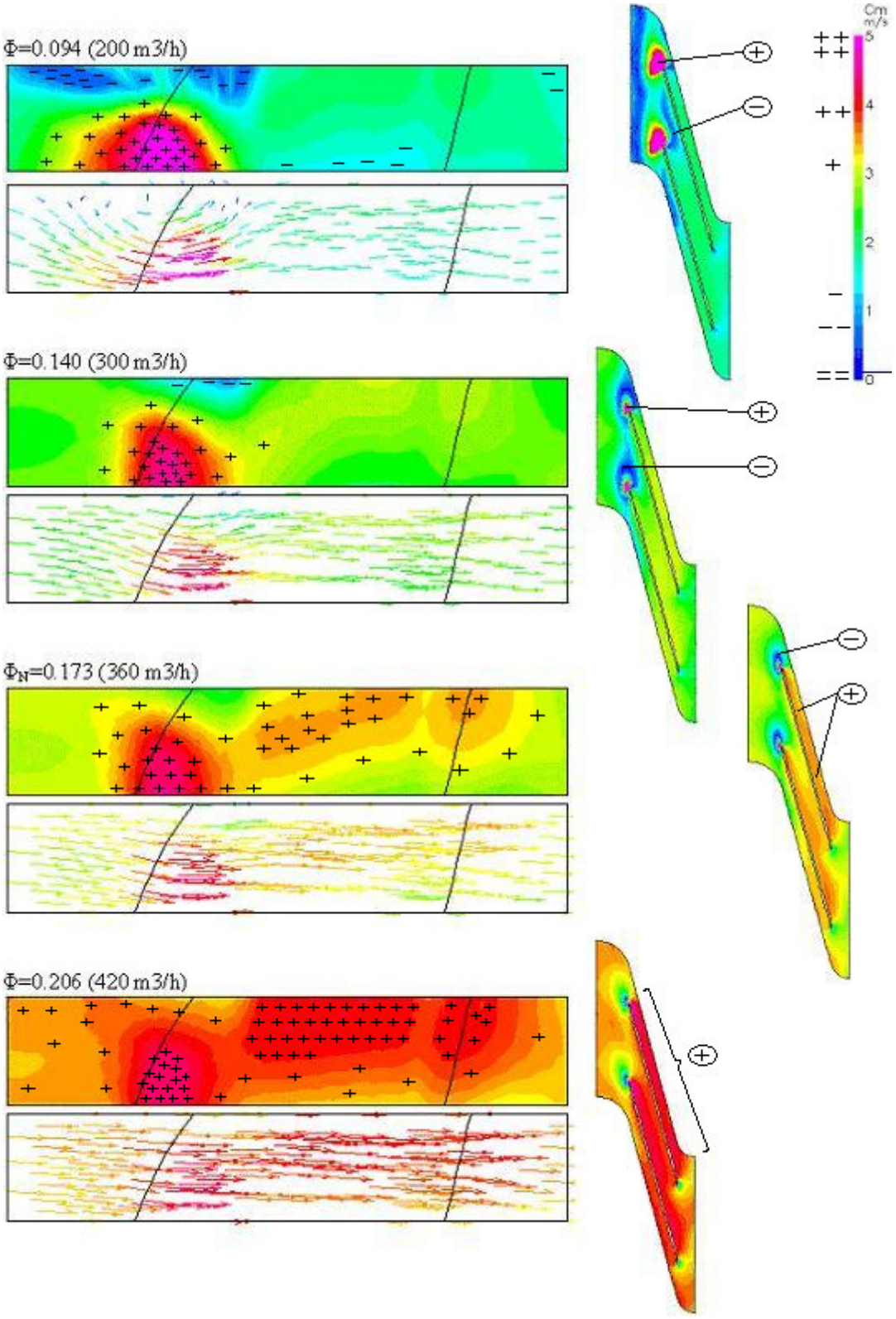


Figure 3-39-a : Inducteur B1 : Evolution de l'écoulement méridien en fonction du débit.

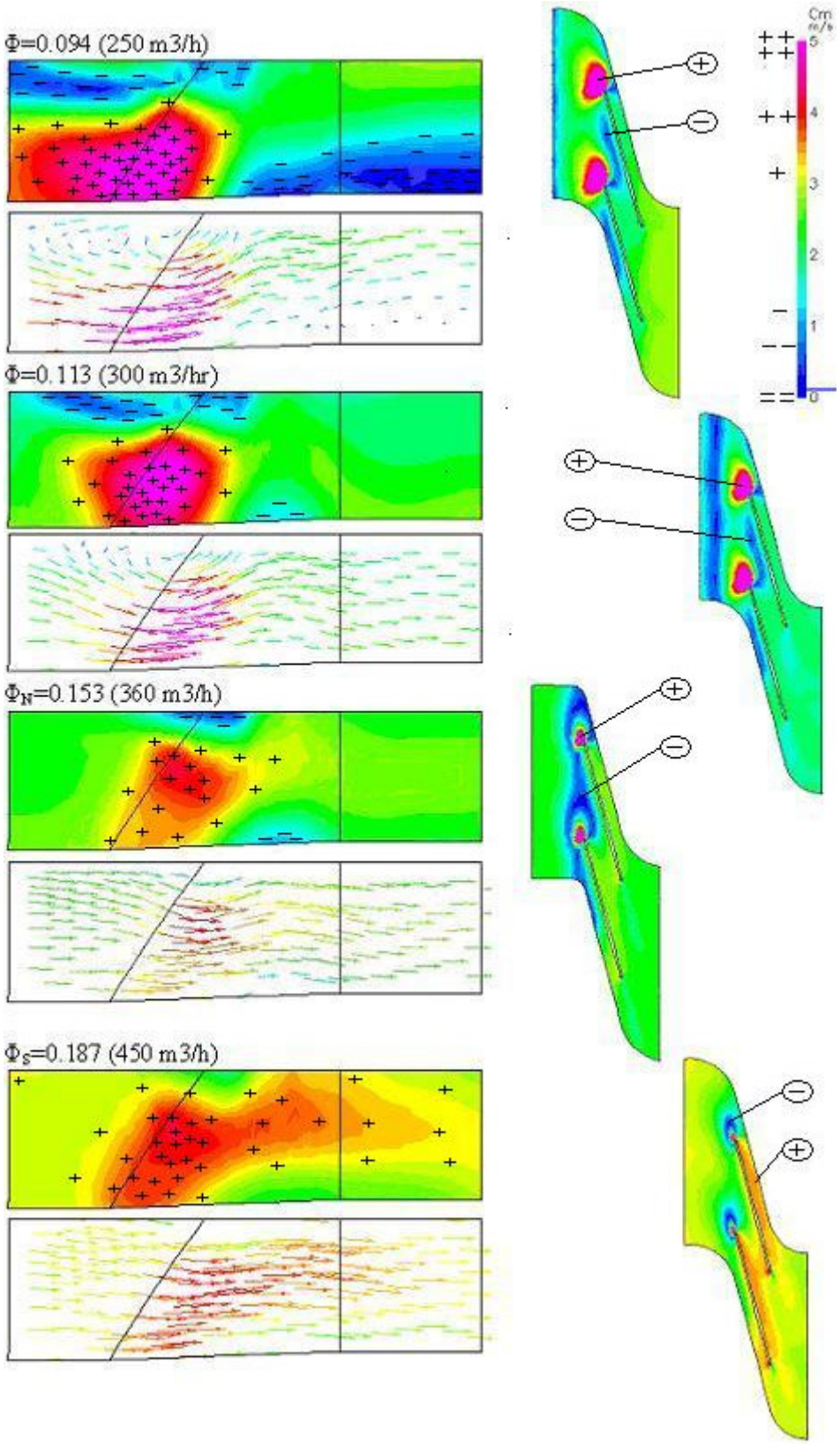


Figure3-39-b : Inducteur 15°: Evolution de l'écoulement méridien en fonction du débit.

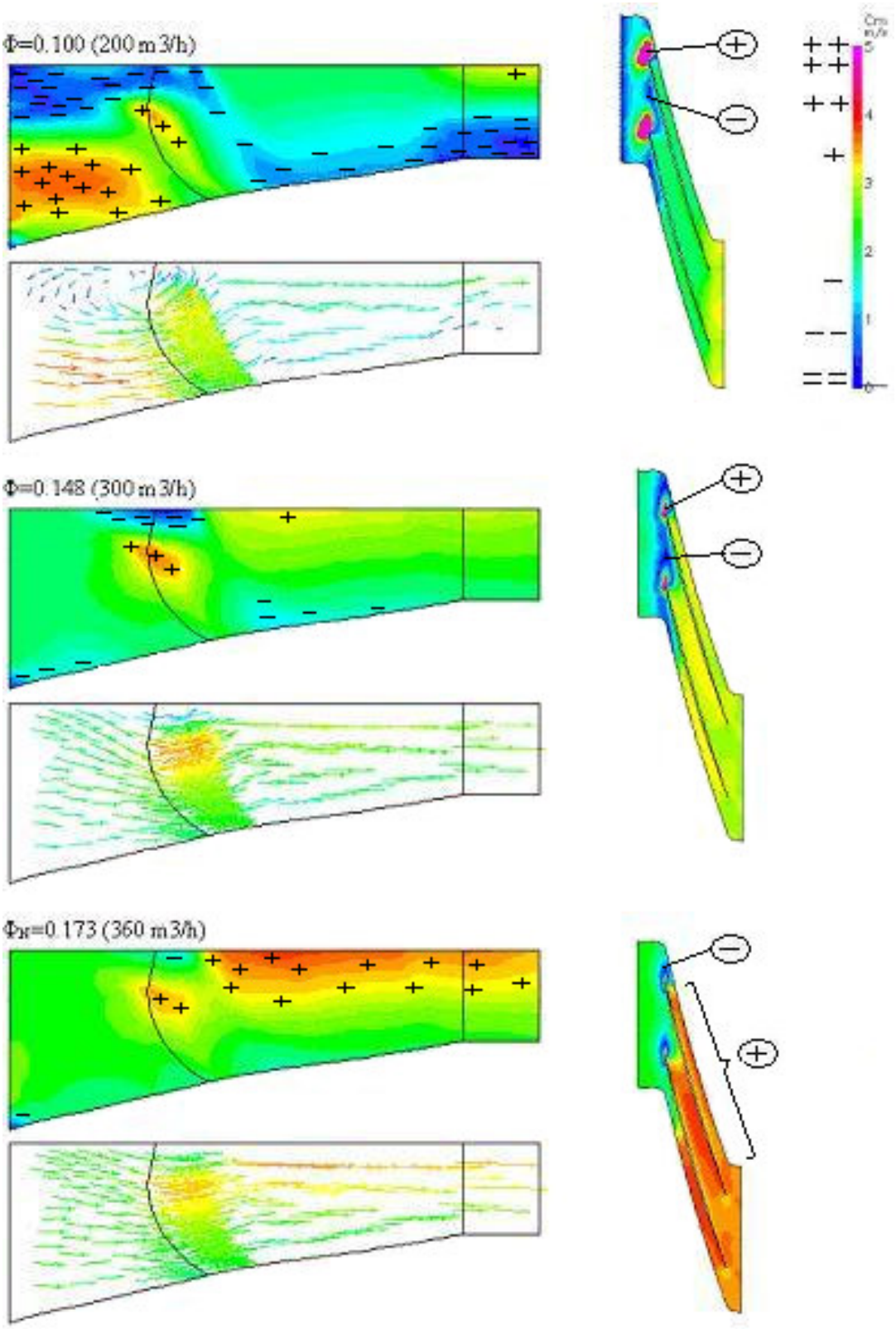


Figure 3-39-c : Inducteur CH : Evolution de l'écoulement méridien en fonction du débit.

Au débit nominal correspondant à ϕ_N=0.173 (Figure 3-39-a), l'inducteur B1 est très stable et l'écoulement méridien est relativement uniforme. A ϕ=0.14, un vortex en *backflow* se forme, celui-ci correspond à un début d'augmentation du niveau de fluctuations de pressions. A

ϕ=0.094, le vortex est amplifié. La figure 3-39-a, montre que ce vortex de *backflow* implique une composante de la vitesse orientée vers l'amont.

Pour l'inducteur 15° (Figure 3-39-b), nous introduisons le paramètre ϕ_S coefficient de débit à la vitesse spécifique d'aspiration maximale S_{MAX}. A ϕ_S=0.187, l'écoulement méridien est bien organisé et une baisse de débit a lieu à la périphérie. A ϕ=0.113 et ϕ=0.094, le vortex de *backflow* est amplifié.

La figures ci-dessous illustre les caractéristiques du *backflow* et la localisation des zones les plus affectées par la cavitation dans l'inducteurs 15°. Pour une meilleure localisation de ces zones, nous présentons les résultats de simulations du vecteur vitesse méridienne dans le plan inter-aube $\vec{C}_m$ et ce, à la périphérie (1ère graphique). Cette figure montre clairement l'existence au plan d'entrée de l'inducteur, d'une zone à vitesses $\vec{C}_m$ élevées et orientées à 'contre courants'. Cette zone est visualisée par les deux autres images expérimentales de la même figure. Ces trois images correspondent au même débit partiel et montrent qu'en réduisant de moitié le coefficient de cavitation (σ passe de 0.520 à 0.270), on intensifie la cavitation en *backflow* sans toutefois détériorer les performances (ψ passe de 0.140 à 0.138).

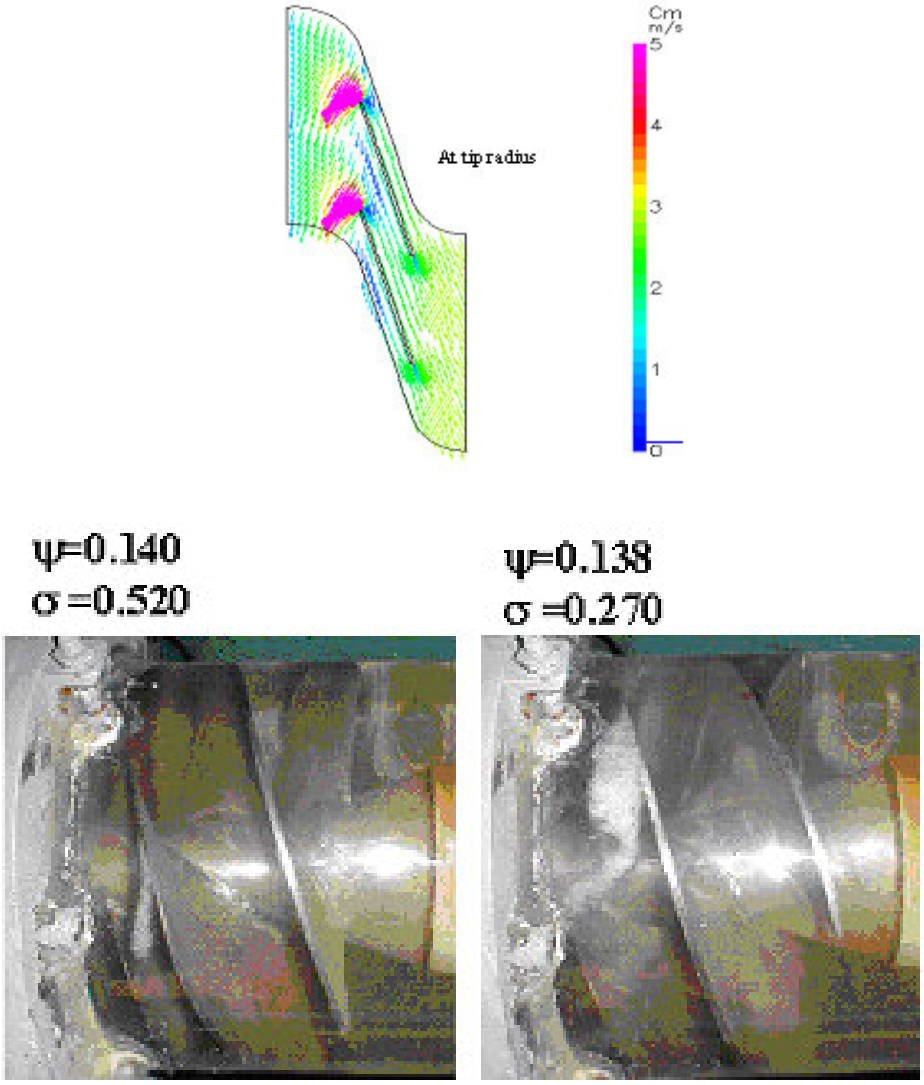


Figure 3–40 : Inducteur 15°: Vitesse méridienne dans le plan inter-aube à ψ=0.140 et σ=0.520 et apparition et développement de la cavitation en backflow à débit partiel (ϕ = 0.094).

Concernant l'inducteur CH (Figure 3-39-c), pour des coefficients de débit respectivement égaux à 0.100, 0.148 et ϕ_N=0.173, les phénomènes observés sont les mêmes qu'au cas précédent. Pour cet inducteur, le *backflow* apparaît aux alentours du débit nominal.

6-3- Performances globales

Les performances globales des trois machines en régime non-cavitant, sont présentées sur la figure 3-41 ainsi que sur le tableau 3-8. On constate que c'est l'inducteur 15° qui réalise le meilleur rendement. En comparant les inducteurs B1 et 15° qui sont identiques en tout point sauf au niveau du diamètre du moyeu, on constate qu'en réduisant le rayon intérieur, on perd sur la hauteur énergétique (B1 étant l'inducteur qui réalise la plus importante courbe de hauteur). Le tableau 3-8 illustre également les valeurs prises par les coefficients de débit et les angles d'incidence.

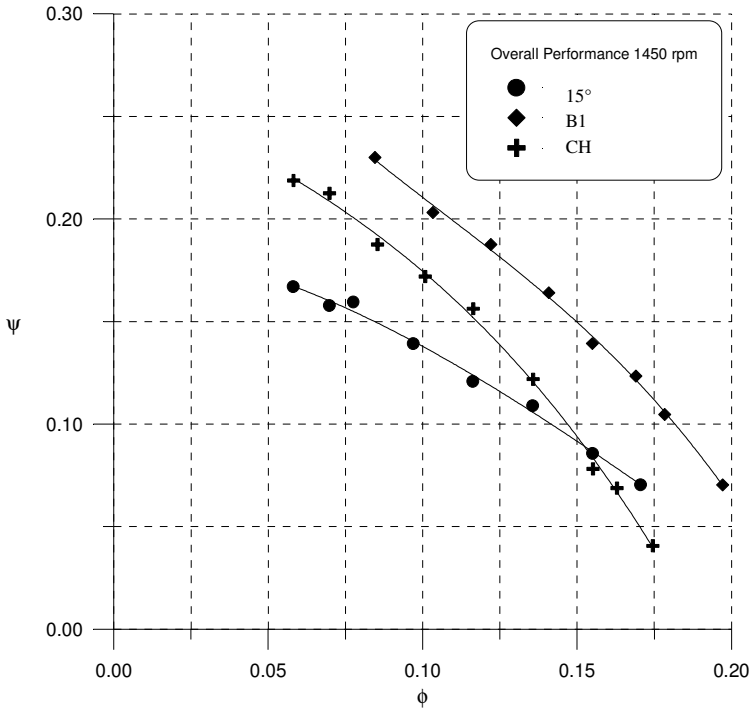


Figure 3-41 : Influence de la forme du moyeu sur les performances globales.

Inducteur	η_{MAX}	ϕ_N	i/β_{IT}
B1	0.57	0.173	0.35
15°	0.70	0.153	0.42
CH	0.68	0.173	0.35

Tableau 3-8 : Coefficients de débit et angles d'incidence.

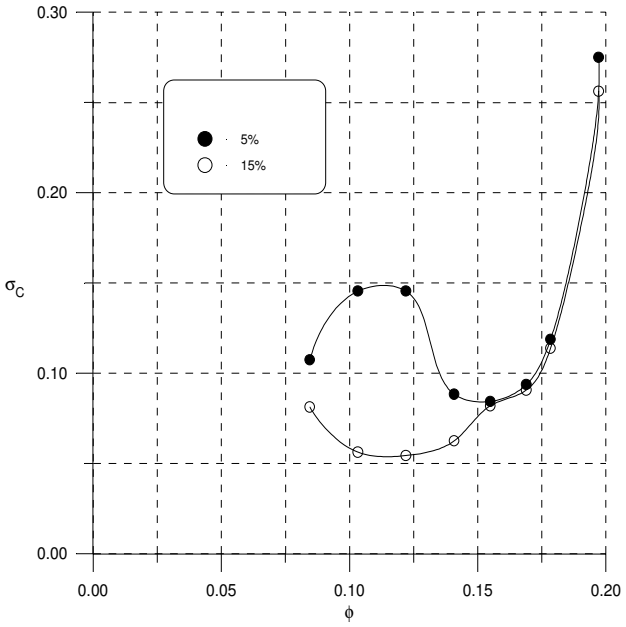
6-4- Comportement en régime cavitant

Le comportement en régime cavitant étant entre autres caractérisé par les paramètres σ_C correspondant à des chutes de hauteur de 5% et 15%, nous présentons dans la figure 3-42 ces deux paramètres en fonction du débit dans les inducteurs B1, 15° et CH. Afin de garantir une meilleure analyse qualitative, nous gardons sur ces figures la même échelle en ordonnée. La forme arrondie de zone de chute de hauteur en sous-débit (présentée à titre d'exemple pour l'inducteur 15° sur le quatrième graphique) peut être une caractéristique de la cavitation tournante [Friedrich et Kosyna 2002], même si cette dernière n'a pas pu être observée sur nos machines aux débits testés. C'est pour cette raison, que des différences significatives peuvent apparaître entre $\sigma_{C,5\%}$ et $\sigma_{C,15\%}$ d'un même inducteur au-dessous de certains débits.

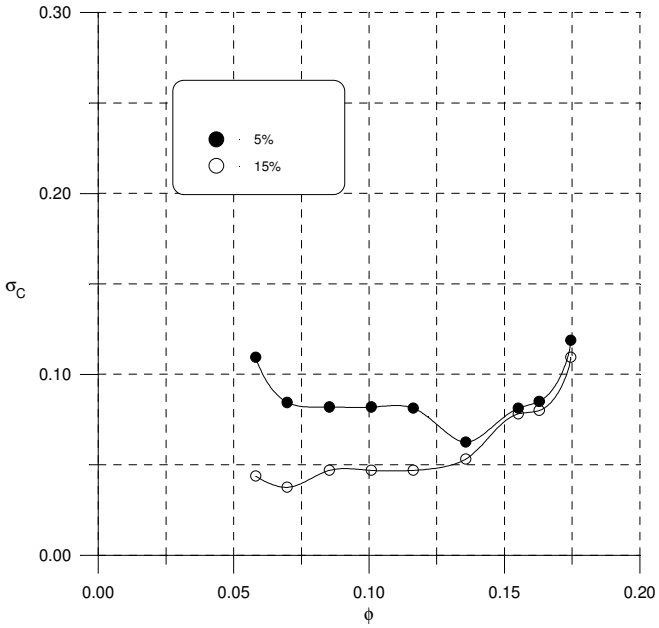
La meilleure valeur de σ_C pour une chute de hauteur de 5% est observée dans l'inducteur CH. Quand aux meilleures vitesses spécifiques d'aspiration, elles sont obtenues pour des débits

proches de ceux des rendements maximaux, sauf dans l'inducteur 15°. Nous constatons également qu'à débit partiel, σ_C augmente même si ce phénomène est atténué par la conicité du moyeu dans l'inducteur CH. Le tableau 3-9 récapitule les meilleures performances des trois inducteurs.

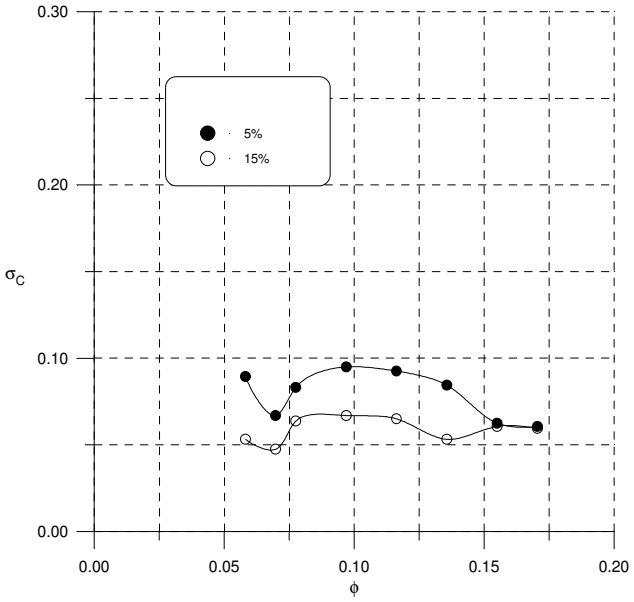
Ces figures ainsi que le tableau montrent que l'inducteur CH a un meilleur comportement en régime cavitant que les deux autres inducteurs. Pour une pertes de 15% en hauteur, les performances des inducteurs B1 et CH sont presque les mêmes et qu'elles restent plus intéressantes que celles de l'inducteur 15°, sauf pour les débits élevés.



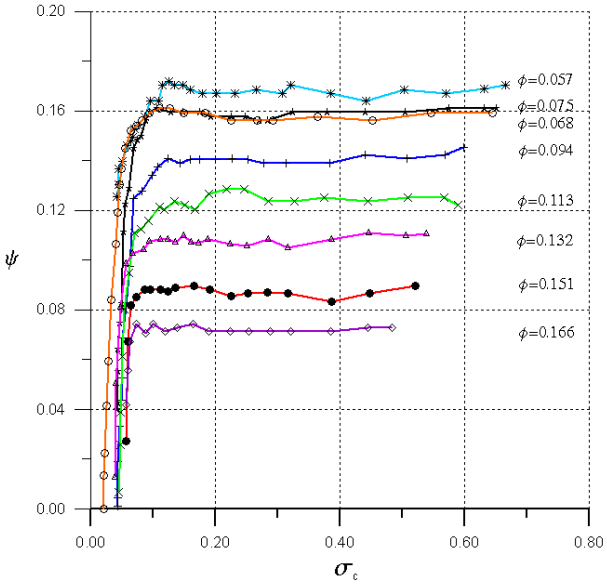
Inducteur B1.



Inducteur CH



Inducteur 15°.



Inducteur 15° : courbes de chute de hauteur.

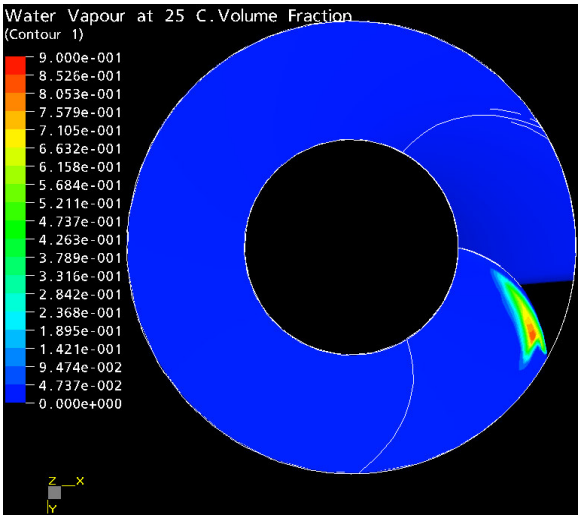
Figure 3-42: Influence de la forme du moyeu sur l'évolution de $\sigma_{C,5\%}$ et $\sigma_{C,15\%}$ en fonction du débit.

Inducteur	ϕ_N	$\sigma_{C,5\%}$	ϕ_S	S_{MAX}
B1	0.173	0.045	0.173	570
15°	0.153	0.062	0.187	526
CH	0.173	0.047	0.173	560

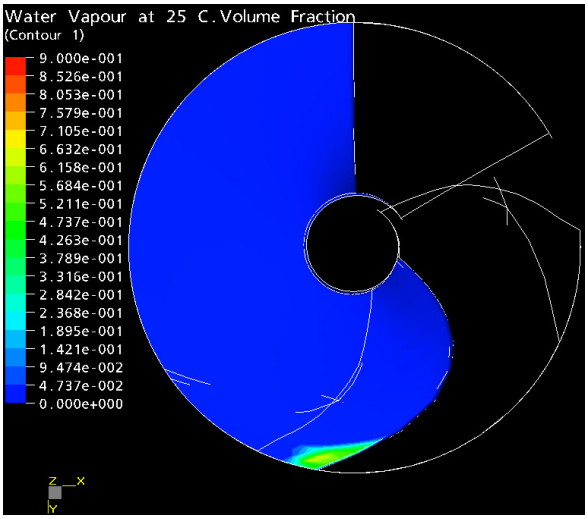
Tableau 3-9 : Meilleures performances des inducteurs B1, 15° et CH.

6-5- Profils de pression et de vitesse en écoulement cavitant

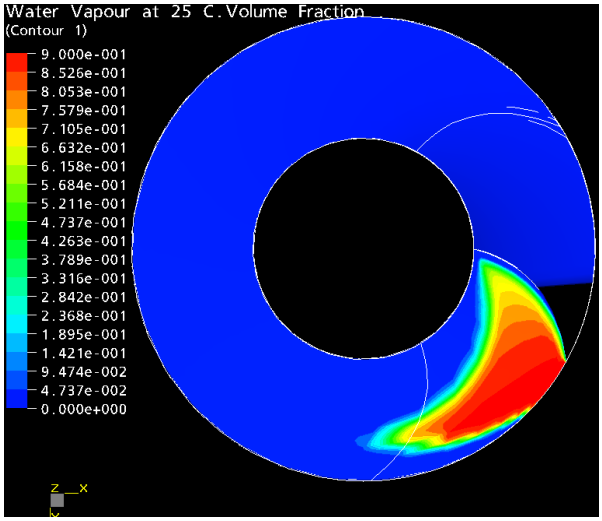
La figure 3-43 illustre en écoulement cavitant une comparaison des inducteurs B1 et 15° à deux rapports de débit dont les valeurs sont presque égales : Q/Q_N=0.79 et Q/Q_N=0.81. Ces rapports de débit impliquent le même coefficient de débit dans les deux inducteurs : ϕ=0.109. Sur ces graphiques sont représentées les fractions volumiques de vapeur à la surface des pales. Seule une pale de chaque inducteur est représentée. Nous constatons pour les deux premiers graphiques qu'à coefficients de cavitation égaux à 0.42, le développement et l'étendue des zones de vapeur sont similaires dans les deux inducteurs, sauf que dans l'inducteur 15°, cette zone est localisée plus en périphérie. Par contre, des différences apparaissent à σ=0.18 où l'inducteur 15° est le siège de cavitation plus étendue et qui descend plus dans le canal inter-aube. A ce coefficient de débit (ϕ=0.109), la taille de la poche de vapeur dans l'inducteur 15° est plus importante que dans l'inducteur B1.



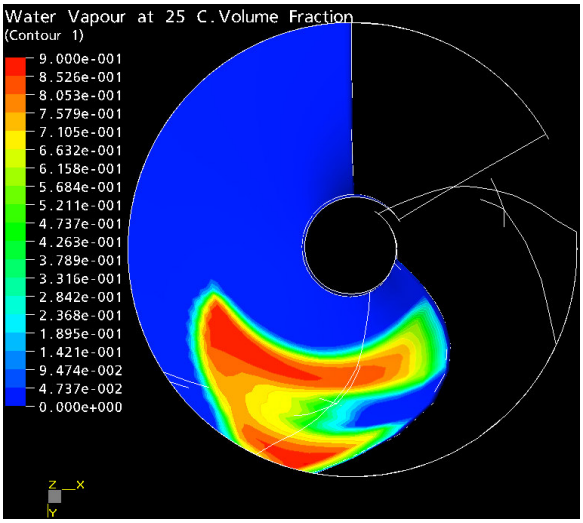
Inducteur B1 à σ=0.42 et ϕ=0.109 (i.e. Q/Q_N=0.79).



Inducteur 15° à σ=0.42 et ϕ=0.109 (i.e. Q/Q_N=0.81).



Inducteur B1 à σ=0.18 et ϕ=0.109 (i.e. Q/Q_N=0.79).



Inducteur 15° à σ=0.18 et ϕ=0.109 (i.e. Q/Q_N=0.81).

Figure 3-43 : Influence de la forme du moyeu sur la distribution de la fraction volumique de vapeur à la surface de la pale.

Sur la figure ci-dessous nous représentons les résultats des simulations numériques de la chute des performance dans les inducteurs B1 et 15° au même coefficient de débit (ϕ=0.109), ainsi que la courbe expérimentale de l'inducteur B1 à titre illustratif. Ces graphiques montrent que les zones de chute de hauteur diffèrent pour ce coefficient de débit. Contrairement à l'inducteur B1, on constate que dans l'inducteur 15°, la chute de la hauteur est précédée par une nette augmentation locale des performances suivie d'une chute brusque. D'autre part, les calculs numériques prévoient un coefficient de cavitation critique plus faible dans l'inducteur B1, ce qui est conforme au résultat observé sur la figure précédente et selon lequel la taille des poches est globalement plus importante dans l'inducteur 15°.

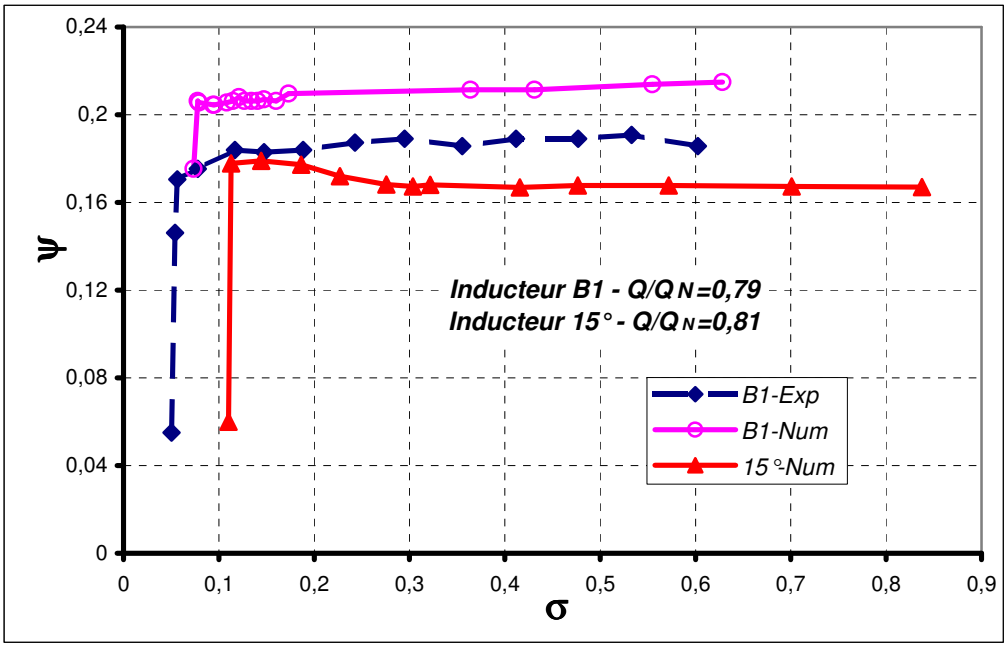


Figure 3-44 : Influence de la forme du moyeu sur l'allure des courbes de chute de hauteur.

7- INFLUENCE DE L'ANGLE D'AUBAGE EN PERIPHERIE

Dans le cadre de notre étude effectuée sur les paramètres géométriques ayant de l'impact sur les performances et le comportement des inducteurs, nous avons également traité l'influence d'un autre paramètre qui est l'angle d'aubage β_{1T} au niveau du bord d'attaque, en périphérie. Cette étude a fait l'objet d'un article publié au *JOURNAL OF FLUIDS ENGINEERING* [Mejri et al. 2006(b)], de deux papiers présentés au *ASME-FLUIDS ENGINEERING DIVISION SUMMER MEETIN* 2005 [Mejri et al. 2005 (a) et 2005 (b)], ainsi que d'un papier publié au *JOURNAL OF POWER AND ENERGY* [Mejri et al. 2005 (c)].

Le travail que nous présentons dans ce paragraphe est constitué des résultats numériques et expérimentaux concernant trois inducteurs axiaux identifiés par les valeurs de l'angle β_{1T} et qui sont 8°, 10° et 13°.

Précisons toutefois que les résultats numériques présentés pour ces inducteurs, ne représentent pas exactement les mêmes coefficients de débit expérimentaux car le but de cette étude n'est pas de comparer débit à débit ces machines, mais plutôt d'analyser leurs comportement et les caractéristiques de l'écoulement dont elles sont le siège en régimes subcavitants ainsi qu'en régimes cavitants. Ceci permettra d'identifier -selon le critère choisi (et qui peut être le comportement vibratoire, le comportement en régime cavitant, les performances, etc.)- la meilleure machine dans le cas où cette dernière est placée à l'amont d'une pompe lui imposant de fonctionner :

- à faible charge,
- aux conditions nominales,
- à débit élevé.

Le paramètre adopté lors de la comparaison est le coefficient de débit. Il aurait également été possible de choisir d'autres critères telle que l'incidence mais cette dernière ne constituerait par l'unique paramètre différenciant ces machines. Alors, pourquoi choisir le coefficient de débit ? Les paramètres adimensionnels standard utilisés pour la caractérisation du fonctionnement des pompes sont les coefficients de débits, de pression et de cavitation. Or l'association inducteur/pompe est impliquée dans plusieurs domaines industriels grâce à la capacité de l'inducteur de garantir de hautes performances dans la pompe même dans des conditions sévères de cavitation. Par conséquence, et vue la diversité des applications pratiques de cette association, il y a une forte demande de la part des industriels d'explorer les limites des performances de l'inducteur quand celui-ci est forcé de fonctionner aux conditions imposées par la pompe à l'aval.

Dans la pratique, ces conditions ne coïncident que rarement pas avec le débit optimal et la vitesse de rotation pour lesquels l'inducteur a été conçu. Il peut alors être amené à opérer aussi bien à son débit nominal, qu'en sous-débit ou en sur-débit. Vue la diversité de ces processus, plusieurs inducteurs devraient être testés avec une même pompe.

Les principaux résultats de cette section, présentés à divers coefficients de débits et coefficients de cavitation sont les suivants:

1- Les résultats expérimentaux concernant :

- Les performances globales : coefficient de pression et rendement en fonction du coefficient de débit.

- Coefficient de cavitation (σ_c correspondant à 5% et 15% de chute de hauteur) en fonction du coefficient de débit.

2- Les résultats numériques concernant :

- Les performances globales.

- La distribution de la fraction massique de la vapeur au sein de l'écoulement permettant d'analyser le comportement des machines en régime cavitant.

- La taille et l'emplacement des poches et des vortex en *backflow*.

7-1- Présentation des inducteurs étudiés

Les inducteurs étudiés dans ce paragraphe se différencient par la valeur de l'angle β_{1T}. Bien qu'il y ait eu plusieurs études portant sur les instabilités associées à la cavitation dans les inducteurs axiaux, aucune étude expérimental ni numérique n'a été réalisée pour illustrer l'impact de certains paramètres de conception spécifiques tels que les effets de l'angle d'aubage en périphérie, sur l'écoulement en régime cavitant. Le travail que nous présentons contribue à identifier les valeurs optimales de ce paramètre de conception relativement à la gamme de débit.

Le choix de β_{1T}=8°, 10°, 13° est essentiellement dû au fait que la présence et l'intensité du vortex en *backflow* dépendent de cet 'angle β_{1T}, du rapport de moyeu ainsi que du coefficient de débit. De façon générale, on peut dire que l'angle β_{1T} intervient en terme de débit car avec des valeurs élevées de cet angle, l'inducteur devient plus 'ouvert', et est donc plutôt dédié aux grands débits.

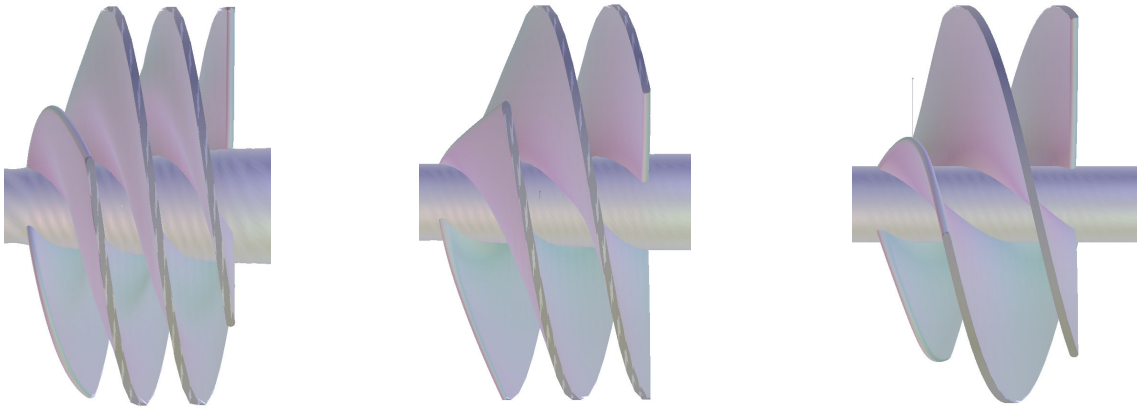
Dans la littérature, les valeurs recommandées pour cet angle sont comprises entre 7.5° et 15°. Si β_{1T} est faible, alors l'inducteur aura un diamètre extérieur élevé et dans ce cas, celui-ci sera supérieur au diamètre d'aspiration de la roue centrifuge placée à l'aval. Il sera alors nécessaire d'avoir recours à un dispositif intermédiaire à diamètre variable qui permettra de relier les moyeux. A cause de sa longueur et de son inertie, ce dispositif augmente le porte-à-faux de l'inducteur, ce qui nécessite des roulements complémentaires. Sur les pompes industrielles, ces dispositifs sont coûteux sans qu'ils soient toutefois fiables. Des angles d'aubage de l'ordre de 13° et 15° sont alors plus adaptés.

Les inducteurs étudiés dans cette section sont tous de type *C* et se caractérisent par des performances sensiblement proches, par un même diamètre extérieur ainsi que par une coupe et un affûtage identiques du bord d'attaque. Ils s'enroulent sur la même distance axiale, et ont le même diamètre extérieur et des diamètres intérieurs très proches. Leurs principaux paramètres géométriques sont présentés au tableau ci-dessous.

Vitesse de rotation	1450 rpm		
Nombre de pales	3		
Epaisseur des pales	5 mm		
Diamètre extérieur	234 mm		
Jeu de fonctionnement	0.4 mm		
	Inducteur 8°	***Inducteur 10°***	***Inducer 13°***
Rapport de moyeu à l'entrée	0.2	0.2	0.2
Rapport de moyeu à la sortie	0.29	0.24	0.2
Coefficient de débit	0.057	0.087	0.107
Angle d'aubage au moyeu (défini radialement, cet angle est constant de l'entrée à la sortie)	54°	42.8°	50.2°
Angle d'aubage à la périphérie (défini radialement, cet angle est constant de l'entrée à la sortie)	8°	10°	13°
Serrage intérieur	3.63	3.98	3.21
Serrage extérieur	2.45	1.93	1.38
Longueur des pales à la périphérie (mm)	600.3	492	340
$NPSH_{C,5\%}$ (m)	0.45	1.19	1.18
Q_N (m^3/hr)	150	220	280
H_N (m)	3.6	4.3	4

Tableau 3-10 : Principales données constructives des inducteurs 8°, 10° et 13°.

Tel qu'on peut le constater sur la figure ci-dessous, le diamètre du moyeu à la sortie de l'inducteur peut être légèrement élargi. Pour les calculs, nous avons tenu compte de cette augmentation du diamètre.



Inducteur 8° *Inducteur 10°* *Inducteur 13°*

***a –** Inducteurs 8°, 10° et 13°.*

***b –** Inducteur 8° sous différents angles de vue.*

Figure 3-45 : Images des inducteurs étudiés.

7-2-Comparaison des performances

7-2-1- Résultats expérimentaux

Performances globales

Sur la figure ci-dessous nous représentons l'évolution du coefficient de pression ainsi que le rendement en fonction du coefficient de débit dans les trois inducteurs. On remarque que les courbes ψ-ϕ gardent des pentes stables et négatives. On constate également qu'en régime non cavitant, l'inducteur 13° réalise les meilleures performances. En effet, la qualité des performances s'améliore avec l'augmentation de β_{IT}, notamment aux sur-débits : le rendement passe de 56% à 70%. L'inducteur 8° reste donc le moins performant avec un rendement qui ne dépasse pas les 56% et une hauteur maximale de 3.6 m.

Les performances de l'inducteur 10° sont intermédiaires entre les deux précédents. Les coefficients de débit et les angles d'incidence correspondant au rendement maximal η_{MAX}, sont fournis par le tableau ci-dessous.

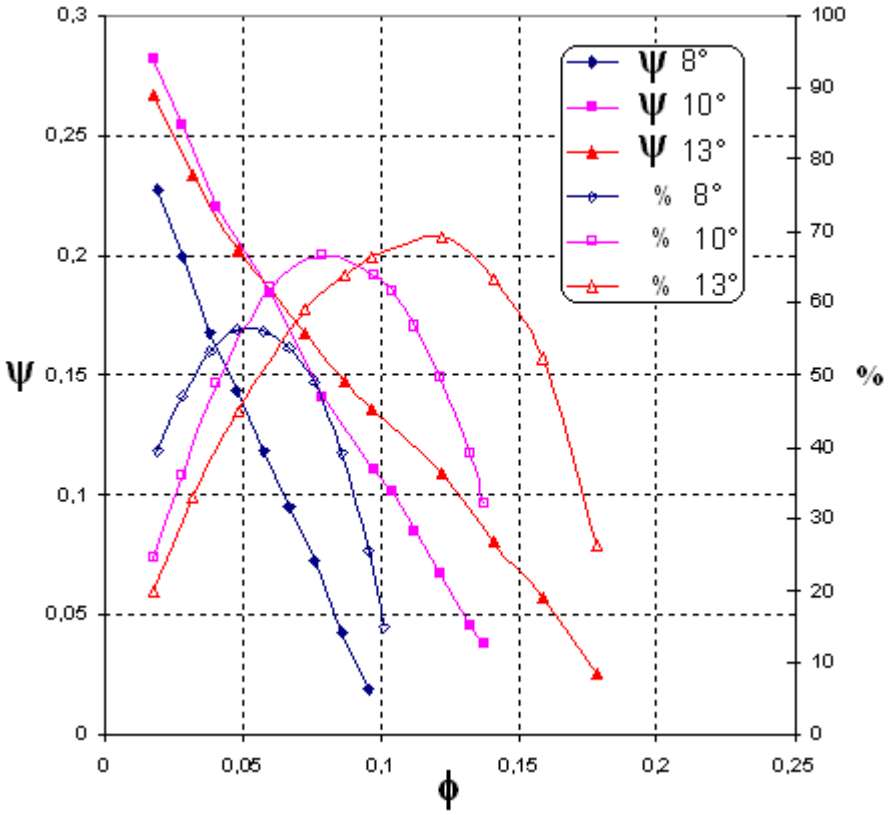


Figure 3-46 : Performances globales en régimes non cavitant pour les inducteurs 8°, 10° et 13°.

β_{IT}	η_{MAX}	ϕ_N	i/β_{IT}
Inducteur 8°	0.56	0.057	0.057
Inducteur 10°	0.60	0.087	0.064
Inducteur 13°	0.68	0.107	0.09

Tableau 3-11 : Coefficients de débit et angles d'incidence correspondant au rendement maximal.

Comportement en régime cavitant

Les courbes expérimentales de chute du coefficient de pression sont représentées ci-dessous pour divers coefficients de débits dans les trois inducteurs. Tel que nous l'avons expliqué pour l'inducteur B1 dans la section 4 de ce chapitre, ces courbes montrent que la forme de chute dépend du coefficient de débit : autour du débit nominal et pour les hauts débits, le coefficient de pression chute brusquement alors qu'en sous-débit, cette chute est progressive avec une augmentation locale de ce coefficient juste avant la chute pour les mêmes raisons expliquées plus haut à la section 4-3-2.

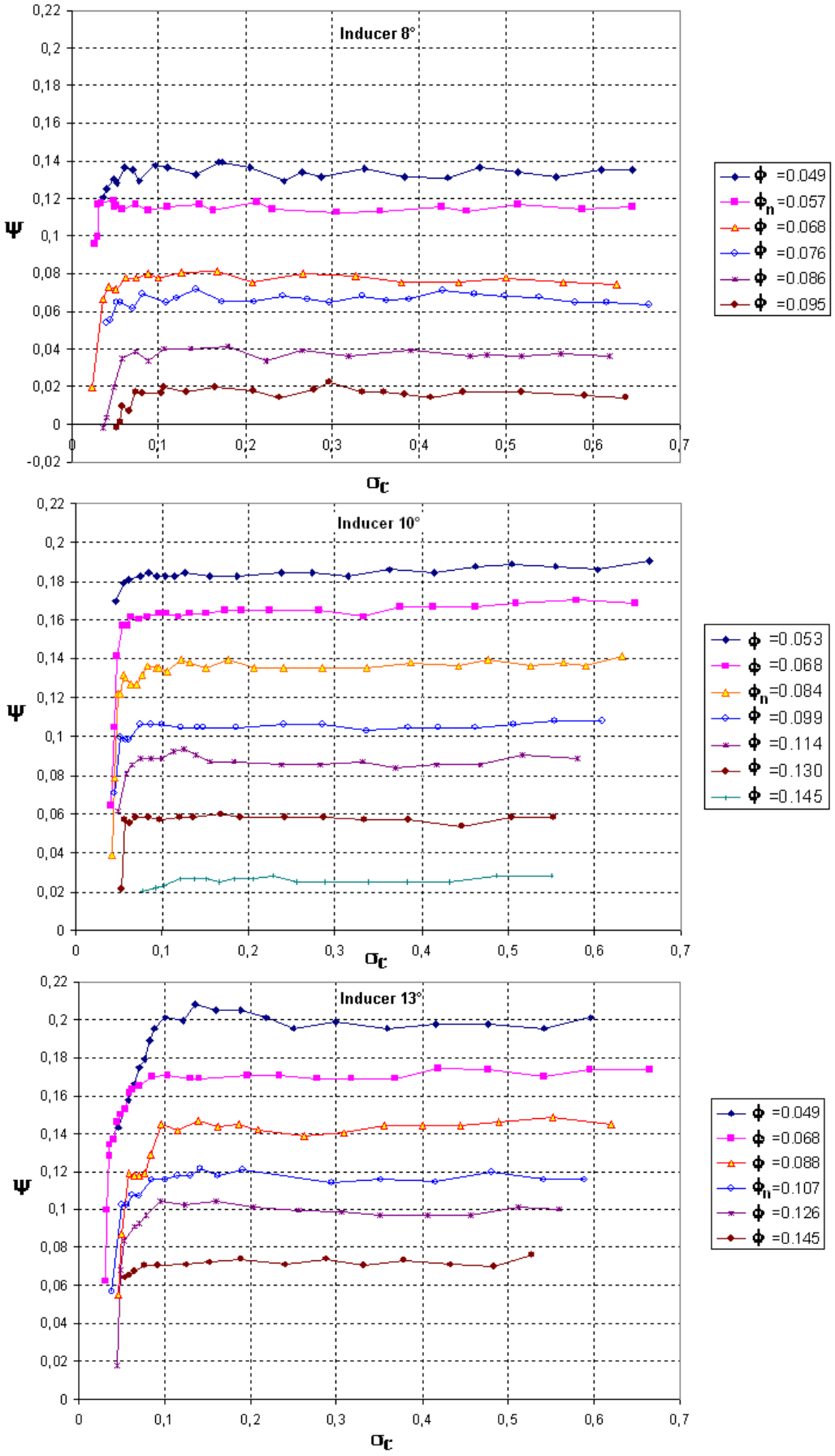


Figure 3-47 : Courbes de chute de hauteur dans les inducteurs 8°, 10° et 13°– Résultats expérimentaux.

L'observation de ces résultats ainsi que ceux que nous présenterons par la suite montre la supériorité de l'inducteur 8° en écoulement cavitant malgré ses modestes performances en terme de hauteur et de rendement réalisés. Pour mettre plus en évidence ce constat, nous présentons l'évolution de deux paramètres qui caractérisent le comportement de chaque inducteur en écoulement cavitant. Ces paramètres sont $\sigma_{C,5\%}$ et $\sigma_{C,15\%}$, déterminés par la forme des courbes précédentes dans la zone de chute et présentés ci-dessous.

Pour l'inducteur 8°, nous notons une importante remontée des valeurs de $\sigma_{C,5\%}$ et $\sigma_{C,15\%}$, pour les hauts débits ainsi qu'une autre augmentation de $\sigma_{C,5\%}$ au sur-débit ϕ=0.07. Au vu de ces résultats et en faisant abstraction de toute analyse vibratoire de l'écoulement, cet inducteur serait donc plus dédié aux débits voisins de son débit nominal s'il est amené à fonctionner en régime cavitant.

Dans l'inducteur 13°, nous constatons qu'à la fois $\sigma_{C,5\%}$ et $\sigma_{C,15\%}$ atteignent des valeurs maximales à ϕ=*0.09* à cause du développement de structure de vapeur dans le passage inter-pale. A l'opposé de l'inducteur 8°, cet inducteur est plus adapté aux hauts débits pour lesquels $\sigma_{C,5\%}$ et $\sigma_{C,15\%}$ restent faible.

Quant au comportement de l'inducteur 10°, il confirme ce que nous en avons dit plus haut : il est intermédiaire entre les deux précédents avec des valeurs de $\sigma_{C,5\%}$ et $\sigma_{C,15\%}$ qui restent globalement inférieures à celles de l'inducteur 13°, mais qui comme dans l'inducteur 8° augmentent pour les débits élevés.

Ainsi, nous pouvons conclure que σ_C augmente à débit partiel et que ce phénomène devient de plus en plus significatif avec l'augmentation de l'angle β_{1T}. Par ailleurs et pour une chute de 15% de la hauteur, la résistance à la cavitation varie différemment d'un inducteur à l'autre : légèrement dans l'inducteur 10° et intensément dans l'inducteur 13°.

De manière générale, les meilleures valeurs de la vitesse spécifique d'aspiration, sont observées pour des débits supérieurs à ceux correspondant aux rendements nominaux. Le tableau 3-12 récapitule ces valeurs pour les trois inducteurs.

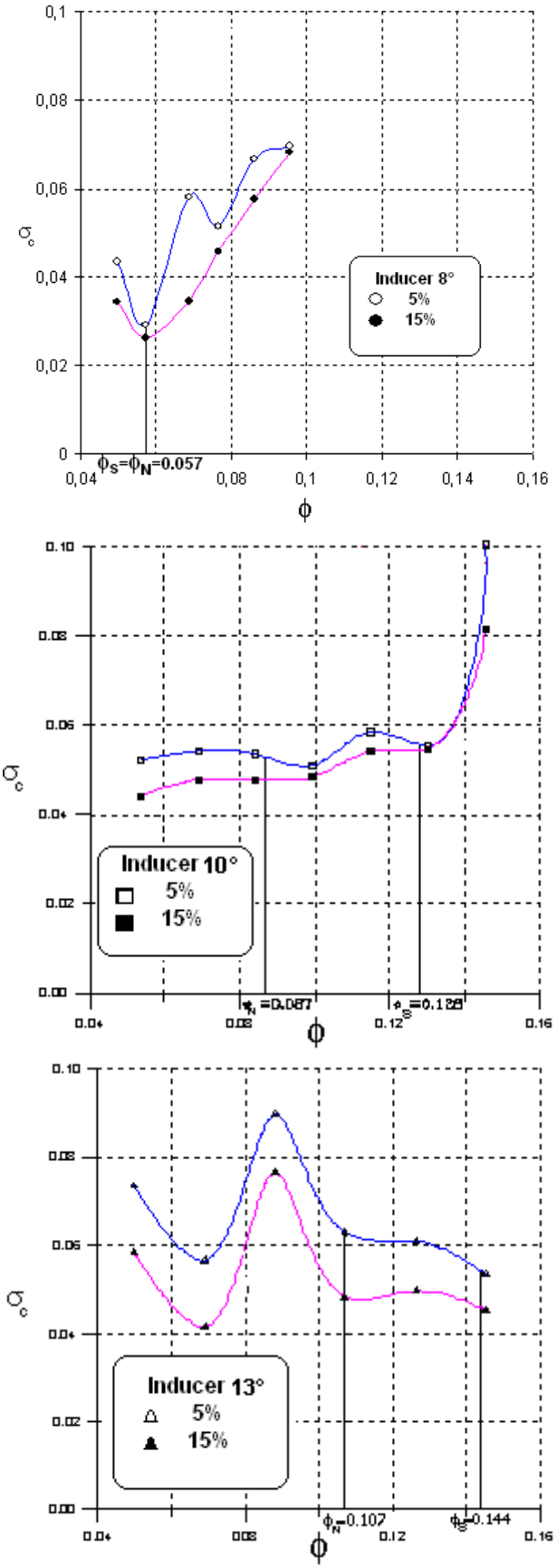


Figure 3-48 : Influence de l'angle d'aubage en périphérie sur les performances en régime cavitant.

β_{1T}	ϕ_N	$\sigma_{C,5\%}$	ϕ_S	$S_{max,5\%}$
Inducteur 8°	0.057	0.030	0.057	534
Inducteur 10°	0.087	0.0520	0.128	482
Inducteur 13°	0.107	0.0608	0.144	509

Tableau 3-12 : Performances maximales des inducteurs 8°, 10° et 13°.

7-2-2- Résultats des simulations numériques

Performances globales

On présente sur les graphiques ci-dessous la valeur de ce coefficient en conditions non cavitantes dans les trois inducteurs ainsi que les valeurs expérimentales présentées au paragraphe précédent. Tel qu'on peut le constater sur ces graphiques, il existe certains écarts entre le calcul numérique et les mesures expérimentales sur les valeurs et les allures des courbes de performances. En effet, les courbes de performances expérimentales ψ-ϕ gardent des pentes stables et négatives contrairement aux courbes numériques qui affichent localement des pentes positives, notamment pour les simulations réalisées pour l'inducteur 10°. Cette tendance à l'inversion des pentes a lieu essentiellement à faible débit.

Ces figures montrent également que dans le cas de l'inducteur 8° et pour la plupart des débits simulés pour l'inducteur 13°, les coefficients simulés excèdent légèrement les valeurs mesurées expérimentalement ce qui représente un résultat inhabituel, car la tendance est plutôt de sous estimer ce paramètre, comme c'était d'ailleurs le cas dans l'inducteur B1.

Ceci est en partie dû, probablement, à géométrie de ces inducteurs notamment au niveau de leurs bords d'attaque, des valeurs élevées des angles azimutaux θ en sortie de pale et du rapport de moyeu relativement faible par rapport à celui de l'inducteur B1. A ces facteurs, il faut rajouter le fait que :

- les faibles valeurs de débits rendent la structure de l'écoulement plus difficile à modéliser au niveau de l'entrée des machines à cause des recirculations et des tourbillons ;
- le modèle de turbulence nécessite des améliorations pour la simulation des écoulements dans ces machines notamment en régime cavitant ;
- et le jeu de fonctionnement non pris en considération dans les simulations numériques.

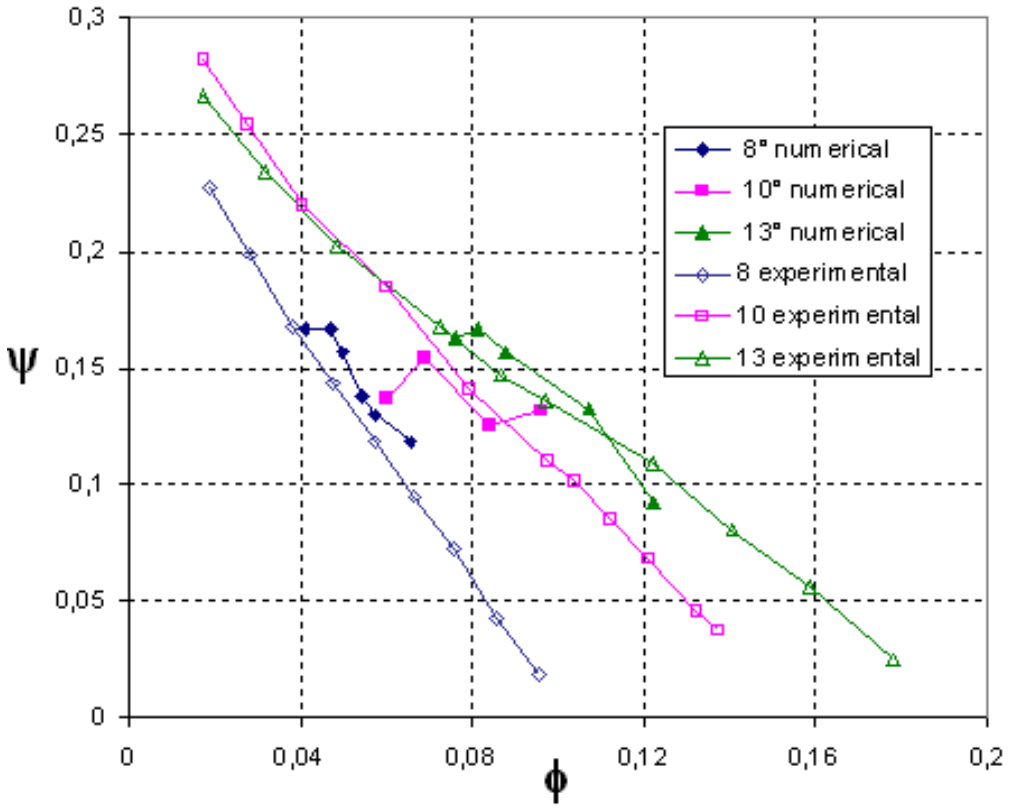


Figure 3-49 : Coefficients de pression numériques et expérimentaux en régime non cavitant dans les inducteur 8°, 10° et 13°.

Comportement en régime cavitant

Les courbes de chute des caractéristiques ont été simulées à plusieurs débits. A titre d'exemple, nous présenterons trois valeurs correspondant, pour chaque inducteur :

- au débit nominal : Q_N

- au débit partiel : $Q=0.71\times Q_N$

- au sur-débit : $Q=1.14\times Q_N$

Les débits nominaux et les caractéristiques de ces machines étant différents, nous présentons dans le tableau suivant les valeurs du coefficient de débit correspondants :

	ϕ de l'inducteur 8°	**ϕ de l'inducteur 10°**	**ϕ de l'inducteur 13°**
Q/Q_N =0.71	0.041	0.060	0.076
Q/Q_N =1	0.057	0.0870	0.107
Q/Q_N =1.14	0.065	0.096	0.122

Tableau 3-13 : Q/Q_N et les coefficients de débit correspondants.

Sur les graphiques 3-50-a sont seuls présentés les résultats numériques correspondant aux courbes de chute de hauteur. Sur les graphiques 3-50-b de la même figure, nous reportons ces mêmes valeurs avec les données expérimentales. Comme le montre le tableau ci-dessous, pour les conditions nominales, les trois coefficients de débits numériques ϕ_{num} sont exactement égaux aux expérimentaux ϕ_{exp}. Pour les autres débits, il existe certains écarts entre ϕ_{num} et ϕ_{exp} dues au fait que les calculs et les mesures expérimentales ont été quelquefois menés séparément.

	Faibles débits		Conditions nominales		Hauts débits	
	ϕ_{num}	ϕ_{exp}	ϕ_{num}	ϕ_{exp}	ϕ_{num}	ϕ_{exp}
Inducteur 8°	0.041	0.049	**0.057**	**0.057**	0.065	0.068
Inducteur 10°	0.060	0.068	**0.084**	**0.084**	0.096	0.099
Inducteur 13°	0.076	0.068	**0.107**	**0.107**	0.122	0.126

Tableau 3-14 : Coefficients de débits expérimentaux et numériques dans les inducteurs 8°, 10° et 13°.

Les courbes de chute numériques reproduisent qualitativement les allures des courbes expérimentales : au débit nominal et aux débits relativement élevés, elles chutent aussi brutalement que les courbes expérimentales. De même, en sous-débit, elles reproduisent la forme courbe et arrondie des chutes de hauteurs. La différence entre les approches numérique et expérimentale est traduite par la valeur du coefficient de cavitation critique comme nous l'avons montré dans le cas de l'inducteur B1 (section 4-3-2 de ce chapitre), qui fait que le phénomène de blocage est simulé en retard par rapport au blocage expérimental ou réciproquement. Ce décalage est essentiellement dû aux valeurs considérées pour les paramètres *F* de vitesse de destruction et de formation de la vapeur. Par ailleurs, il est également envisageable que les maillages utilisés nécessitent d'une part plus de raffinement dans certains endroits du canal inter-aube et des études de stabilité plus élaborées d'autre part.

Pour le cas particulier de l'inducteur 10°, comme nous l'avons déjà mentionné au début de ce chapitre, il n'existe que très peu de différence entre les simulations menées à Q/Q_N=1, Q/Q_N=0.71 et Q/Q_N=1.14. Ceci montre une plus grande sensibilité de la qualité des résultats vis-à-vis de la position des limites entrée/sortie du domaine étudié ainsi que du maillage de ce dernier.

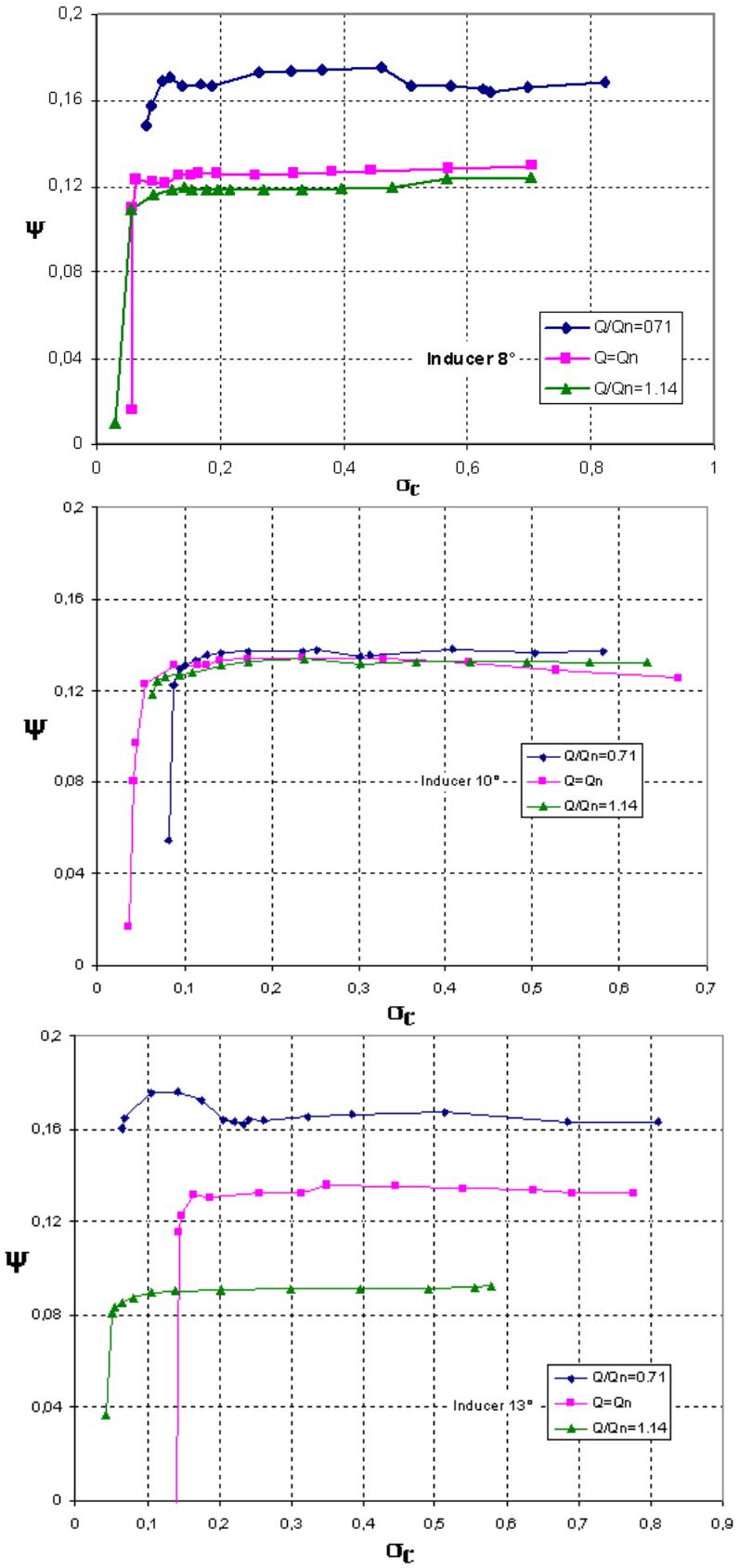


Figure 3-50-a : Courbes numériques de chutes du coefficient de pression dans les inducteurs 8°, 10° et 13°.

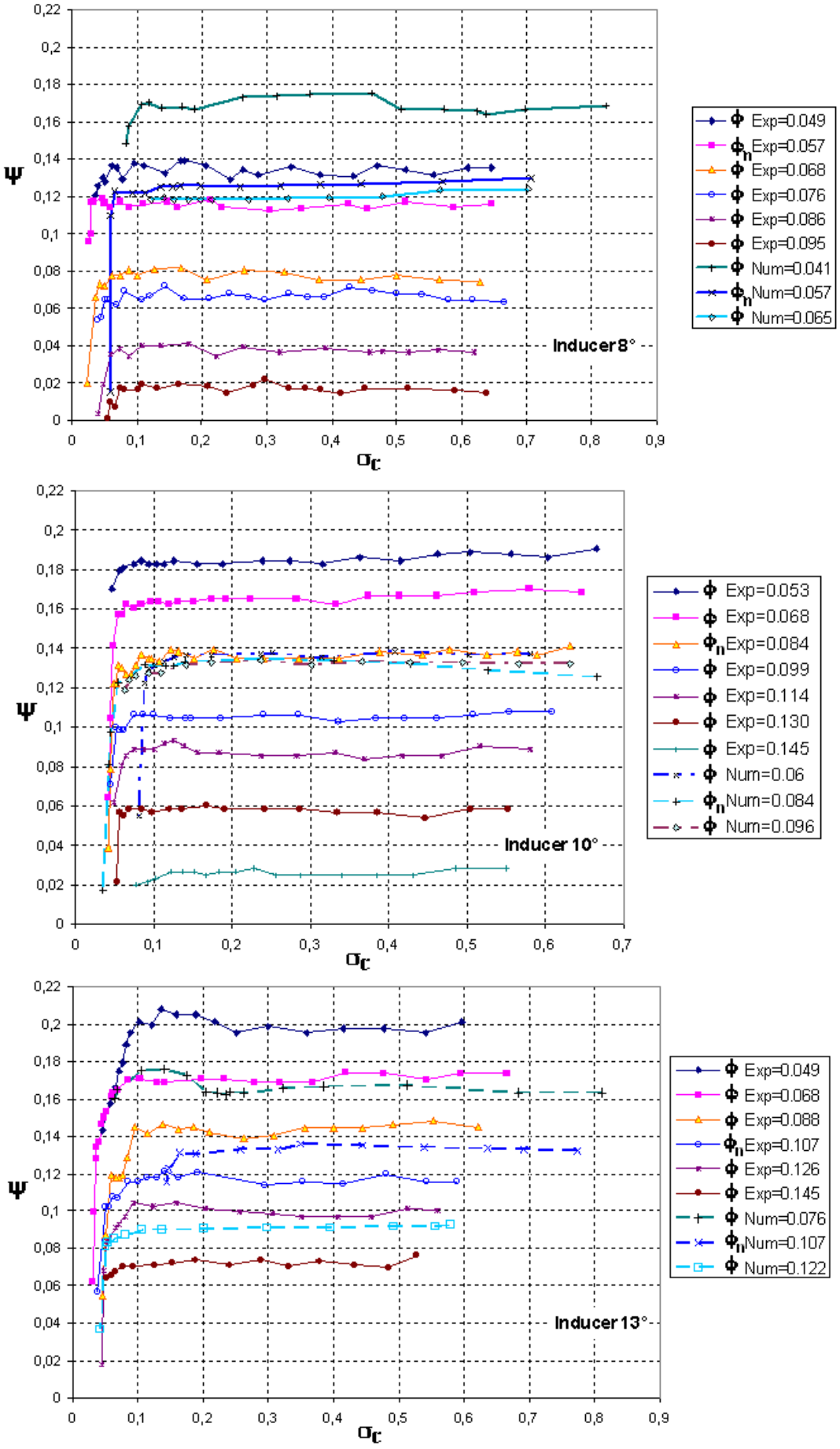


Figure 3-50-b : Courbes expérimentales et numériques de chutes du coefficient de pression.

7-3- Visualisation des images de cavitation

Les figures de cavitation prédites numériquement sont comparées à celle obtenues expérimentalement, aux trois rapports de débits spécifiés plus haut (Q/Q_N=0.71, Q/Q_N=1 et Q/Q_N=1.14). Etant en conformité avec les descriptions de celles fournies pour l'inducteur B1 dans la section 4 de ce chapitre, nous ne les présenterons donc que très brièvement dans ce qui suit et nous nous limiterons à titre d'exemple au cas de l'inducteur 8° au débit nominal, et ce pour 7 valeurs décroissantes du coefficient de cavitation. Le graphique montre la courbe de chute de hauteur sur laquelle on peut remarquer la corrélation entre la longueur de la structure de vapeur et la chute des performances.

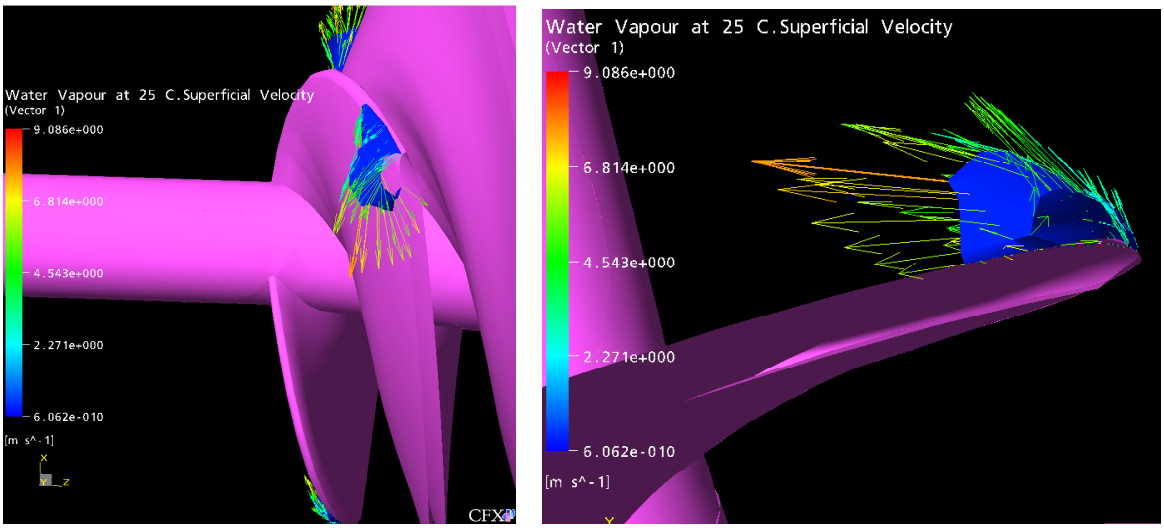
Pour les écoulements cavitants dans les inducteurs et notamment en sous-débits, la prédiction exacte de l'étendue du tourbillon dans le *backflow* ainsi que de la dépression en son centre est critique, vue qu'elle conduit à la formation de la vapeur [Hosangadi et al. 2005]. C'est pour cette raison que nous avons commencé par la simulation tridimensionnelle des champs de pression et de vitesse à l'entrée de la pale. Ceci a permis par la suite d'aboutir aux figures présentées au point 1 qui traduisent ce phénomène à caractère tridimensionnel et très instable (Fig. 3-51-a) même si l'extension de ces zones est amplifiée dans le cas expérimental par le jeu de fonctionnement.

Pour les points 1 à 3, on constate que les zones à fractions de vapeurs élevées sont plus proches de la périphérie que du moyeu malgré quelques différences entre l'expérimental et le numérique sur l'extension notamment sur l'épaisseur de ces zones.

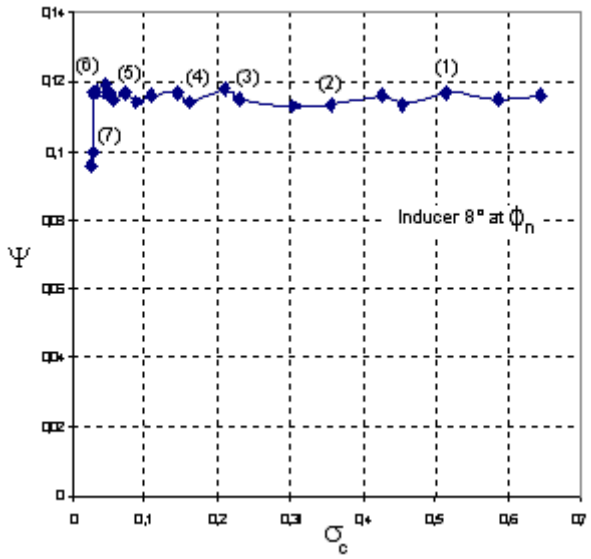
Au fur et à mesure que la pression d'entrée diminue, la structure de vapeur est aspirée dans l'espace inter-aubes, elle s'allonge alors et son épaisseur diminue sauf à son extrémité du côté de son point de fermeture (points 4-6).

Dans le cas particulier de cet inducteur et contrairement à ce qui a été observé dans l'inducteur B1, les simulations numériques révèlent qu'avec la baisse du coefficient de cavitation, la progression de la poche ne se fait au début que vers la sortie sans évolution vers le moyeu et ce n'est qu'à partir de valeurs très faibles de ce coefficient (σ=0.08) qu'elle descendent vers le moyeu (point 5). A partir de ce point, la tendance à l'épaississement de la poche change : elle n'est plus tout aussi fine à sa naissance au bord d'attaque, bien au contraire, elle y est devenue épaisse et elle prend naissance carrément à l'aval du plan d'entrée des pales.

Par conséquent et à partir du point 5, les dimensions des structures de vapeur atteignent des proportions qui leur permettent d'atteindre la face en pression de la pale suivante. Ainsi, les poches cernent les aubages à la fois sur leurs faces en dépression et sur celles en pression.

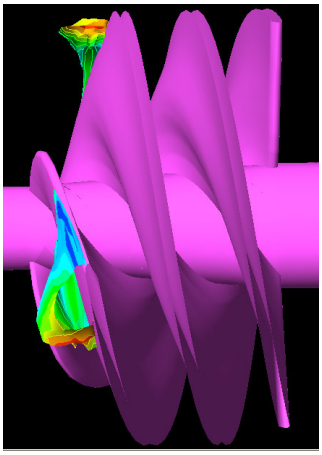


a- *Vecteur vitesse de la vapeur d'eau au bord d'attaque, σ_C=0.051 correspondant au point (1) de la courbe de chute de la hauteur de la figure b: la première structure de vapeur tend à remonter l'écoulement vers l'amont.*



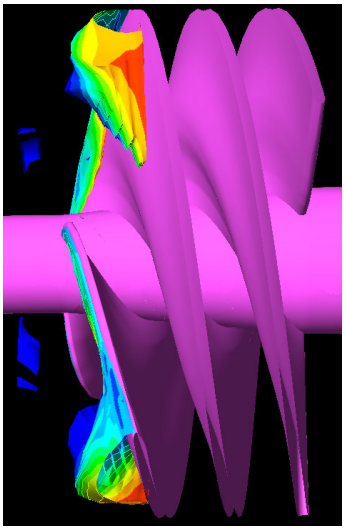
Point (1)

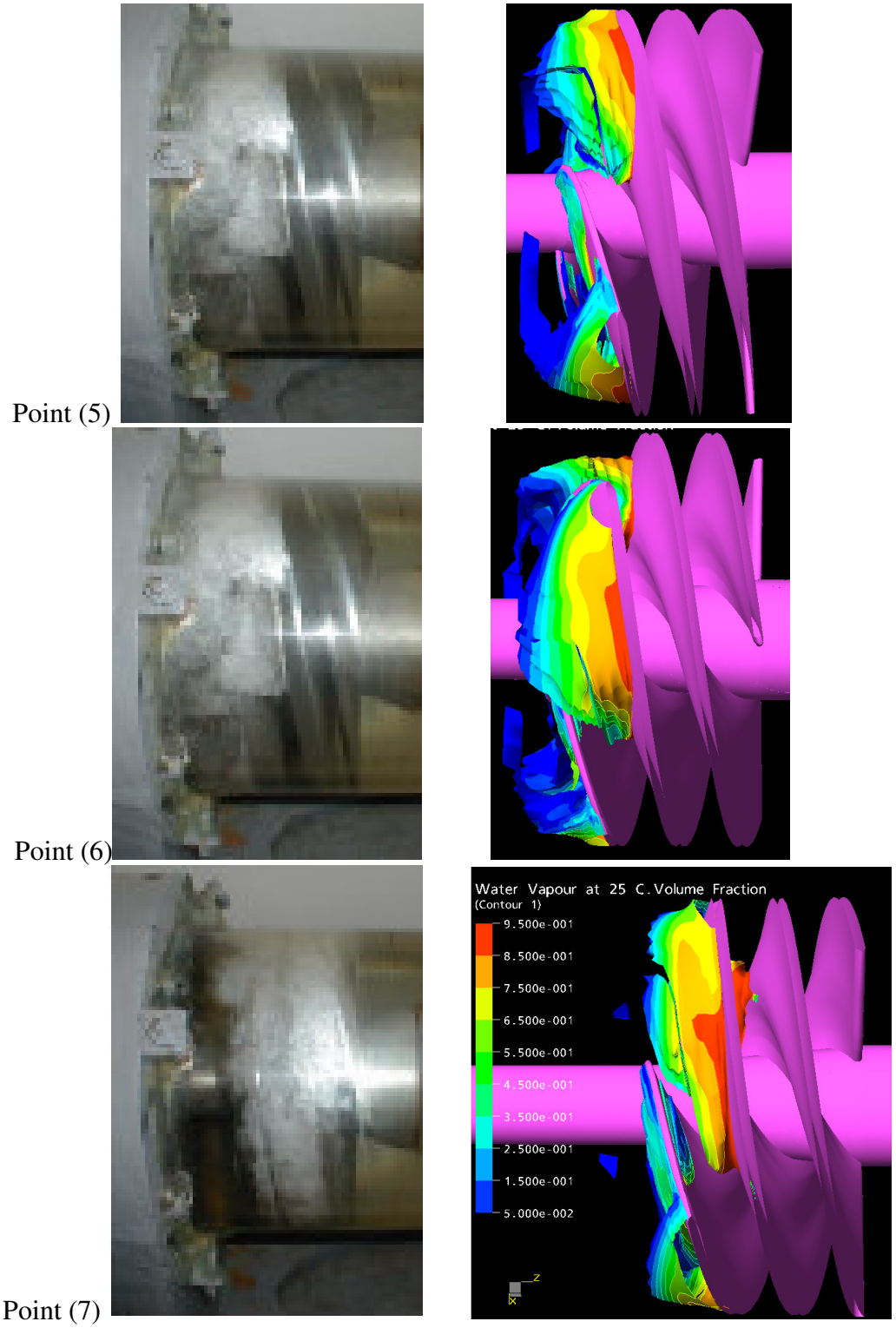
Point (2)



Point (3)

Point (4)





b- *Résultats expérimentaux de la chute de la hauteur au débit nominal et visualisation numérique et expérimentale des structures de vapeur associées.*

Figure 3-51 : Figures de cavitation expérimentales et numériques dans l'inducteur 8°.

7-4-Analyse de l'écoulement interne et des écoulements secondaires

L'exploration du champ de vitesse de l'écoulement dans le canal en rotation a été réalisée pour ces inducteurs aux trois rapports de débit précédents (Q/Q_N=0.71, Q/Q_N=1 et Q/Q_N=1.14). Il s'agit du champ de vitesse de l'eau liquide $\vec{C}_l$ sous la forme de normes sur les lignes de courant associées, en vue de face du canal. La figure ci-dessous montre ces résultats pour un même coefficient de cavitation σ=0.28, dans les trois machines et en adoptant graphiquement la même échelle. Le vecteur $\vec{C}_l$ est calculé à la surface des pales ainsi qu'à la surface de l'isobare $P=P_V$. Analysés verticalement, ces graphiques permettent d'explorer le champ de vitesse d'une même machine aux trois conditions de débit. Horizontalement, elles permettent une analyse de l'impact de l'angle β_{1T} sur le champ de vitesse à un même débit.

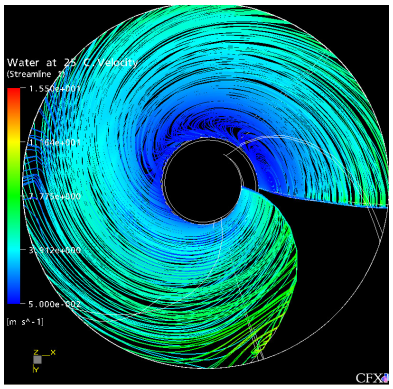
Pour les trois machines, les poches simulées se situent toutes sur les faces en dépression des pales. De plus, nous constatons qu'avec l'augmentation du débit dans chaque machine, les zones de recirculation en régimes cavitants s'intensifient et s'étendent de plus en plus à l'entrée d'aubage. Ainsi, au fur et à mesure que le rapport de débit Q/Q_N passe de 0.71 à 1 pour atteindre 1.14, les inducteurs deviennent instables à cause d'un écoulement méridien qui est de moins en moins uniforme. La poche en backflow qui se forme au bord d'attaque sur la face en dépression, est la première structure de vapeur à se former. Elle correspond expérimentalement à la naissance des vibrations et des fluctuations de pression tel que nous le verrons au Chapitre IV. Selon nos observations expérimentales, cette zone de cavitation est instationnaire et l'écoulement peut être perturbé par le lâcher de bulles en fonction du temps. D'où l'intérêt de simuler ce phénomène particulier en écoulement instationnaire. A Q/Q_N =1, ce vortex est amplifié et on observe expérimentalement un couplage entre le vortex et le phénomène de cavitation, ce qui produit de fortes vibrations lors des essais expérimentaux.

Tel que le montrent ces figures, l'inducteur 8° présente le meilleur comportement vis-à-vis de la cavitation. Ce constat est traduit par le degré de perturbation des lignes de courant en bord d'attaque et à tous les débits. En effet, l'écoulement y est plus homogène que pour les deux autres inducteurs et les zones de vortex et de recirculation en bord d'attaque (correspondant à l'iso-surface définie par l'isobare) sont d'une part de moindre extension et d'autre part les vitesses y sont moins élevées. Néanmoins, et malgré ceci, le gradient de vitesse par rapport à R (à Z constant) ne semble pas beaucoup varier d'une machine à l'autre à un débit donné.

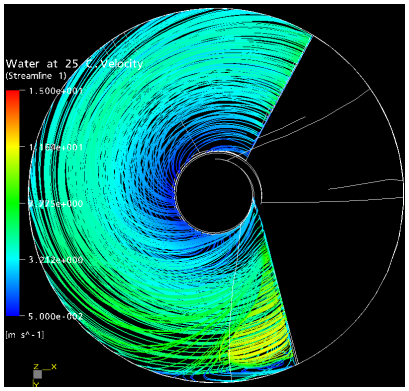
La comparaison du champ de l'écoulement entre les inducteurs 10° et 13° reste assez délicate en sous-débit où les lignes de courant et leur intensité restent semblables dans ces deux machines. Par contre en sur-débits, l'écoulement est mieux organisé dans l'inducteur 13°.

On constate par ailleurs dans l'inducteur 13°, qu'en passant d'un débit à l'autre, la réponse de l'inducteur à la cavitation est considérablement affectée, contrairement au cas de l'inducteur 10° qui reste peu sensible aux variations de débit.

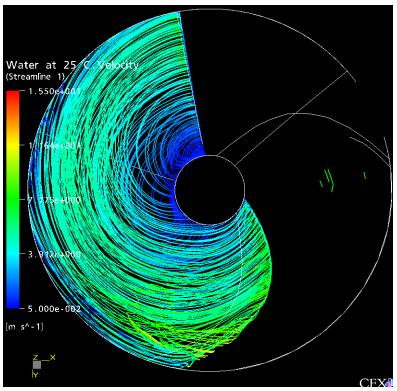
Les résultats numériques confirment donc les observations expérimentales selon lesquelles pour une machine donnée, la résistance vis-à-vis de la cavitation varie de manières différentes d'un débit à l'autre : de faible (pour l'inducteur 10°) à intense (dans l'inducteur 13°).



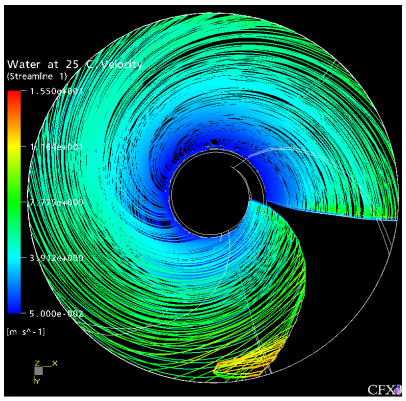
a- Inducteur 8° à Q/Q_N=0.71.



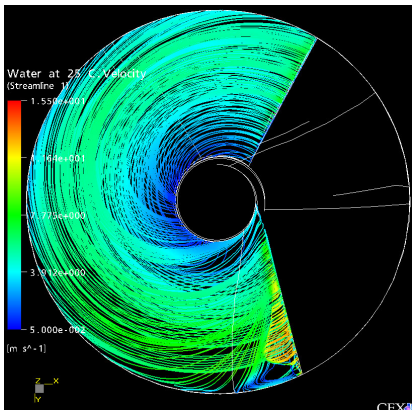
a- Inducteur 10° à Q/Q_N=0.71.



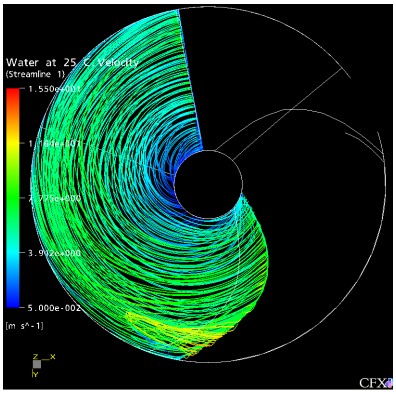
a- Inducteur 13° à Q/Q_N=0.71.



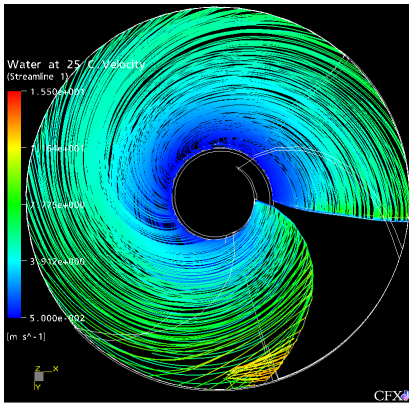
b- Inducteur 8°à Q/Q_N=1.



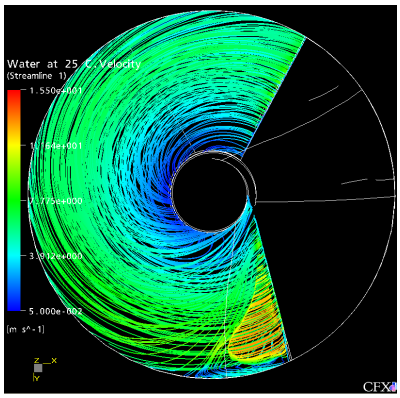
b- Inducteur 10° à Q/Q_N=1.



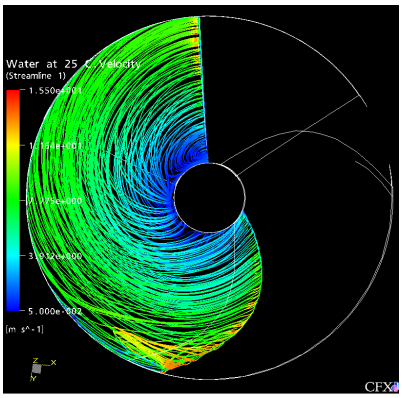
b- Inducteur 13° à Q/Q_N=1.



c- Inducteur 8° à Q/Q_N=1.14.



c- Inducteur 10° à Q/Q_N=1.14.



c- Inducteur 13° à Q/Q_N=1.14.

Figure 3-52 : Lignes de courant et norme du vecteur vitesse $\vec{C}_l$ pour les trois rapports de débit à σ_C=0.28.

8- SYNTHÈSE

♦ Dans ce chapitre, ainsi que dans les annexes 1 et 2, nous avons présenté une large étude sur une gamme d'inducteurs axiaux. Ceci nous a permis de réaliser une analyse exhaustive de l'impact de plusieurs paramètres du design sur leurs performances ainsi que sur la dynamique de l'écoulement associé aux structures cavitantes que ces configurations entraînent. Les études sont faites pour différentes conditions de fonctionnement, que ce soit en régime non cavitant ou cavitant. Nous avons entre autres agi sur la valeur du coefficient de cavitation pour modéliser les différentes étapes de l'apparition de la poche de cavitation partielle et son développement.

♦ La description de l'écoulement dans les deux régimes non cavitant et cavitant et des processus liés au développement des poches de cavitation, s'articule selon trois volets principaux et qui sont la modélisation géométrique de la situation du problème, les simulations numériques hors cavitation, et enfin, les calculs en régime cavitant en utilisant le modèle de cavitation décrit au Chapitre II de ce rapport. Les résultats des simulations numériques sont présentées et analysées avec une validation expérimentale.

Ce travail a également permis de mettre au point une procédure de maillage propre à ces machines spéciales dont les pales possèdent des angles de recouvrement avoisinant les 360° et qui s'enroulent sur de courtes longueurs axiales.

Les résultats du champ de pression, de vitesse absolue, de vitesse méridienne, de la répartition et taille de la fraction de vapeur autour des aubages et de la taille et de l'emplacement des poches pour différentes valeurs du coefficient de cavitation sont globalement satisfaisants. De manière générale les courbes de chutes de hauteurs obtenues numériquement, sont comparables aux courbes expérimentales. Cependant, des difficultés ont été rencontrées au niveau des sur-débits pour lesquels les performances prédites par le calcul sont différentes des valeurs mesurées.

En effet, en sur-débit, quand le phénomène de blocage a lieu, le modèle sous-estime la valeur du coefficient de cavitation correspondant à la chute. Ceci pourrait être attribué au modèle et à ses paramètres mais également à l'influence du jeu, à la taille et surtout à la qualité du maillage utilisé. En sous débit, le modèle surestime cette valeur.

♦ Une étude complète a été effectuée principalement en régime cavitant afin de comparer plusieurs géométries d'inducteurs obtenues suite à des découpages et des affûtages successifs du bord d'attaque. Ces essais ont mis en évidence l'influence dominante de ces paramètres constructifs. L'augmentation de la pente du bord d'attaque suite aux différentes coupes permet d'améliorer très sensiblement les performances cavitantes en sur-débit. L'affûtage améliore ces mêmes performances aux alentours du débit nominal. Ces remarquables améliorations constatées sur ces inducteurs avec de grands moyeux, nous ont conduits à nous demander si l'influence de ces mêmes paramètres serait la même sur des inducteurs avec des moyeux réduits.

♦ Nous avons consacré une partie de ce chapitre à l'étude de l'influence de la forme du moyeu sur les performances ainsi que sur le comportement de trois inducteurs noté B1, 15° et CH. Nous avons alors abouti au fait que la configuration du moyeu affecte fortement les écoulements internes dans ces machines qui sont caractérisées par des phénomènes de recirculation et de vortex en backflow. Pour un coefficient de cavitation critique $\sigma_{C,5\%}$, l'inducteur à moyeu conique (CH) possède les meilleures performances.

♦ Nous avons également étudié une gamme de trois inducteurs se différentiant par la valeur de leurs angles d'aubage β_{1T} en périphérie, au niveau du bord d'attaque : β_{1T} = 8°, 10° et 13°. L'examen des résultats numériques et expérimentaux montre une amélioration des performances globales avec l'augmentation de β_{1T} en régime non cavitant. Cependant, nous avons pu établir la supériorité générale de l'inducteur 8° concernant la tenue à la cavitation.

Pour une chute de hauteur de 15%, la tenue à la cavitation évolue de façon variable : de très peu pour l'inducteur 10° jusqu'à très fortement pour l'inducteur 13°. Les performances des trois inducteurs deviennent alors de niveau comparable au voisinage de leurs débits nominaux respectifs.

D'une manière générale, les valeurs les plus favorables de la vitesse spécifique d'aspiration sont observées pour des débits supérieurs au débit de rendement maximal. On observe également une remontée du *NPSH* en débit partiel, ce phénomène est plus important quand β_{1T} augmente.

L'analyse des écoulements internes montre que ces aspects sont reliés à la présence de zones de recirculation et de vortex en *backflow* localisés en bord d'attaque des pales. Ces phénomènes seront associés au prochain chapitre au haut niveau de vibration enregistré à débit partiel.

♦ En plus des paramètres géométriques précédents, et qui sont la forme et l'affûtage du bord d'attaque, la forme du moyeu et l'angle d'aubage en périphérie au niveau du bord d'attaque, nous avons également présenté en annexes l'impact de deux autres paramètres : l'ajout d'inter-pales et la longueurs des pales.

Les règles de conception de turbomachines avec inter-pales étant presque inexistantes, nous avons procédé à l'étude de ce paramètre sur l'inducteur 13° (voir annexe 1). Nous avons alors abouti au fait que l'ajout d'inter-pales, tel qu'il a été réalisé sur cette machine, en dégrade les performances à la fois en régime cavitant et non cavitant, mais qu'en contre partie, il améliore le comportement vibratoire.

Pour étudier l'impact de la longueur des pales (voir annexe 2), nous nous sommes intéressés à l'inducteur 10° ainsi qu'à une version du même inducteur avec des pales courtes. Nous avons alors montré que les pales courtes réalisent moins de rendement et en moyenne 1m de moins en hauteur que les pales longues. Nous avons également abouti au fait que la coupure des pales s'accompagne en régime cavitant par une dégradation des performances à travers le coefficient de cavitation critique, le coefficient de Thomas et la vitesse spécifique.

♦ En conclusion, il nous semble que malgré les écarts observées dans certaines machines et pour quelques débits, suffisamment d'éléments numériques viennent conforter les essais expérimentaux.

Telle que nous l'avons menée, l'optimisation du design d'un inducteur nécessite plusieurs semaines avant d'être réalisée pour un seul coefficient de débit, vus les limites des calculateurs et le degré de complexité de l'écoulement cavitant. De nos jours, nous ne disposons toujours pas de méthode d'optimisation directe qui permettrait de tester tous les facteurs géométriques impliqués dans ce processus.

Jusqu'à une certaine limite, les calculs rapides et simplifiés ne prenant pas en considération la cavitation, permettent d'appréhender les phénomènes tridimensionnels liés aux écoulements dans ces machines, et de prévoir les condition probables d'apparition des structures de vapeur. Ainsi nous pouvons comparer plusieurs gammes d'inducteurs et mettre en évidence l'impact du design choisi sur la répartition de vitesse et de pression et donc sur la résistance de ces machines à une éventuelle cavitation.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES DU CHAPITRE III

AEA Technology, 2000, "CFX-BladeGen BladeGen-Plus User Documentation Version 4.0" Primer Documentation, Waterloo, Canada.

AEA Technology, 2001, "CFX-TurboGrid User Documentation Version 1-6". Primer Documentation, Waterloo, Canada.

AEA Technology, 2004, "CFX5.7 User Documentation Version 2.11.1". Primer Documentation, Waterloo, Canada.

Acosta A. J. 1958, "An Experimental Study of Cavitating Inducers". 2nd Symposium on Naval Hydrodynamics, Hydrodynamic Noise, Cavity flow, 25 – 29 Août.Washington D.C. ACR-38, Office of Naval Research-Department of the Navy.

Acosta, A. J., 1993, "Flow in inducer pumps, an aperçu", Proceedings 4th International Symposium on Transport Phenomena and Dynamics of Rotating Machinery, Honolulu, Vol. A., pp. 1-13.

Arnone, A., Boncinelli, P., Capuani, A., Spano, E. et Rebattet, C., 2001, "Ariane 5 TPLOX inducer design strategies to enhance cavitating performance", Proceedings, Fourth International Symposium on Cavitation CAV2001 session B7.004, Pasadena, california, USA June 20-23 2001.

Arndt R. E. A. 1981, "Cavitation in fluid machinery and hydraulic structures", Ann. Rev. of Fluid Mech., 13 pp. 273 – 328.

Bakir, F., Kouidri, S., Noguera, R. et Rey, R., 1998, "Design and Analysis of Axial Inducers Performance". ASME Fluid machinery forum Washington D.C., USA, paper FEDSM98 - 5118.

Batchelor G.K. 1967, "An Introduction to Fluid Dynamics". Cambridge Univ. Press.

Delannoy Y. et Kueny J.L., 1990, "Cavity Flow Predictions Based on the Euler Equations", ASME Cavitation and Multiphase Flow Forum.

Friedrich J. et Kosyna G., 2002, "Rotating Cavitation in a Centrifugal Pump Impeller of Low Specific Speed", ASME Journal of Fluids Engineering, Vol. 124, n°2, pp 356-362.

Hashimoto, T., Yoshida, M., Watanabe, M., Kamijo, K., et Tsujimoto, Y., 1997, ″Experimental study on rotating cavitation of rocket propellant pump inducers, ″ AIAA Journal of Propulsion and Power, Vol. 13. No 4, pp. 488-494.

Hirschi R., Dupont P., Avellan F.,Favre J. N., Guelich J. F., Handsloser W. et Parkinson E. 1998. "Centrifugal pump performance drop due to leading edge cavitation : numerical predictions compared with model tests". Journal of fluid Engineerig, Vol 120, pp. 705 – 711.

Hosangadi A., Ahuja V. et Ungewitter R.J., 2005, "Simulations of Inducers at Low-Flow Off-Design Flow Conditions", ASME Fluids Engineering Conference - Fifth Pumping Machinery Symposium. June 19-23, Houston, Texas. USA.

Huang, J. D., Aoki, M., et Zhang, J. T., 1998, "Altenate blade cavitation on inducer". JSME Int J. Ser., B. 41 No 1, pp. 1-6.

Mejri I., Belamri T. et Bakir F., 2002, "CFX TascFlow^{TM}2.12 : Validation of the VOF Model on the LEMFI Inducer". CFX European Conference. 16-18 September. Strasbourg, France.

Mejri I., Bakir F., Kouidri S. et Rey R., 2003, "Hub Shape Effects under Cavitation on the Inducers Performance". Fifth International Symposium on Cavitation (CAV 2003). OS-6-001, Osaka, Japan, November 1-4, 2003**.**

Mejri I., Bakir F., Rey R. et Belamri T., 2005 (a), "Comparison of Computational Results Obtained from a VOF Cavitation Model with Experimental Investigations of three Inducers - Part I: Experimental Investigations", ASME Fluids Engineering Conference - Fifth Pumping Machinery Symposium. June 19-23, Houston, Texas. USA.

Mejri I., Bakir F., Rey R. et Belamri T., 2005 (b), "Comparison of Computational Results Obtained from a VOF Cavitation Model with Experimental Investigations of three Inducers - Part II: Numerical Approach", ASME Fluids Engineering Conference - Fifth Pumping Machinery Symposium. June 19-23, Houston, Texas. USA.

Mejri I., Bakir F., Kouidri S. et Rey R., 2005 (c), "Influence of peripheral blade angle on the performance and the stability of axial inducers", IMECH E Journal of Power and Energy, A04404, Vol. 219, pp. 289-301.

Mejri I., Bakir F., Kouidri S. et Rey R., 2006 (a), "Hub Shape Effects under Cavitation on the Inducers Performance". IMECH E Part A, Journal of Power and Energy. Vol. 220, JPE137.

Mejri I., Bakir F., Rey R. et Belamri T., 2006 (b), "Comparison of Computational Results Obtained from a Homogenious Cavitation Model with Experimental Investigations of three Inducers", Accepté à Journal of Fluids Engeneering**.**

Offtinger, C.,Henry, C. et Morel, R., 1996, ″ Instabilité de fonctionnement en débit partiel d'un inducteur fretté. Comparaison avec le cas non fretté, ″ 3ème journée cavitation, SHF Grenoble France, pp. 31 – 38

Tsujimoto, Y., Yoshida, Y., Maekawa, Y., Watanabe, S. et Hashimoto, T., 1997, ″Observations of Oscillating Cavitation of an Inducer″, Journal of Fluids Engineering, Vol. 119, pp. 775-781. ASME.

Tsujimoto Y. Horiguchi H. et Qiao X., 2005, "Backflow from Inducer and its Dynamics", ASME Fluids Engineering Conference - Fifth Pumping Machinery Symposium. June 19-23, Houston, Texas. USA.

CHAPITRE IV :

COMPORTEMENT INSTATIONNAIRE DES ECOULEMENTS CAVITANTS

CHAPITRE IV

COMPORTEMENT INSTATIONNAIRE

DES ECOULEMENTS CAVITANTS

1- INTRODUCTION

Dans ce chapitre, notre objectif est essentiellement la simulation en 3D des instabilités de cavitation au sein des inducteurs, ceci permettra également de valider les capacités instationnaires du modèle physique développé. Nous nous intéressons dans une première approche au niveau de bruit émis ainsi qu'au comportement vibratoire à travers une étude comparative les fluctuations de pressions dans la gamme d'inducteurs introduite au chapitre précédent. Les résultas ainsi obtenus, associés à ceux du chapitre III relatifs à l'écoulement moyenné sur le temps, permettraient de conclure quant à l'impact des paramètres de design sur les performances.

A la lumière de cette étude, et en établissant le lien avec les résultats antérieurs obtenus en écoulement stationnaire, nous essayons de donner des éléments de réponse aux questions que nous nous posons :

- d'abord quant à la stabilité des différentes variantes d'inducteurs,

- et ensuite quant à l'influence des paramètres de design sur le comportement vibratoire ainsi que sur la structure des écoulements instationnaires cavitants dans ces machines.

Dans une deuxième approche, nous menons une analyse particulière de l'écoulement dans l'inducteur B1. Nous évoquons dans un premier temps les recherches que nous avons réalisées dans le but de pouvoir simuler des comportements instationnaires tridimensionnels et cavitants. Ces recherches concernent notamment l'influence du pas de temps, l'étude de la convergence et la modélisation de la turbulence. Par la suite, nous détaillons les résultats obtenus sur cet inducteur. Pour cela, nous expliquons la méthodologie de calcul suivie et nous discutons de l'influence du pas de temps ainsi que du modèle de turbulence sur les calculs instationnaires. Nous présentons les écoulements internes à divers instants, les images de cavitation instationnaire à débit nominal et en sous-débit pour plusieurs valeurs du coefficient de cavitation.

Il faut noter que ce type de calculs des écoulements cavitants en régime instationnaire dans les inducteurs, n'est pas courant à l'heure actuelle. Tel qu'on pourra le constater dans ce chapitre, la modélisation du fonctionnement cavitant instationnaire des inducteurs s'est avérée particulièrement longue et difficile à cause des caractéristiques géométriques de ce type de machines d'une part, et de la complexité des écoulements cavitants, d'autre part. Il nous a donc semblé opportun de commencer par des configurations bidimensionnelles, non présentées dans le cadre de ce chapitre et pour lesquelles la durée et la complexité des simulations numériques sont plus faibles que dans les cas des écoulements tridimensionnels, dans les inducteurs en rotation.

2- FLUCTUATIONS DE PRESSION ET EMISSION DU BRUIT

2-1- Généralités

L'intérêt accordé aux bruits de cavitation produits par les turbomachines revêt une importance majeure dès qu'il s'agit de navires de guerre. Les bruits émis par les hélices sont typiquement ce qu'il y a de plus perceptible en provenance d'un tel navire et les concepteurs d'hélices déploient beaucoup d'efforts pour retarder l'apparition de la cavitation et ne pas pénaliser la discrétion acoustique d'un bateau. Concernant les inducteurs, ces bruits sont généralement considérés comme secondaires par rapport aux performances réalisées.

En effet, lors de la conception d'un inducteur, le premier souci du concepteur est souvent de garantir de hautes performances combinées à un niveau élevé de hauteur. Le comportement instationnaire des poches cavitantes qui est pourtant très pénalisant en termes de bruit, de vibration et d'érosion, est encore mal connu. La stabilité et le comportement vibratoire qui déterminent la durée de vie de l'inducteur et l'intensité du bruit qu'il émet ne sont testés qu'ultérieurement, après la réalisation de la machine. Nous allons donc orienter la recherche dans cette section vers l'étude du comportement instationnaire des poches, dans la perspective d'établir des liens entre le degré de stabilité des inducteurs (via le bruit et les fluctuations de pression) d'une part, et le régime de fonctionnement (coefficients de débit et de cavitation) d'autre part.

Par ailleurs, nous mettrons en évidence l'existence de corrélations entre le bruit généré par le fonctionnement d'un inducteur et le niveau de fluctuations de pression enregistrées en aval des aubes.

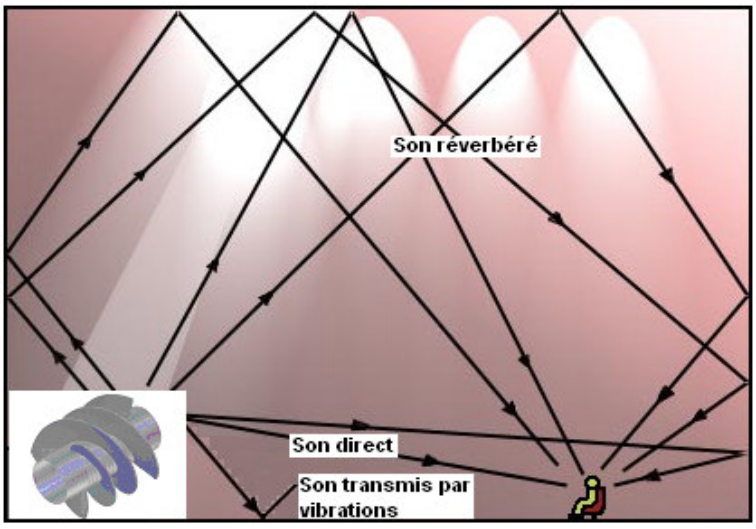


Figure 4-1 : Sons transmis par voie directe, par réverbération (en arrivant à l'auditeur de façon indirecte après réfléchissement sur toutes les parois, plafonds, sol, machines) et par transmission (les vibrations de l'inducteur passent vers les sol et se transmettent vers une tôle ou un panneau qui entre en vibration et émet du bruit).

L'apparition de structures cavitantes et la transition d'un type de structures à l'autre, constituent des mécanismes très instables conduisant à une génération de bruit intense et de vibrations de la structure mécanique qui peuvent gêner l'utilisateur et l'environnement.

Le niveau de bruit aérien dans les locaux du banc d'essai du *LEMFI-Paris* provient essentiellement des différentes machines qui s'y trouvent installées, mais majoritairement de l'inducteur en rotation. Ce niveau global en un point, résulte de la somme des intensités acoustiques en ce point, dues à chaque machine située dans le local, et à laquelle il faut ajouter l'influence de la réverbération du son sur les parois ainsi que celle la transmission du son par vibrations (voir figure 4-1).

2-2- Emission du bruit en fonction du *NPSH* et du débit

2-2-1- Emission du bruit en fonction du *NPSH*

Tel qu'on l'a vu au premier chapitre de ce rapport, le bruit de cavitation est essentiellement généré par les poches de vapeur qui subissent des implosions ou expansions explosives, déclenchées suite à une transition d'une zone de faible pression vers une zone de forte pression des espaces inter-aubes. L'implosion de bulles ou de poches de vapeur peut se faire soit sur elles-mêmes, soit sur une paroi. La valeur locale du gradient de pression, à l'endroit où les bulles se referment, conditionne la violence du phénomène et ce qui en découle : le bruit et l'érosion.

En dehors de ces phénomènes d'implosion, la cavitation peut intervenir sur le bruit, de deux façons secondaires.

• Lorsque la poche de vapeur grandit et s'étend à la quasi-totalité des aubages, la modification des formes vue par le fluide (qui 'suit' le contour de la poche) transforme le champ de vitesse à la sortie de l'inducteur. Il en résulte une altération de la hauteur théorique (par variation de $U_2C_{\theta 2}$) fournie par l'inducteur et un changement du bruit créé par le défilement des sillages sur le reste des composantes du banc d'essai, car la forme des sillages est transformée.

• Dès que le pourcentage de vapeur atteint un certain seuil, les mécanismes de propagation du bruit sont totalement modifiés. A titre d'exemple, pour un pourcentage de vapeur supérieur à 10^{-4} en masse, la vitesse du son dans le mélange diphasique eau/vapeur tombe pratiquement à zéro.

Dans la pratique, on caractérise la nature et l'intensité de la cavitation par son bruit, par l'observation visuelle des bulles ou des poches de vapeur et/ou par la dégradation des caractéristiques de la machine. Il est néanmoins fréquent que le bruit d'accompagnement soit le moyen le plus facile pour identifier la cavitation. Il est ainsi possible de corréler l'évolution du bruit (nature, intensité, fréquence) à celle des autres mesures ou observations, pour chaque étape de la cavitation. La description de cette corrélation est importante pour comprendre le bruit de cavitation.

Au niveau de notre banc d'essai, nous ne disposons pas d'hydrophones suffisamment sensibles en HF, qui permettraient de capter l'apparition de phénomènes acoustiques

hydrauliques de faible intensité et de très haute fréquence. Un exemple de ces phénomènes est l'apparition de microbulles de quelques micromètres qui, après une courte durée de vie, implosent sur elles-mêmes, pour la plupart sans toucher la paroi. Cependant et compte tenu de leur taille, de telles bulles ne sont pas visibles ; les niveaux globaux de bruit aérien et hydraulique (i.e. dans le conduit d'aspiration par exemple) n'en sont donc pas modifiés, et il n'y a aucune chute de caractéristique.

Sur la figure ci-dessous nous présentons l'évolution en décibel du bruit émis par l'inducteur 15° en sous-débit (Q/Q_N=0.71). Pour les caractéristiques géométriques et de fonctionnement de cet inducteur, nous renvoyons à la section 6 du chapitre précédent.

La courbe du bruit aérien émis par cette machine est associée à celle de chute de la hauteur ainsi qu'aux figures de cavitation visualisées à des valeurs de *NPSH* de plus en plus décroissantes. La première remarque qu'on puisse faire est que la courbe de bruit s'étend sans discontinuité des valeurs élevées de *NPSH* aux faibles valeurs.

Les observations expérimentales sur cet inducteur sont marquées par l'apparition des premières structures de vapeur visibles, en dehors de la surface des aubes et plus précisément dans l'entrefer. Le bruit généré par cette cavitation d'entrefer est comme le montre la courbe, insuffisant pour modifier le niveau de bruit global de l'inducteur qui est néanmoins supérieur de quelques décibels sur la courbe que nous présentons. D'ailleurs, dans les locaux d'essai, le bruit de fond étant faible, une analyse plus approfondie en fréquence pourra montrer un léger relèvement localisé de ce bruit de fond.

A l'apparition des premières bulles visibles sur les ailes de la roue, les phénomènes de cavitation sont encore insuffisants pour modifier de façon mesurable le bruit global hydraulique ou aérien de l'inducteur, mais on constaterait, par une analyse en fréquence, une modification du spectre de bruit dans le prolongement de ce que l'on a déjà mentionné au paragraphe ci-dessus.

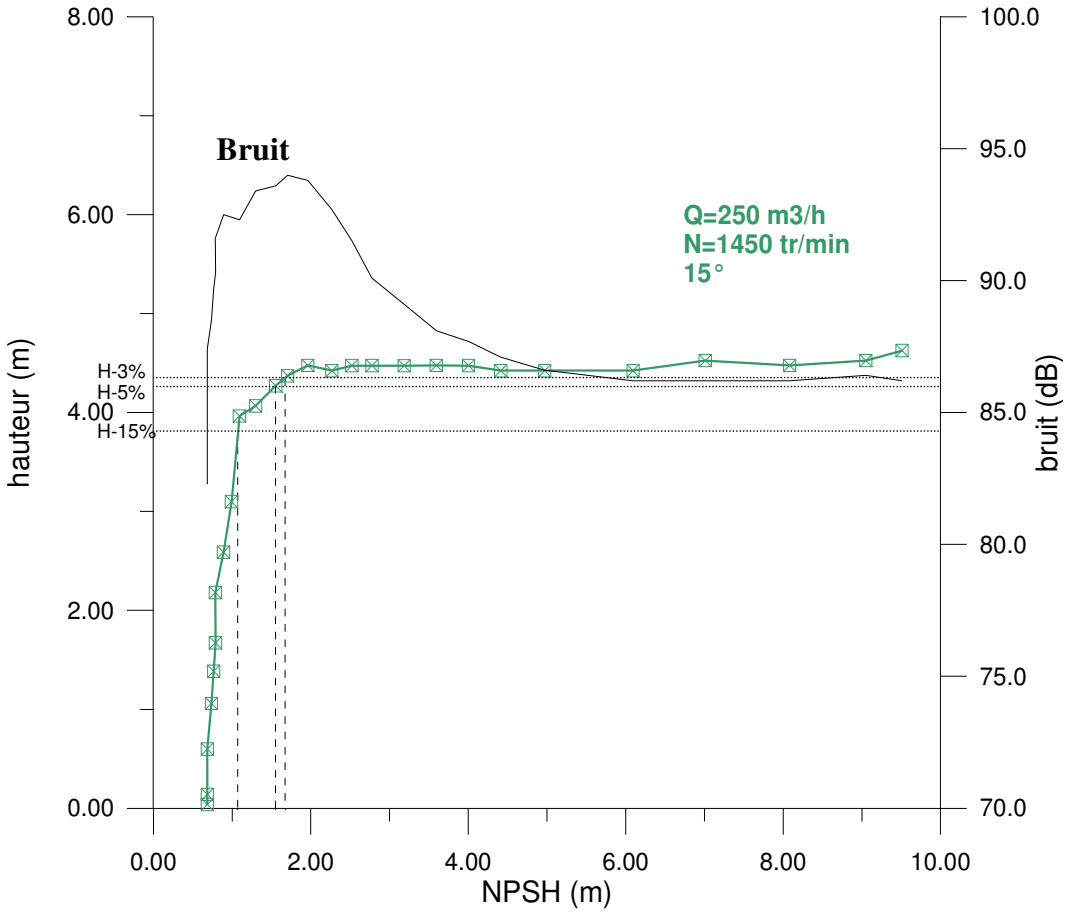
Tel qu'on peut le constater sur ces courbes et sur les images des poches correspondantes, la cavitation en *backflow* observées pour les *NPSH* élevés à modérés, n'induit pas d'augmentation particulière du bruit. Celui-ci reste voisin de 86 décibels jusqu'aux *NPSH* de l'ordre de 5 m. Nous avons également constaté sur nos machines que le bruit de cavitation associée au *backflow* est moins intense que celui qui est émis par des poches à des valeurs de *NPSH* moins élevés.

L'étape d'après est marquée par l'apparition sur les aubes d'une cavitation suffisante pour modifier de façon mesurable le niveau de bruit aérien de l'inducteur. La poche de cavitation est alors bien visible sur les aubages de la roue. A partir des *NPSH* inférieurs à 5m et au fur et à mesure que le coefficient de cavitation diminue, la cavitation au bord d'attaque s'amplifie et progresse vers le bord de fuite. Parallèlement, le niveau du bruit émis est de plus en plus amplifié, même si le phénomène de blocage n'a pas encore eu lieu.

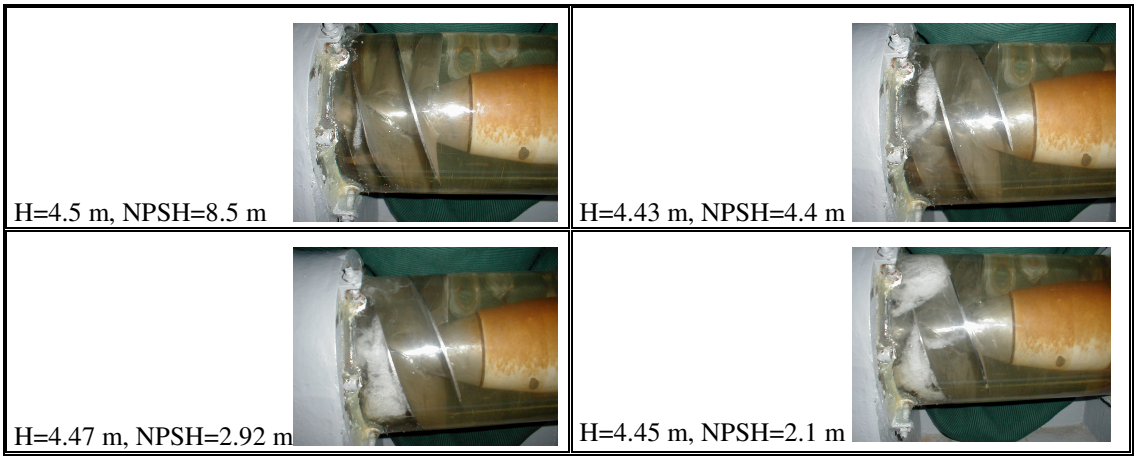
En atteignant la plus petite section de passage entre deux pales successives, les poches de vapeur sont suffisamment importantes pour empêcher le transfert d'énergie et induire un phénomène de blocage. Le début de la chute de la hauteur fournie par l'inducteur est marqué, d'un point de vue acoustique, par une augmentation continue du bruit aérien dans le conduit d'aspiration. Peu avant l'effondrement complet des caractéristiques de l'inducteur, le bruit subit une augmentation brusque. Il atteint un maximum de 95 décibels pour des *NPSH* de l'ordre de 1.8 m. Cette étape est marquée par la prépondérance des phénomènes acoustiques secondaires. Cette valeur correspond au *NPSH* critique à 3% de perte en hauteur, que nous avons noté $NPSH_{C,3\%}$.

Ainsi le $NPSH_{C,3\%}$ constitue une fois de plus un point particulier vis-à-vis de la cavitation.

Lorsque la pression est significativement réduite sur la face en pression de la pale, les structures cavitantes s'agrandissent et descendent dans le canal inter-aubes tout en progressant vers le moyeu, elles émettent alors de plus en plus de bruit à cause des phénomènes secondaires expliqués ci-dessus.



Courbes expérimentales du bruit et de chute de hauteur dans l'inducteur 15°.



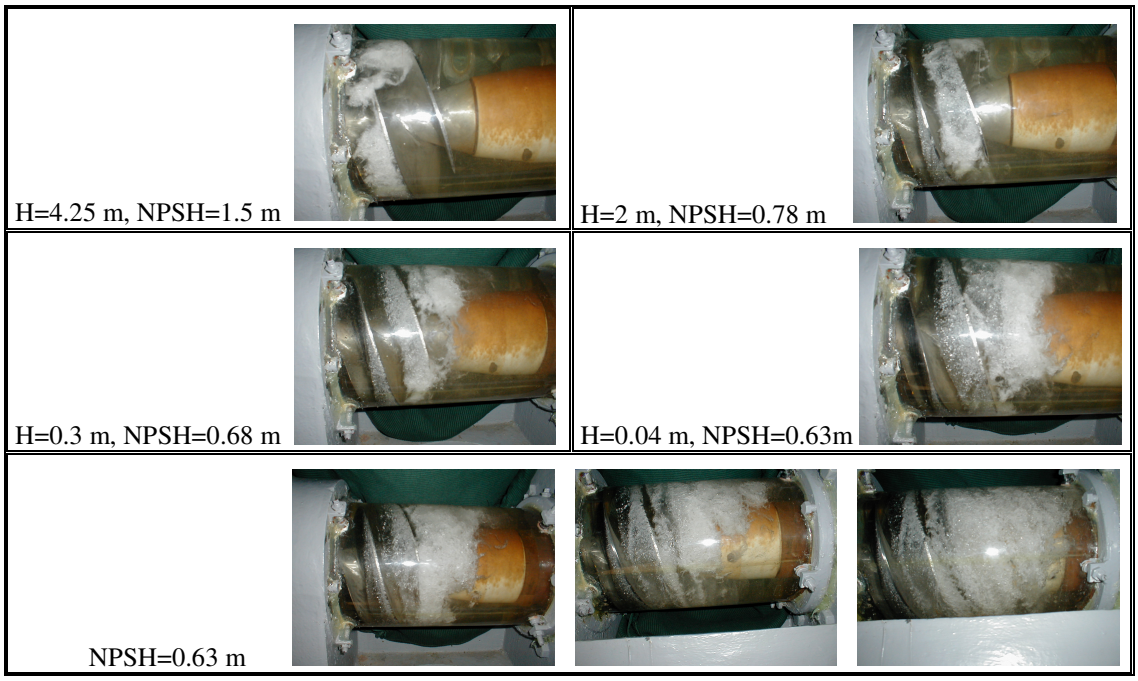


Figure 4-2 : Courbes expérimentales du bruit et de chute de hauteur dans l'inducteur 15° en sous-débit (Q/Q_N= 0.71) et figures de cavitation associées.

2-2-2- Emission du bruit en fonction du débit

En étudiant l'évolution du niveau de bruit aérien émis, nous avons abouti aux constats suivants :

♦ En dehors du rapport de débit précédent (Q/Q_N=0.71), on retrouve les mêmes étapes de cavitation et de génération du bruit que précédemment, mais avec une modification de leur importance relative et surtout un déplacement de leurs seuils d'apparition.

La figure ci-dessous présente des essais réalisés sur l'inducteur 8° : évolutions du bruit en fonction du débit et du NPSH et en parallèle, nous représentons les courbes de chute de hauteur aux mêmes débits, afin d'illustrer l'évolution du NPSH critique ainsi que la forme de la zone de chute. Cet inducteur a été introduit à la section 7 du chapitre précédent, dans le cadre de l'étude de l'influence de l'angle d'aubage β_{1T}.

Sur cette figure sont d'abord représentées les évolutions du bruit aérien émis par cet inducteur, en fonctionnement cavitant, à des débits respectivement égaux à 125, 150, 175, 200, 225 et 250 m^3/h. Rappelons que le débit nominal de cet inducteur est Q_N=150 m^3/h.

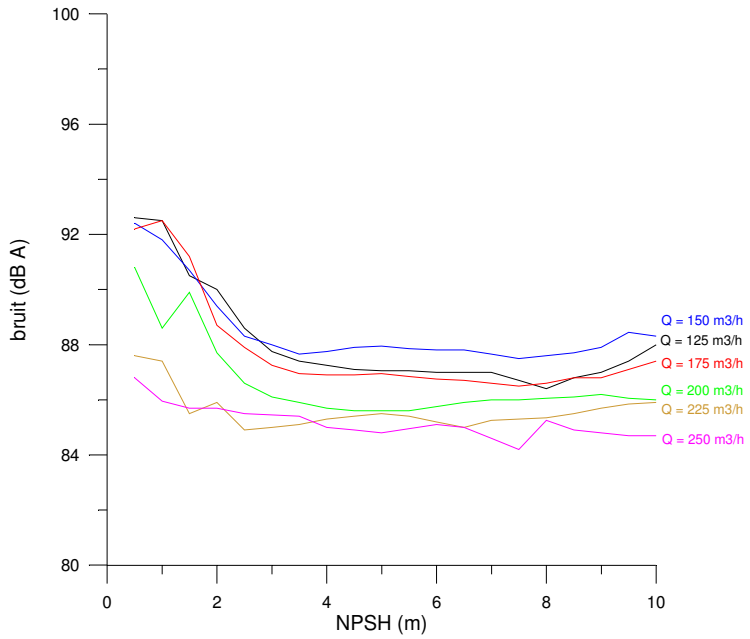
♦ Ces courbes confirment la tendance observée au paragraphe précédent : pour les grands *NPSH*, i.e. de l'ordre de 10m, le niveau de bruit est légèrement plus élevé qu'à celui des *NPSH* de 8 à 4m. Ce phénomène est d'autant plus important que le débit est faible.

Pour les faibles débits, l'augmentation totale du bruit depuis l'état initial, est de l'ordre de 4 dB. Pour les débits plus élevés, cet écart se réduit à moins de 2 dB. Ainsi, à coefficients de cavitation égaux, les poches de vapeur aux faibles débits produisent plus de bruit. Ceci est en

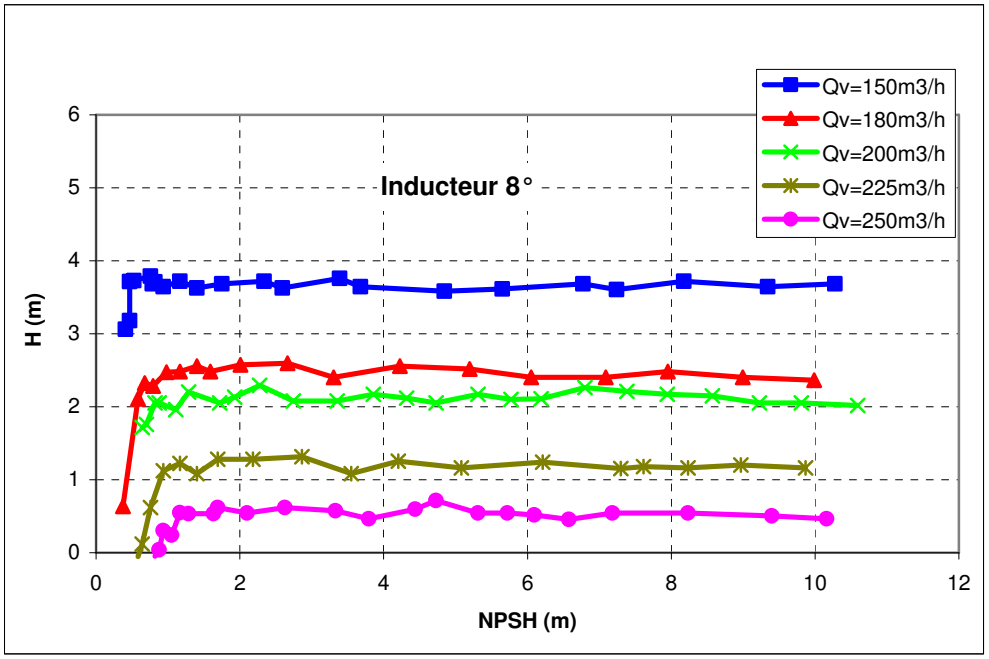
partie dû au fait qu'aux faibles débits, les structures cavitantes sont de nature et de forme différente de celles des débits plus importants. Ceci est d'ailleurs illustré par la figure 4-4.

♦ Nous avons constaté, suite aux essais expérimentaux menés sur cet inducteur, que le *NPSH* qui marque le début d'une cavitation suffisante pour modifier les niveaux de bruit de l'inducteur, augmente avec la réduction du débit (voir Fig. 4-5 ci-dessous). Ce phénomène s'explique par le début des recirculations à l'entrée de la machine qui apparaît de façon beaucoup plus précoce et qui est plus intense au faible débit : pour Q=100 m^3/h les recirculations apparaissent dès *NPSH*=7.84 m, alors que pour Q=225 m^3/h elles apparaissent à *NPSH*=3.42 m.

Ces premières poches de vapeur dues aux recirculations (voir écoulement de fuite en périphérie à la figure 3-30 du Chapitre III) apparaissent bien avant les poches attachées aux surfaces des pales et sont situées -comme le montre la figure 4-5- en entrée d'aubage, en périphérie à cause de la haute vorticité de ces zones. Par la suite, ces poches implosent sur elles-mêmes en donnant lieu à d'importantes émissions acoustiques.



Inducteur 8° - Comparaison du bruit à différents débits et courbes de chutes de hauteur correspondante ci-dessous.



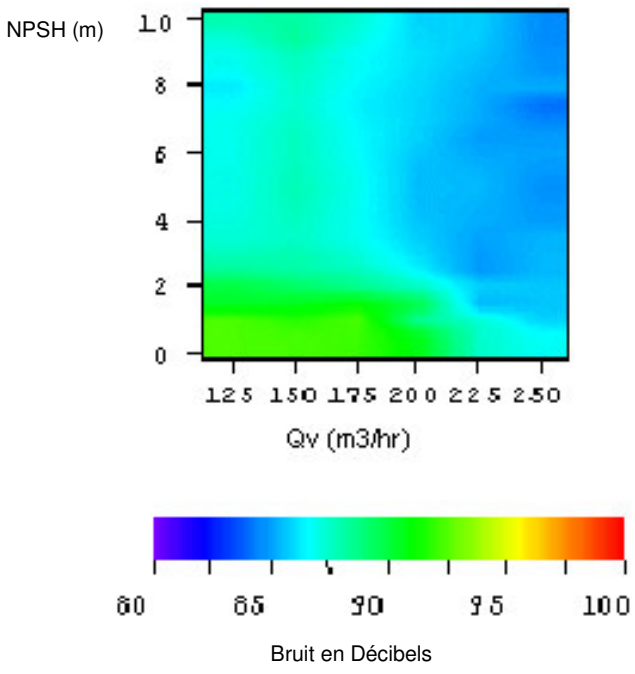


Figure 4-3 : Évolution du bruit aérien de l'inducteur 8° en régime cavitant.

***Q=100 m³/h**, NPSH=0.90 m.*

***Q_N=150 m³/h**, NPSH=1.16 m.*

***Q=225 m³/h**, NPSH=0.92 m.*

Figure 4-4 : Inducteur 8° : Évolution -en fonction du débit- de la nature et de la taille de la poche de vapeur à des valeurs de NPSH proches.

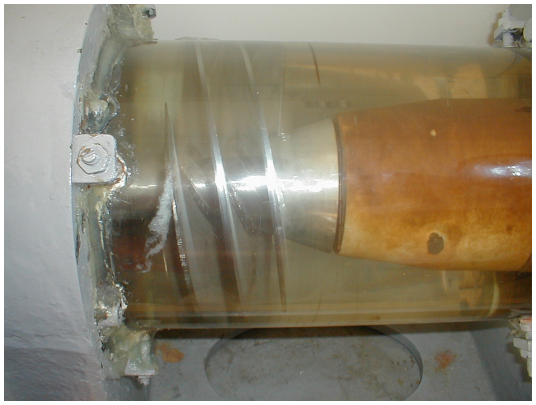
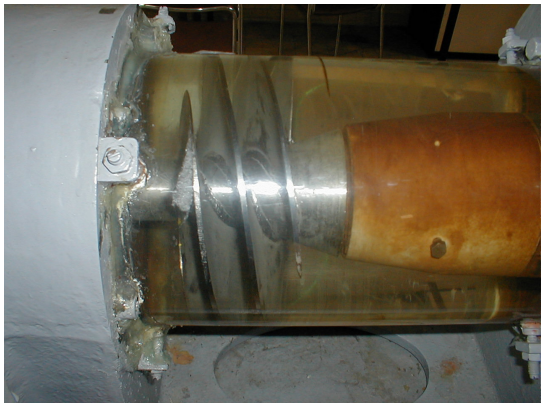
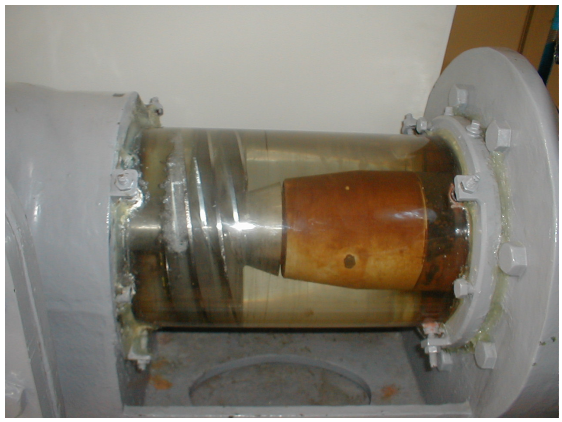
Q=100 m^3/h :	**Q_N=150 m^3/h:**
$NPSH_{seuil}$=7.84 m	$NPSH_{seuil}$=5.1 m
	
Q=225 m^3/h :	
$NPSH_{seuil}$=3.42 m	
	

Figure 4-5 : Inducteur 8° - Seuil d'apparition des premiers bruits audibles ainsi que des premières structures de vapeur (qui les occasionnent).

Tel qu'il a été présenté dans ce paragraphe, le bruit étant assez délicat à mesurer en banc d'essai. Nous avons donc préféré procéder à des mesures précises des fluctuations de pression dans l'écoulement et nous montrerons par ailleurs que ces dernières sont clairement corrélées au bruit.

2-3- Corrélation bruit/fluctuations de pression

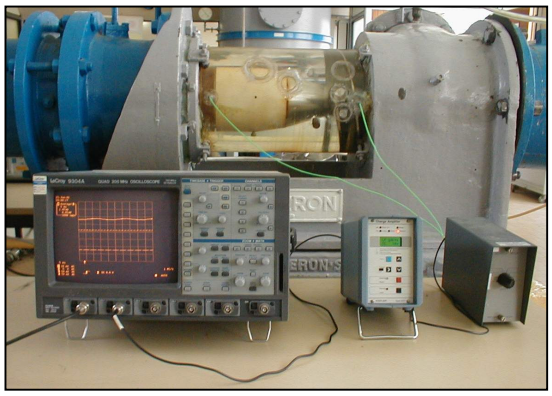
L'un des aspects limitant l'utilisation des inducteurs est l'apparition d'instabilités de fonctionnement en régime cavitant [Tsujimoto et al. 1997, Offtinger et al. 1996]. Ces instabilités génèrent des nuisances telles que les fluctuations de pression et le bruit qui sont associées à la formation et à l'implosion des poches. Il a d'ailleurs était prouvé que l'intensité des cavités ainsi

que les dommages qu'elles engendrent dépendent peu de leurs nombres, mais que de l'agressivité d'un tel écoulement est directement proportionnelle à la fréquence de production des cavités.

Dans certains domaines, on a montré que le bruit émis est corrélé aux fluctuations de pression, et qu'ils permettent à eux deux de détecter la cavitation et de faire ainsi des mesures dans des milieux non accessibles visuellement. Cependant, si l'on peut déceler l'apparition de la cavitation par analyse du niveau de bruit et des fluctuations de pression, on qualifie difficilement le type de cavitation par le bruit émis.

Les inducteurs présentés dans le cadre de ce travail sont souvent sujets à des interactions entre les parties fixes et les parties tournantes du banc d'essai. En effet, le champ de pression associé à la portance d'une aube d'inducteur, évoluant dans le temps autour de l'axe de rotation, est amené à interagir avec les différentes composantes du système. L'interaction du sillage des aubes avec le champ de pression lié à l'aube de la machine, génère des ondes de pression qui se propagent en amont et en aval de la machine. La combinaison de ces ondes conduit à des fluctuations de pression à des fréquences caractéristiques plus ou moins connues. Toutefois, la prédiction de l'amplitude de celles-ci requiert une modélisation hydroacoustique appropriée qui ne sera pas traitée dans ce mémoire. Il est donc intéressent de visualiser les fluctuations de pression dans les inducteurs et de relier ce phénomène au comportement des poches cavitantes.

Concernant les fluctuations de pression dans nos inducteurs, les mesures sont effectuées en régime cavitant et en régime subcavitant pour plusieurs vitesses de rotation et divers débits. De cette importante base de données expérimentales, nous présentons une sélection des résultats à la vitesse de rotation de 1450 tr/min.



Capteur KISTLER. *Chaîne d'acquisition.*

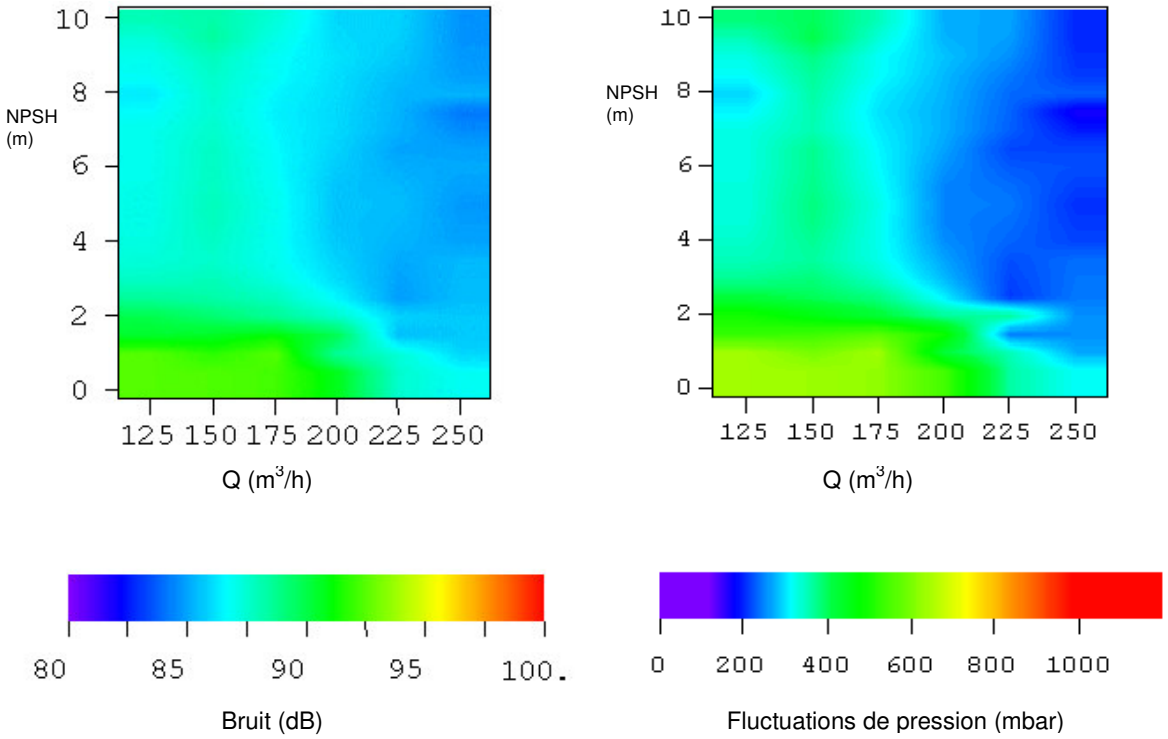
Figure 4-6 : Instruments de mesure des fluctuations de pression.

Ces fluctuations de pression sont mesurées à l'aide du capteur piezo-électrique *KISTLER* tel que décrit au Chapitre III et qui est placé en aval de l'inducteur.

La visualisation de ces fluctuations de pression se fait sur l'oscilloscope numérique *LeCroy*. Nous nous plaçons à une vitesse donnée, et pour un débit et un *NPSH* associé, nous visualisons le signal fourni par l'oscilloscope. L'analyse de ce signal permet d'en déduire l'amplitude crête à crête et donc le niveau de fluctuation de pression.

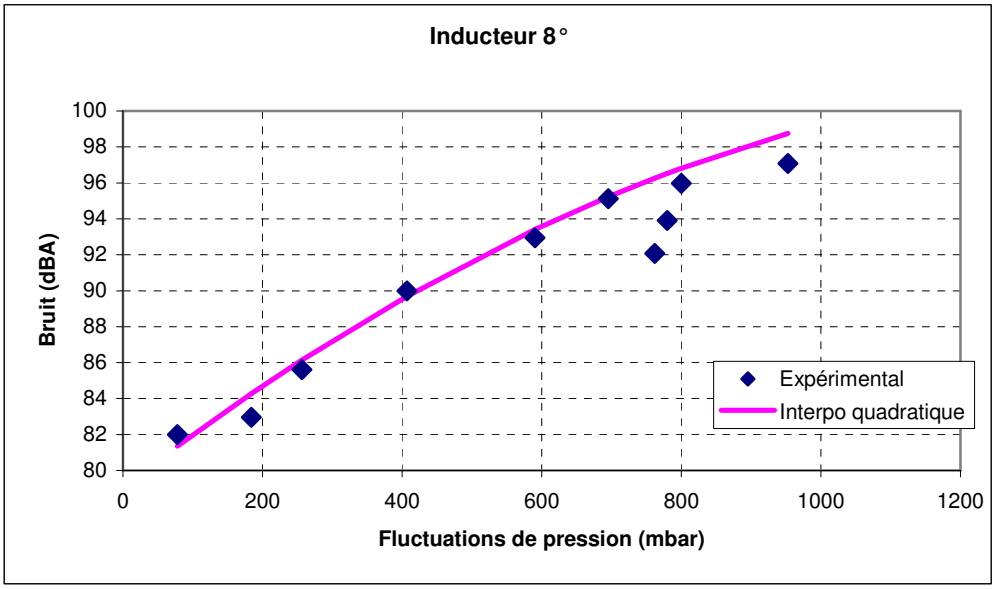
Nous répétons cette opération pour différents débits tout en procédant de la manière suivante : nous nous fixons un débit et par la suite nous faisons varier le *NPSH* tout en relevant au fur et à mesure les fluctuations de pression associées. Nous obtenons alors un nuage de points

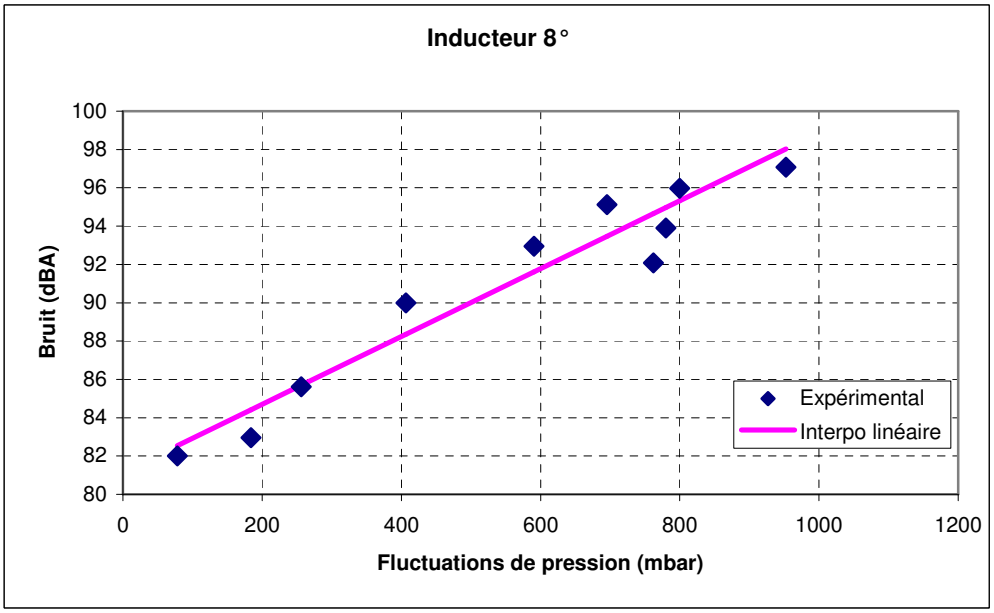
qui nous permet de tracer sous le logiciel '*Spyglass Transform*' un graphe *NPSH-Débit-Fluctuations de pression* (voir *Fig. a* ci-dessous).



a- Mesures de bruit en fonction du NPSH et du débit.

b- Mesures des fluctuations de pression en fonction du NPSH et du débit.





c- Corrélations: bruit - fluctuations de pression.
Figure 4-7 : Inducteur 8°- bruit et fluctuations de pression.

En examinant les figures ci-dessus caractérisant les évolutions du bruit et des fluctuations de pression en fonction des variables *NPSH* et débit, il paraît évident que nous pouvons établir des corrélations entre les niveaux de bruit aérien enregistrés et les fluctuations de pression mesurées par les capteurs *KISTLER*. Comme montré par la figure, nous avons envisagé deux types de corrélations polynomiales :

- une interpolation linéaire avec le polynôme : y=0.0177x+81.162, les écarts R^2 sont dans ce cas de l'ordre de 0.9279 ;

- une interpolation quadratique : y=-$10^{-5}x^2$+0.0302x+79.059, y étant le niveau du bruit en [dBA] et x l'intensité des fluctuations en [mbar]. R^2 est dans ce cas de l'ordre de 0.9503.

2-4- Influence de la coupure du bord d'attaque sur les fluctuations de pression

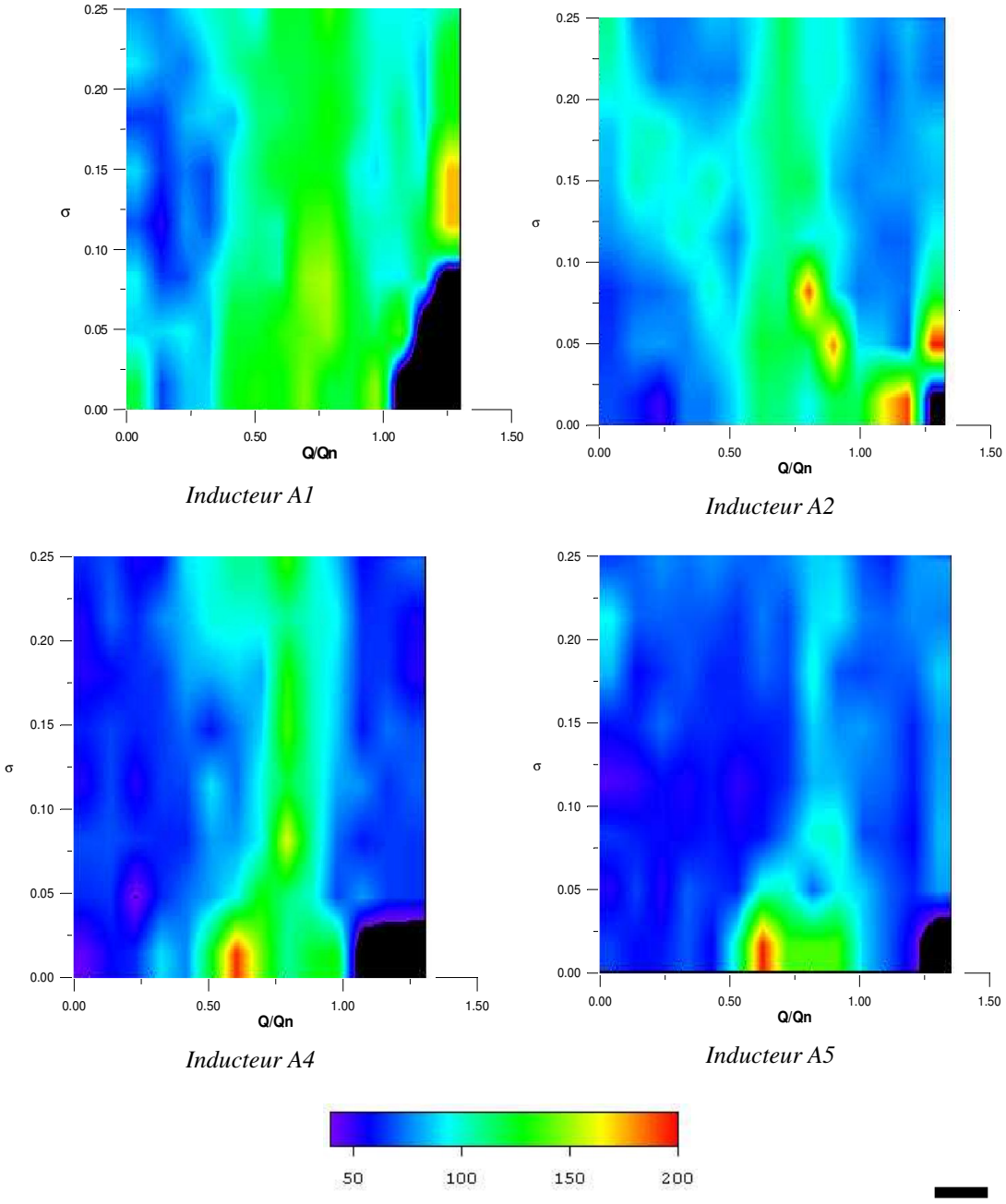
Ayant établi le lien direct entre le bruit et les fluctuations de pression dans les inducteurs, nous passons à l'étude de ces dernières dans la gamme d'inducteurs introduits au chapitre précédent. Nous commençons par les inducteurs qui se différentient par la forme du bord d'attaque et que nous avons notés A1 à A5.

Rappelons brièvement les résultats que nous avons établis suite aux calculs numériques et aux mesures expérimentales effectués sur ces inducteurs: une étude complète a été réalisée au Chapitre III (section 5) principalement en régime cavitant, afin de comparer plusieurs géométries d'inducteurs obtenues suite à des découpages et des affûtages successifs du bord d'attaque. Ces essais ont mis en évidence l'influence dominante de ces paramètres constructifs. L'augmentation de la pente du bord d'attaque suite aux différentes coupes permet d'une part d'améliorer très sensiblement les performances cavitantes en sur-débit et d'autre part d'atténuer les fluctuations de pression tel qu'on le verra dans ce paragraphe. L'affûtage améliore ces mêmes performances aux alentours du débit nominal.

On s'intéresse ici à l'étude des fluctuations de pression générées dans les inducteurs A1, A2, A4 et A5 et mesurées avec les capteurs *KISTLER* sont placés à 150 mm à l'aval du bord de fuite. On précise que ce qui nous intéresse ici, c'est la comparaison entre les divers inducteurs et non le niveau spécifique de fluctuations de chaque inducteur. En effet, la configuration compacte du banc d'essai du *LEMFI-Paris* ne permet pas cette quantification. Les résultats pour lesquels 128 points de mesures par inducteur ont été effectués puis placés dans un repère (Q/Q_N,σ) sont présentés à la figure ci-dessous. Il est à noter que l'échelle des fluctuations de pression est la même pour les trois inducteurs et qu'il en sera de même pour les autres séries de machines étudiées dans ce chapitre.

Nous notons une nette réduction, du niveau des fluctuations en fonction des diverses coupes, excepté au voisinage de Q/Q_N=0.6. En effet, l'étendue des zones vertes sur ces figures correspondant à des niveaux de fluctuation de pression comprises entre 100 et 150 mbar se réduit au fur et à mesure que l'angle de coupure augmente. Cette atténuation des fluctuations est due à la disparition progressive des structures cavitantes comme le montre la figure 3-39 du chapitre précédent. La dégradation observée à proximité de Q/Q_N=0.6 est liée à l'apparition de la cavitation oscillante dont l'amplitude augmente avec les découpages.

Par contre, pour les rapport de débits supérieurs à 1, les fluctuations de pression qui dépassaient les 150 mbar pour des coefficients de cavitation de l'ordre de 0.13 dans l'inducteur A1 et 0.06 dans l'inducteurA2, sont réduites à moins de 90 mbar dans l'inducteur A5.



Inducteur A1 *Inducteur A2*

Inducteur A4 *Inducteur A5*

Fluctuations de Pression en mbar. *Zones non explorées*

Figure 4-8: Influence des différentes coupes sur les fluctuations de pression à l'aval des inducteurs.

Ainsi, il apparaît clairement qu'avec l'augmentation de la coupure du bord d'attaque, le comportement vibratoire des inducteurs s'améliore sauf au rapport de débit égal à 0.6.

2-5- Influence de la forme du moyeu sur les fluctuations de pression

Cette partie est consacrée à l'étude de l'influence de la forme du moyeu sur les fluctuations de pression, ainsi que sur le comportement vibratoire des trois inducteurs B1, 15° et CH dont l'analyse en écoulement stationnaire a été traitée à la section 6 du Chapitre III.

Rappelons que les inducteurs B1 et 15° ont des moyeux cylindriques et des angles de pales en périphérie, β_{1T}, égaux à 15° et qu'ils diffèrent par leurs rayons intérieurs. Quant à l'inducteur CH, il a également un angle de pales en périphérie β_{1T} qui vaut 15° avec toutefois un moyeu conique.

Les résultats expérimentaux et numériques que nous avons exposés au chapitre précédant montrent que la configuration du moyeu et les nombres de cavitation choisis donnent lieux à diverses structures cavitantes sur la face des pales en dépression. Ces structures sont caractérisées -à certains débits- par des phénomènes de recirculation et de vortex en backflow. Nous avons également montré que pour une dégradation de la hauteur de 15%, les trois machines ont des comportements similaires. Concernant le coefficient de cavitation de 5%, nous avons mis en évidence la supériorité relative de l'inducteur CH. Dans ce qui suit, nous montrerons que malgré ceci, cet inducteur reste très instable à tous les débits et que l'inducteur B1 est le plus stable des trois.

A partir des mesures de fluctuation de pression effectuées à la sortie des inducteurs, nous comparons à la figure ci-dessous le niveau vibratoire des trois inducteurs. Il serait par ailleurs intéressent de revoir les caractéristiques de l'écoulement interne aux diverses valeurs du coefficients de débits présentées sur la figure 3-39 du Chapitre III. Nous en déduisons que l'inducteur B1 est le plus stable, tel que nous l'avons déjà mentionné. Comparé aux inducteurs CH et 15°, sa zone de hautes vibrations (désignée par 'zone *A*' sur la figure) est de moindre étendue que celles des deux machines. Par ailleurs, nous constatons que cette zone concerne localement des coefficients de débit ϕ propres aux très faibles débits, alors que pour l'inducteur 15° elle correspond à des débits plus élevés et dans le CH elle envahie carrément toute la gamme de ses débits de fonctionnement.

L'inducteur 15° est ainsi caractérisé par une forte instabilité au-dessous de son point de fonctionnement nominal. Les mesures expérimentales montrent que cette instabilité correspond à un niveau de bruit de 100 dB à une distance de 1 m de l'inducteur.

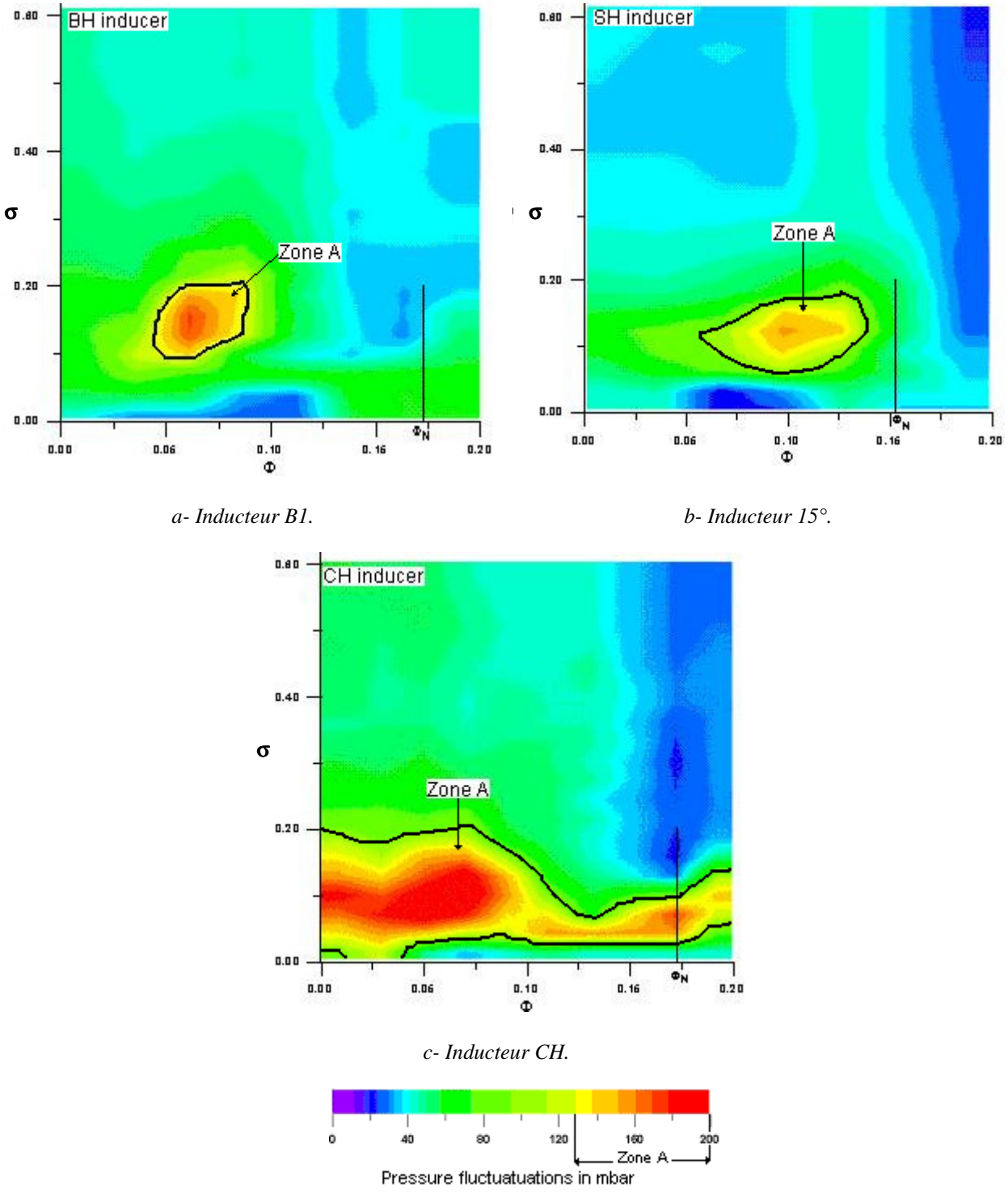
Quant à l'inducteur CH, la figure montre qu'il est très instable pour tous les débits testés avec de fortes fluctuations de pression qui dépassent les 200 mbar. Ce phénomène est lié à la cavitation en vortex de *backflow* qui se forme d'abord en périphérie du bord d'attaque et qui change progressivement de direction en s'orientant dans le même sens que l'écoulement principal.

Comme le montre le graphe *a* relatif aux fluctuations de pression, au débit nominal (ϕ_N = 0.173), l'inducteur B1 est très stable. Ceci est dû à un écoulement méridien relativement uniforme (voir Fig. 3-39-a). Lorsque le vortex de *backflow* se forme comme le montre cette figure pour un coefficient de débit ϕ égal à 0.14, le niveau de fluctuations de pression augmente en parallèle. A ϕ = 0.094, le vortex est amplifié et le niveau de fluctuations de pression reste élevé.

Concernant l'inducteur 15°, le graphe 4-9-b ainsi que la figure 3-39-b montrent qu'au coefficient de débit correspondant à la vitesse spécifique maximale d'aspiration (ϕ_S = 0.187), l'écoulement méridien est bien organisé, même si une diminution du débit est observée en périphérie. A ϕ = 0.113 et ϕ = 0.094, le vortex de *backflow* est amplifié ce qui correspond à une augmentation du niveau de fluctuations de pression comprenant la zone A de vibrations maximales.

Dans l'inducteur CH et pour les coefficients de débit égaux à 0.100, 0.148 et ϕ_N = 0.173 respectivement, les phénomènes observés sont les mêmes que ceux qui sont décrits ci-haut.

Ainsi, pour les trois machines, le couplage entre le vortex de *backflow* et la cavitation génère un niveau très élevé de vibrations.



a- Inducteur B1. *b- Inducteur 15°.*

c- Inducteur CH.

Figure 4-9 : Niveaux de fluctuations de pressions en fonction des coefficients de cavitation et de débit.

Nous pouvons donc conclure cette étude qui a permis de mettre en évidence une forte interaction entre le niveau de fluctuations de pression d'une part et d'autre part la formation, l'ampleur et la dynamique de la cavitation et du vortex en *backflow*.

2-6- Influence de l'angle d'aubage en périphérie sur les fluctuations de pression

Cette partie est consacrée à l'étude des fluctuations de pression ainsi que du comportement vibratoire des quatre inducteurs 8°, 10° 13° et 15° qui se différentient par leur angle d'aubage en périphérie au niveau du bord d'attaque β_{1T}. L'analyse des trois premiers a été traitée en écoulements stationnaires cavitants et subcavitants à la section 7 du Chapitre III. Quant à l'inducteur 15°, nous le rajoutons dans le cadre de ce paragraphe afin de confirmer la tendance observée avec l'évolution de l'angle $\beta_{1T.}$ Les résultats numériques et expérimentaux présentés précédemment montrent également l'amélioration des performances globales avec l'augmentation de $\beta_{1T.}$

En effet, le niveau de performances des quatre inducteurs hors cavitation est le plus élevé dans l'inducteur 15°. On a également constaté une supériorité relative de l'inducteur 8° à travers un coefficient de cavitation critique de 5%.

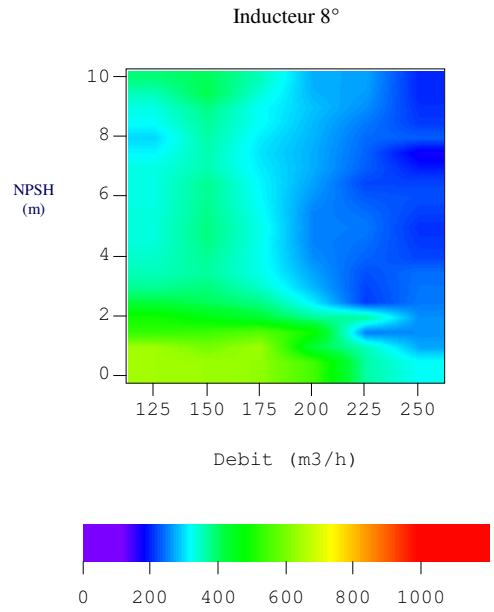
Pour des $\sigma_{C,15\%}$, les inducteurs 8°, 10° et 13° réalisent sensiblement les mêmes performances. A l'opposé des inducteurs 8° et 10°, nous n'observons pour l'inducteur 13°, aucune augmentation du coefficient critique de cavitation aux débits élevés.

2-6-1- Comparaison du niveau de bruit dans les inducteurs

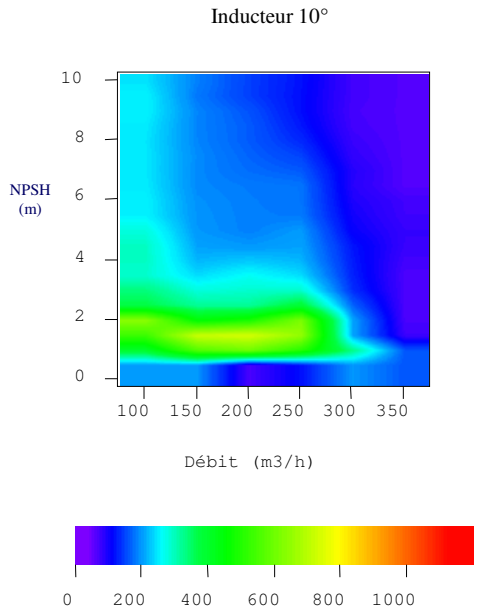
L'analyse CFD de l'écoulement interne, a montré que les niveaux de performances enregistrés dans les inducteurs, sont liés à la présence de zones de recirculation localisées au bord d'attaque des pales. Ce phénomène est en réalité associé aux vibrations ayant lieu en sur-débit ainsi qu'en débit partiel. En effet et à partir de la mesure des fluctuations de pression à la sortie de l'inducteur, la figure ci-dessous permet de comparer le niveau vibratoire des quatre inducteurs. De façon générale, l'inducteur 8° est le plus stable des trois machines, cette stabilité se définit par l'absence de phénomènes vibratoires.

L'inducteur 8° est suivi par l'inducteur 10° dans lequel les zones rouges correspondant à un niveau de bruit de plus de 97 dBA sont quasi-inexistantes (Fig. 4-10 et Fig. 4-11). Cet inducteur est beaucoup plus stable que l'inducteur 13° qui présente deux zones très instables quoique de faible étendue. Finalement, l'inducteur 15° est le moins stable et est caractérisé par une très forte instabilité juste en dessous de son point nominal, dont le niveau correspond à un bruit de 100 dBA à 1 m de l'inducteur.

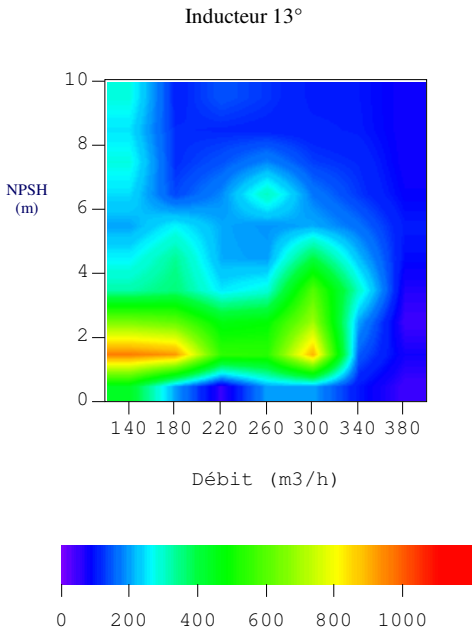
Notons cependant que chaque inducteur possède ces caractéristiques particulières et que même si un inducteur semble plus stable qu'un autre, il peut présenter des zones d'instabilité intense. De même qu'un inducteur qui est globalement instable par rapport à un autre peut présenter des zones de grande stabilité.



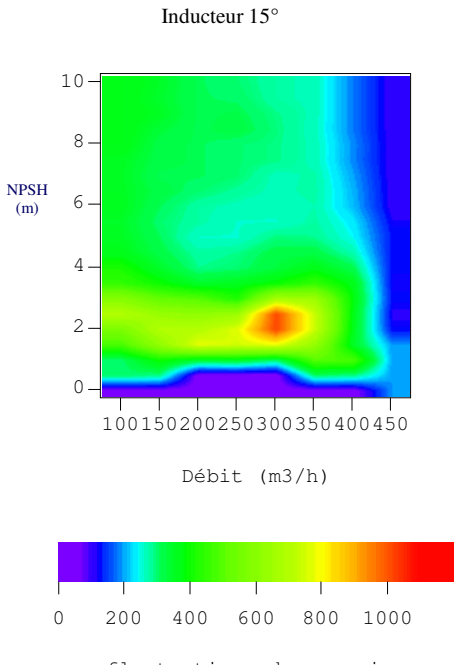
Fluctuations de pression en [mbar] en fonction du débit et du NPSH.



Fluctuations de pression en [mbar] en fonction du débit et du NPSH.



Fluctuations de pression en [mbar] en fonction du débit et du NPSH.



Fluctuations de pression en [mbar] en fonction du débit et du NPSH.

Figure 4-10- : Fluctuations de pression dans les inducteurs 8°, 10°, 13° et 15°.

Au regard de ces résultats, nous pouvons conclure qu'avec l'augmentation de l'angle d'aubage en périphérie, la stabilité des machines est de plus en plus affectée. En effet, plus on augmente l'angle d'incidence, plus la zone de fortes vibrations s'élargit vers les *NPSH* grands et se translate vers les hauts débits.

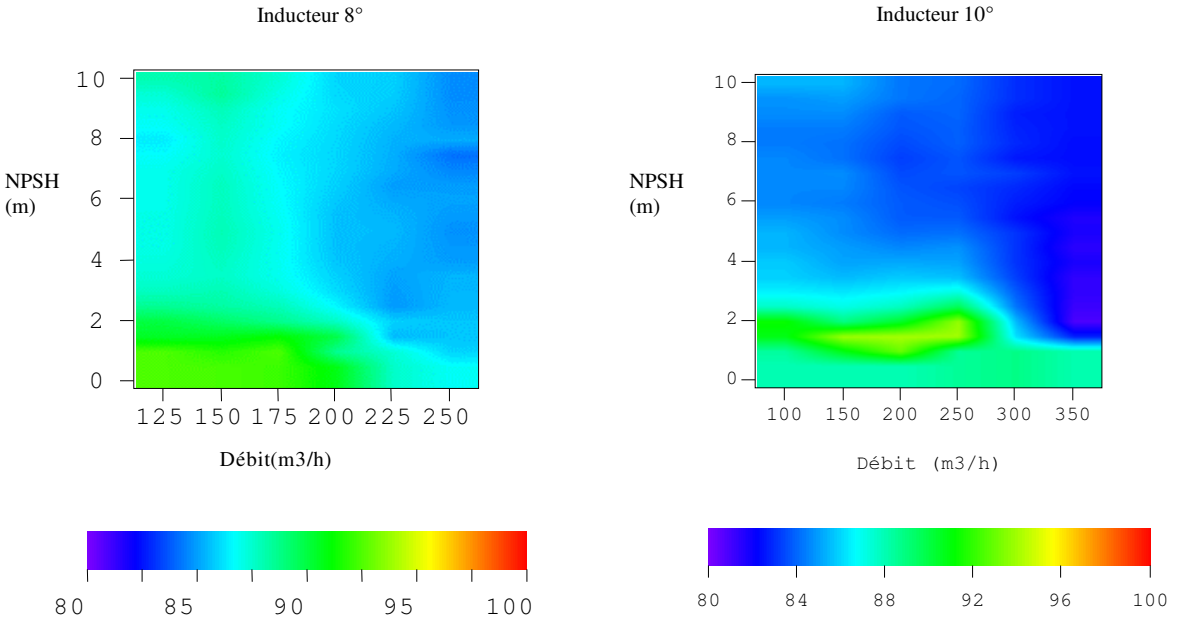


Figure 4-11 : Niveau du bruit pour les inducteurs 8°, 10°, 13° et 15°.

2-6-2- Phénomène de recirculation et intensification du bruit

Pour les trois machines, le niveau élevé de vibrations est essentiellement généré par le couplage entre le tourbillon de recirculation et la cavitation. Dans la phase cavitante, ce phénomène a été mis en évidence au chapitre précédent par les figures qui montrent une zone cavitante s'étendant initialement vers l'amont (zone très instable). Il s'agit là d'un phénomène

souvent associé au débit partiel et bien décrit en référence [Tsujimoto et al. 2005, Hosanghadi et al. 2005].

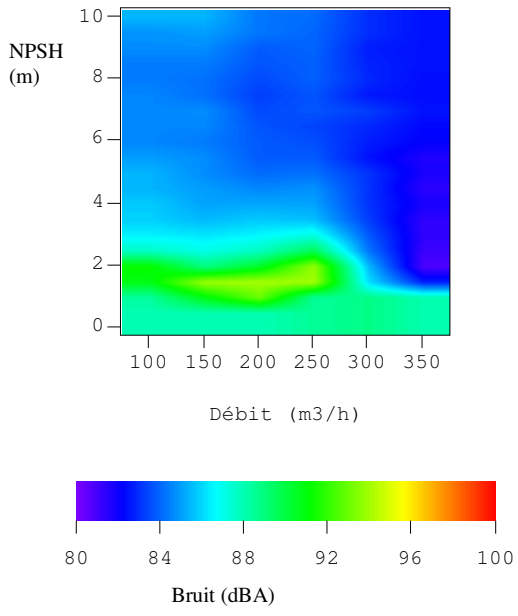
Cette cavitation de recirculation prend naissance grâce à la mise en place du tourbillon de périphérie, localisé au bord d'attaque et se propageant vers l'amont. Cette particularité peut être décrite par l'évolution de l'écoulement méridien, ainsi que dans le plan aube-à-aube en fonction du débit.

Pour analyser parallèlement l'écoulement et l'évolution du niveau vibratoire, considérons à titre d'exemple le cas de l'inducteur 10° (Fig. 4-12) dont le débit nominal est de 220 m^3/h (ou ϕ_N=0.084). La cavitation en vortex de *backflow* au niveau du bord d'attaque étant la première structure de vapeur à se former, elle correspond expérimentalement à l'apparition du bruit et des fluctuations de pression dans l'écoulement.

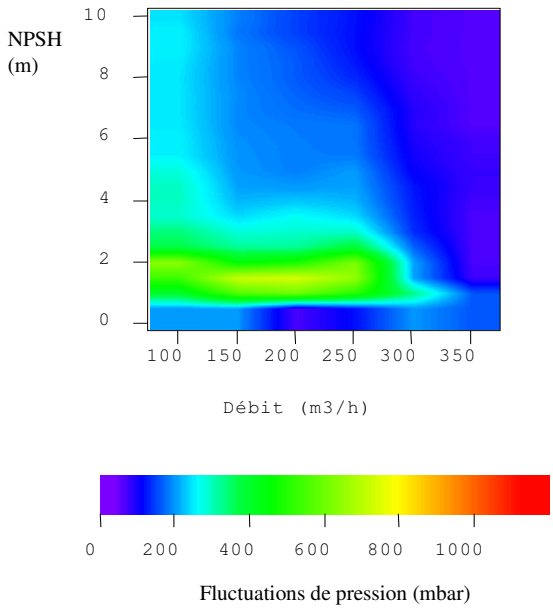
Pour les coefficients de débits élevés, le gradient de pression est très faible au niveau de la section d'entrée de l'inducteur et notamment en périphérie. Par conséquent, même si la cavitation a lieu en ces endroits, la poche gardera plutôt une petite taille et ne pourra donc pas donner lieu à une cavitation tournante. Définissons ϕ_S, la valeur particulière du coefficient de débit correspondant à la vitesse d'aspiration spécifique maximale S_{max}. Pour le coefficient de débit ϕ_S=0.128 (correspondant à un débit de 333.68 m^3/h), l'inducteur 10° est très stable et l'écoulement méridien est relativement uniforme.

Au-dessous de ϕ=0.096, on note un certain déficit de débit en périphérie et le tourbillon de recirculation qui se forme. En effet, le gradient de pression s'intensifie selon la direction axiale et le *backflow* est initié sans cavitation tournante sur notre inducteur. Ceci marque le début de l'intensification des fluctuations de pression. Pour les *NPSH* inférieurs à 4 m et les débits compris entre 150 et 250 m^3/h (soit 0.057≤ ϕ ≤0.095), le vortex est amplifié. Ceci correspond à un niveau de bruit et des fluctuations de pression plus intenses à cause du couplage cavitation/vortex.

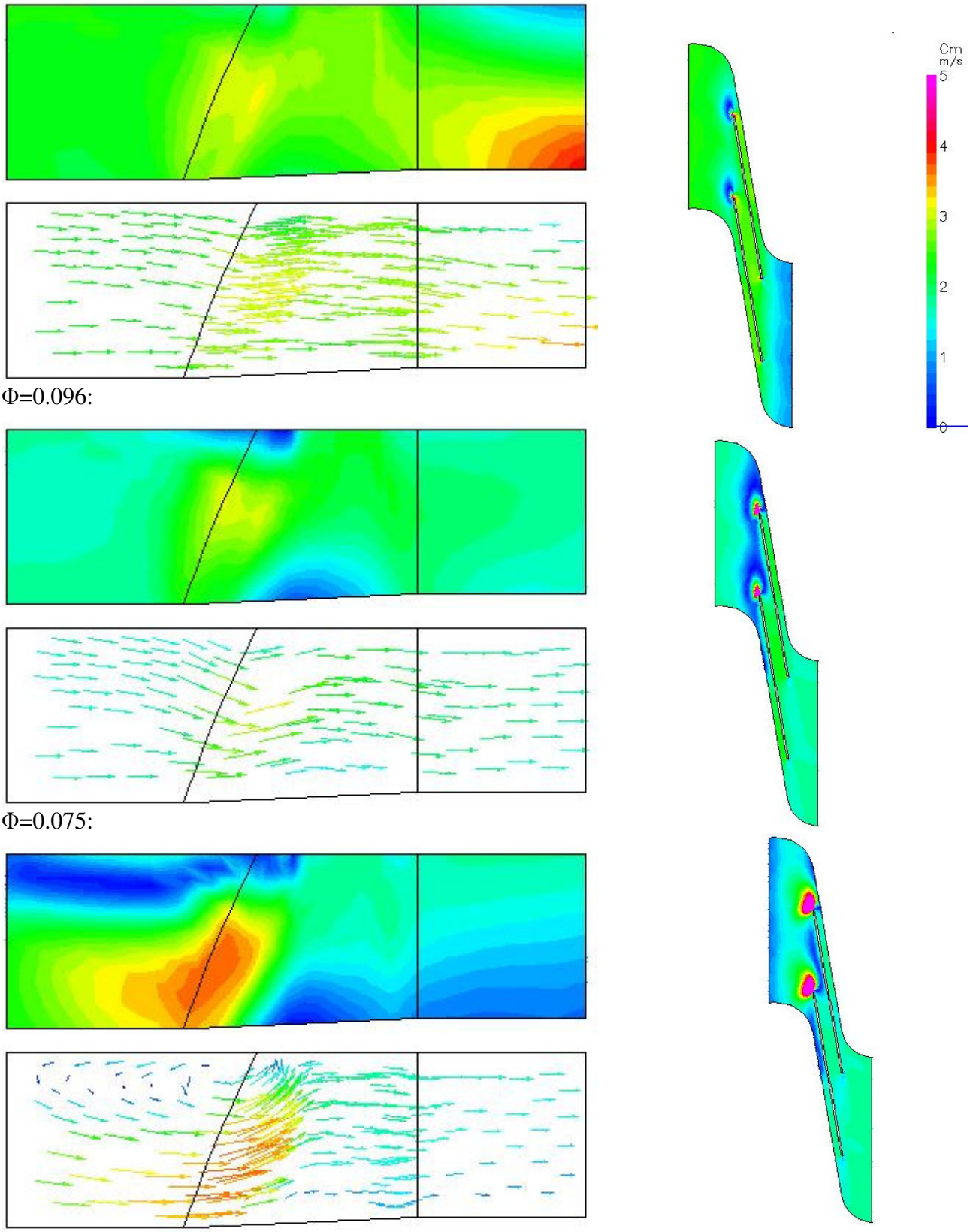
a- Inducteur 10° : Niveau du bruit émis en fonction du débit et du NPSH.



b- Inducteur 10° : Fluctuations de pression en fonction du débit et du NPSH.



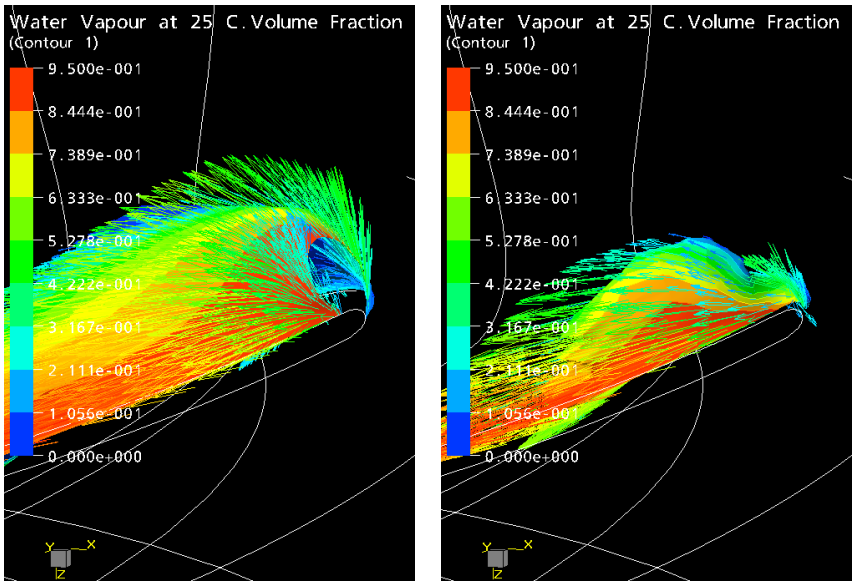
Φ_S=0.128



Φ=0.096:

Φ=0.075:

c- Vitesse méridienne : Evolution de l'écoulement méridional en fonction du débit dans l'inducteur 10°.



d : Inducteur 10° et cavitation en backflow au niveau du bord d'attaque - Vecteur vitesse et fraction massique de la phase vapeur à deux instants différents (ϕ=0.064 et σ= 0.22, soit NPSH=3.55 m). Sur ces graphique l'axe de rotation est vertical et l'écoulement principal se fait de haut en bas.

Figure 4-12 : Inducteur 10° - Ecoulement méridional, bruit et fluctuations de pression.

2-6-3- Corrélation du rapport $\sigma_C/2\alpha$ avec les instabilités

Dans un premier temps, nos travaux ont consisté à photographier les instabilités caractérisant les structures cavitantes sur le banc d'essai afin d'en relever les caractéristiques telles que le type de la poche, sa longueur, sa largeur et son épaisseur, tout en analysant le bruit émis et les fluctuations de pression enregistrées. Ainsi, il a été possible de montrer que le bruit et le niveau de fluctuations de pression sont corrélés au volume de la cavité et au comportement quasi-périodique de l'écoulement cavitant. D'ailleurs, c'est en procédant de cette manière que [Tsujimoto et al. 1997, Fiedrichs et Kosyna 2002] ont pu dégager des lois de comportement en fonction du rapport σ_C/α ou $\sigma_C/2\alpha$, σ_C étant la valeur critique du paramètre de cavitation et α l'angle d'incidence du profil par rapport à la direction de l'écoulement. Ils ont également montré que les divers niveaux du paramètre σ_C/α contrôlent la naissance des instabilités associées à la cavitation dans plusieurs types de machines.

Rappelons que les types de structures cavitantes étudiées à travers ces corrélations correspondent à plusieurs modes de cavitation en vortex de *backflow*, ainsi qu'aux poches de cavitations tournantes, à la cavitation par poches attachées aux pales, aux oscillations par montée rapide ('*Surge mode oscillations*') et à la cavitation par montée rapide *('Cavitation surge')*. On a également constaté que les frontières entre ces types de cavitation sont presque parallèles aux iso-$\sigma_C/2\alpha$ (voir Fig. 1-9 du Chapitre I). Une valeur particulière de $\sigma_C/2\alpha$ est la limite entre le comportement stable et instable de la cavitation.

Reprenons la figure 3-48 du chapitre précédent, représentant l'évolution des coefficients de cavitation critiques ($\sigma_{C,5\%}$ et $\sigma_{C,15\%}$) en fonction du coefficient de débit des inducteurs 8°, 10° et 13°en fonction du coefficient de débit ϕ. Afin de caractériser les instationnarités, rapportons les iso-$\sigma_C/2\alpha$ sur le diagramme comme le montre la figure 4-13.

Sur les machines étudiées, nous constatons que la longueur de la poche augmente et que son épaisseur diminue pour des σ_C/α croissants. Du point de vue dynamique, nous distinguons pour les inducteurs testés deux types de comportements, l'un relativement stable correspondant à des poches de longueurs modérées, l'autre instable pour des poches dont la longueur dépasse la demi-corde du profil. L'instabilité est plus ou moins périodique et sa période est proportionnelle à la vitesse de l'écoulement.

Une corrélation intéressante est mise en évidence entre le niveau des fluctuations de pression et le paramètre caractéristique $\sigma_C/2\alpha$. En effet, les forts niveaux de vibration enregistrés pour les inducteurs se trouvent tous dans la limite $\sigma_C/2\alpha < 0.8$, tandis que les très bas niveaux correspondent à $\sigma_C/2\alpha > 2$.

Quant à l'impact de la cavitation tournante non observée sur nos inducteurs, il peut être relié aux allures des courbes de chute de hauteur et notamment à débit partiel. En effet, ce phénomène est responsable d'un certain lissage de la zone de chute, ce qui la rend moins brusque.

Il est également possible d'introduire la pente du graphique donnant le coefficient de pression *total* ψ (i.e. basé sur les pressions totales), en fonction du coefficient de débit ϕ. En effet, selon [Tsujimoto, Kamijo et Brennen 2001], l'apparition et le développement de structures de vapeur du genre '*cavitation surge*' et '*rotating stall*' dépendent du rapport $(\partial\psi/\partial\phi)$.

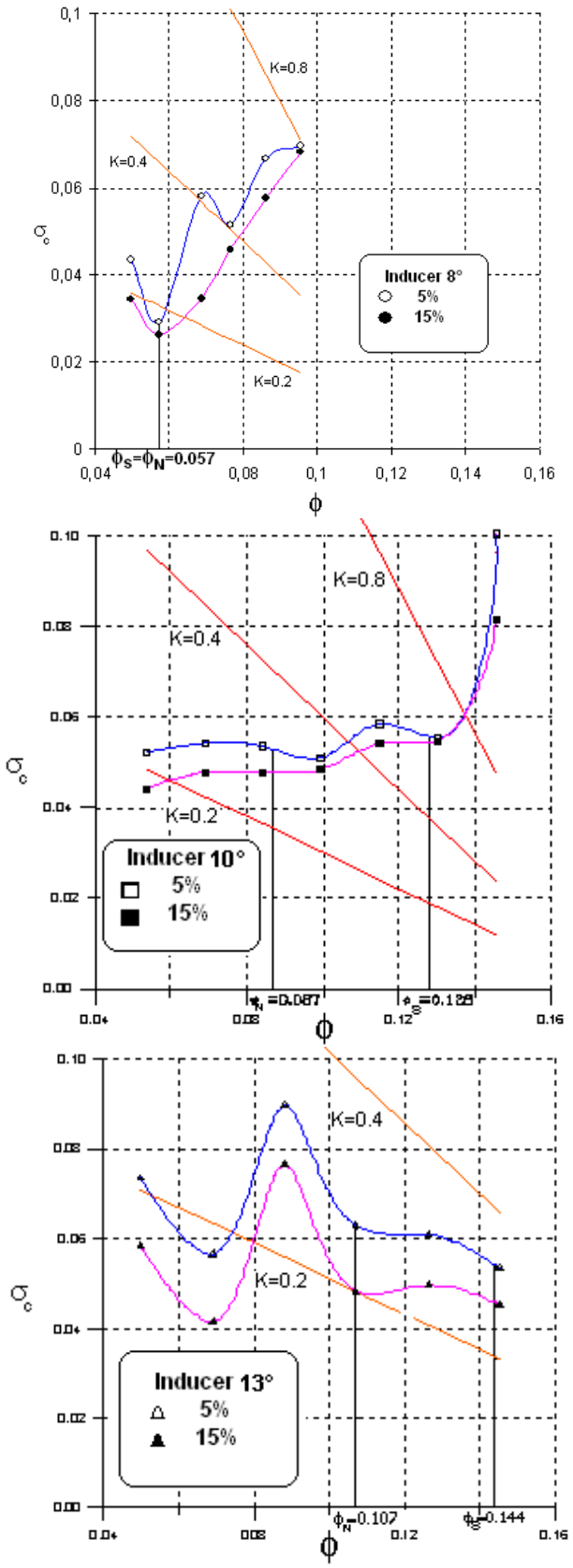


Figure 4-13- Influence de l'angle d'aubage sur les performances des inducteurs en régime cavitant. Paramètre de cavitation σ_C et iso-$\sigma_C/2\alpha$ ($K=\sigma_C/2\alpha$).

3- MISE EN ŒUVRE DES CALCULS ET ETUDES NUMERIQUES

3-1- Introduction :

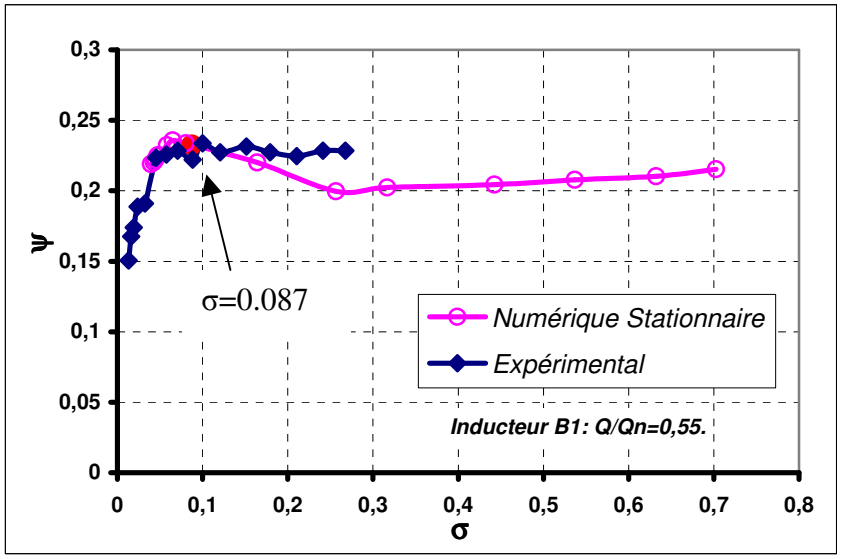
Suite aux résultats expérimentaux présentés à la section précédente, nous abordons dans ce qui suit la modélisation numérique. Dans cette partie, nous allons nous attacher à donner une description de la démarche suivie lors des simulations menées en régime instationnaire cavitant. Ensuite, nous fournirons des études de sensibilité menées sur l'inducteur B1 afin de mettre en relief l'impact du pas de temps et du modèle de turbulence sur les calculs instationnaires.

Les simulations numériques des écoulements dans cet inducteur sont effectuées en régime cavitant instationnaire pour deux débits : un sous-débit correspondant à Q/Q_N=0.55 et un débit proche du nominal : Q/Q_N =1.09. La pression est spécifiée à l'entrée de l'inducteur et le débit massique est fixé à la sortie. Pour ces débits, nous avons testé certaines valeurs du coefficient de cavitation σ dont notamment :

0.265 et 0.104 pour le rapport Q/Q_N =1.09
et 0.087 pour Q/Q_N=0.55.

Rappelons que le débit nominal de cet inducteur est de 337 m^3/h. La figure ci-dessous permet de localiser ces points sur les courbes de chutes de hauteur obtenues numériquement dans le cadre du Chapitre III en écoulement cavitant stationnaire, en plus des courbes expérimentales associées à ces débits. Dans les tableaux 4-1 à 4-3, nous représentons les niveaux de H, $NPSH$, ψ et σ, obtenus dans chaque cas.

Pour le rapport de débit Q/Q_N=0.55, l'écart entre la valeur de la hauteur obtenue par calcul instationnaire d'une part et celles obtenues par calculs stationnaires ou par mesures expérimentales d'autre part suggère que soit que le point se trouve déjà dans la zone de chute des performances pour les simulations instationnaires, soit que les calculs ne se sont encore pas stabilisés et ils peuvent donc remonter à plus de 7 m de hauteur. Quant au débit nominal, pour le faible coefficient de cavitation, on constate que la hauteur a déjà chuté. Pour le coefficient de cavitation de 0.263, le passage à la formulation instationnaire a amélioré le calcul des performances.



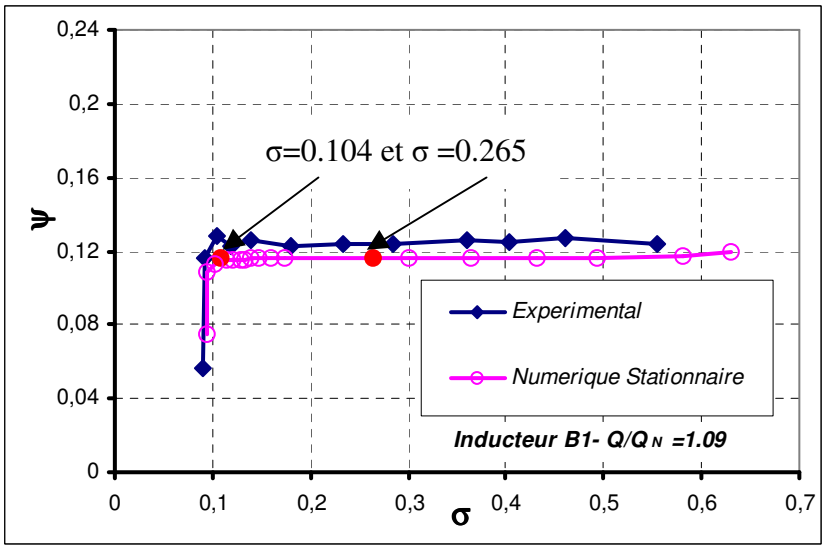


Figure 4-14 : Courbes de chute de hauteur pour Q/Q_N =0.55 et Q/Q_N =1.09.

	Expérimental	***Numérique : Cavitant stationnaire.***	***Numérique : Cavitant instationnaire.***
H (m)	7.065	7.409	6.010
NPSH (m)	1.404	1.393	1.390
ψ	0.221	0.232	0.188
σ	0.088	0.087	0.087

Tableau 4-1 : Q/Q_N=0.55 et σ=0.087 : Différentes valeurs de hauteur, de NPSH, de coefficient de cavitation et de coefficient de pression données par les tests expérimentaux, les calculs cavitants stationnaires et instationnaires.

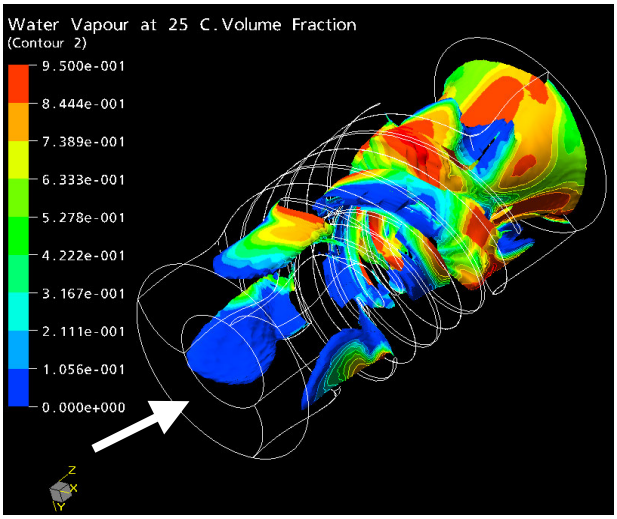
	Expérimental	***Numérique : Cavitant stationnaire.***	***Numérique : Cavitant instationnaire.***
H (m)	3.947	3.684	3.839
NPSH (m)	3.773	3.773	4.2
ψ	0.124	0.115	0.120
σ	0.265	0.265	0.263

Tableau 4-2 : Q/Q_N=1.09 et σ=0.265 : Différentes valeurs de hauteur, de NPSH, de coefficient de cavitation et de coefficient de pression données par les tests expérimentaux et les calculs cavitants stationnaires et instationnaires.

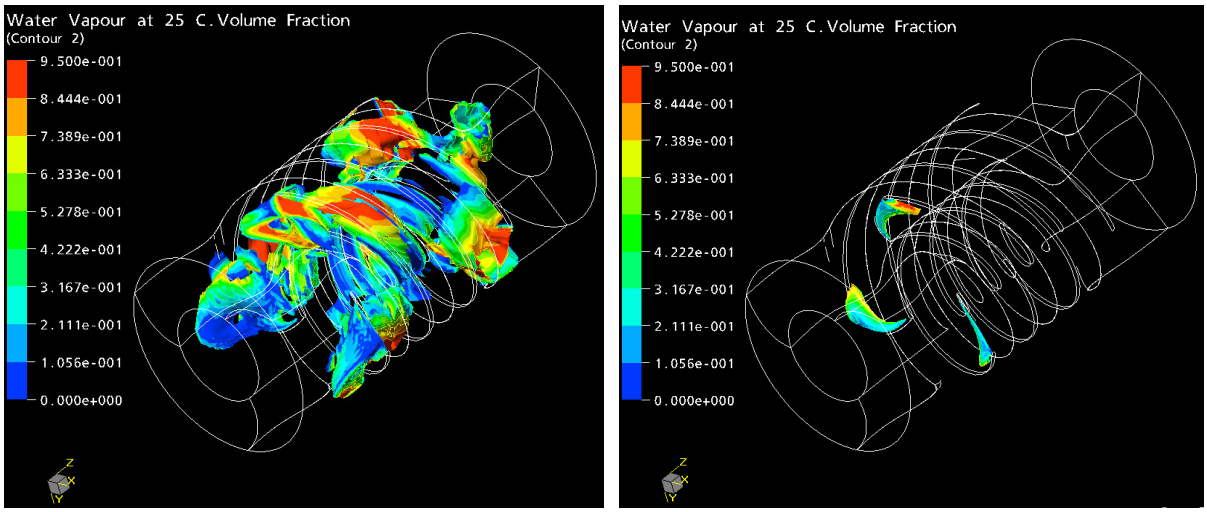
	Expérimental	*Numérique : Cavitant stationnaire.*	*Numérique : Cavitant instationnaire.*
H (m)	4.08	3.67	0.42
NPSH (m)	1.66	1.658	1.633
ψ	0.128	0.115	0.013
σ	0.104	0.104	0.102

Tableau 4-3 : Q/Q_N=1.09 et σ=0.104: Différentes valeurs de hauteur, de NPSH, de coefficient de cavitation et de coefficient de pression données par les tests expérimentaux et les calculs cavitants stationnaires et instationnaires.

Etant donné que les structures de cavitation en écoulement instationnaire obtenues dans un canal de l'inducteur sont fondamentalement instables (voir figure ci-dessous), il n'est pas possible de les caractériser par leurs états finaux, ni par un état intermédiaire. Il est donc nécessaire de générer des séquences de résultats selon une évolution temporelle de l'écoulement à travers des paramètres physiques caractérisant l'écoulement à divers instants.



a- Q/Q_N=0.55 et σ=0.087. La flèche indique le sens de l'écoulement principal



b- Q/Q_N=1.09 et σ=0.102 (à gauche) et σ=0.265 (à droite).

Figure 4-15 : Exemples de distributions instantanées de la fraction de vapeur au niveau de l'isobare $P=P_V$.

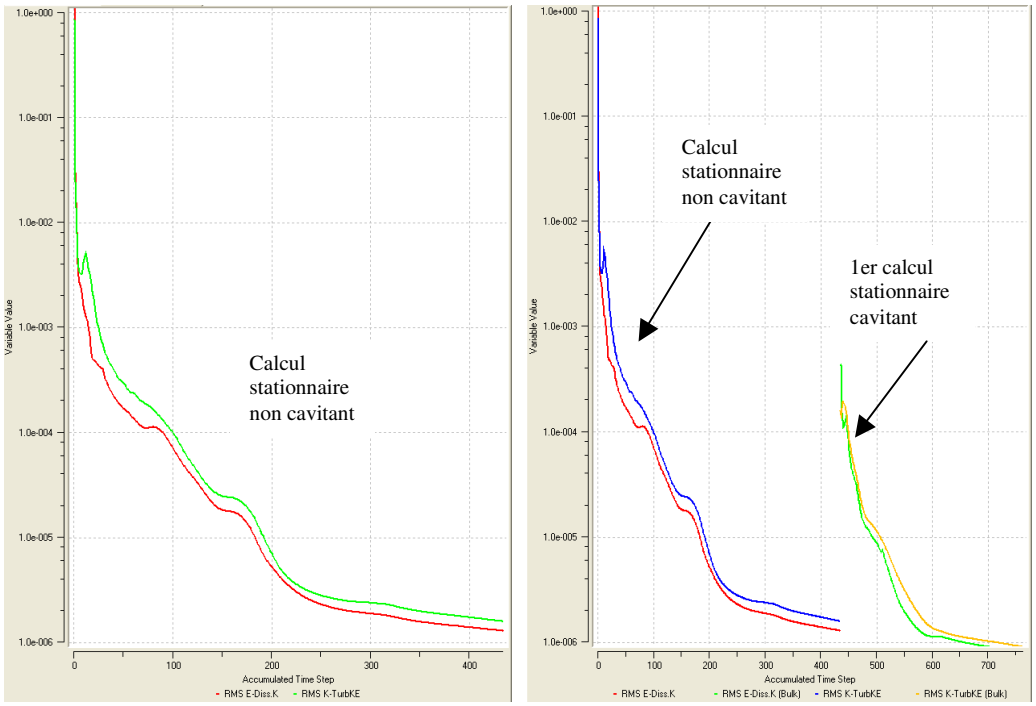
3-2- Procédure numérique

Nous avons présenté en détail à la section 2 du chapitre précédent, la démarche des calculs cavitants. La première étape étant la création de la géométrie de l'objet étudié, suivie de la génération d'un maillage. Pour le cas de la cavitation instationnaire, et vu les difficultés numériques et la qualité exigée pour le maillage, nous avons opté pour le maillage structuré de 900 000 noeuds.

Tel que nous l'avons précisé, pour des raisons numériques, nous entamons la procédure de simulation par un calcul stationnaire non cavitant, avec une pression d'entrée élevée. Nous récupérons ensuite le résultat de ce calcul et nous l'utilisons en tant que condition initiale d'un calcul stationnaire cavitant avec la même pression d'entrée. Pour le calcul d'après, nous réduisons la pression en utilisant les résultats précédents en tant que condition initiale et ainsi de suite, tout en prenant soin de réduire le pas de pression au fur et à mesure que l'on s'approche de la zone critique de chute des performances.

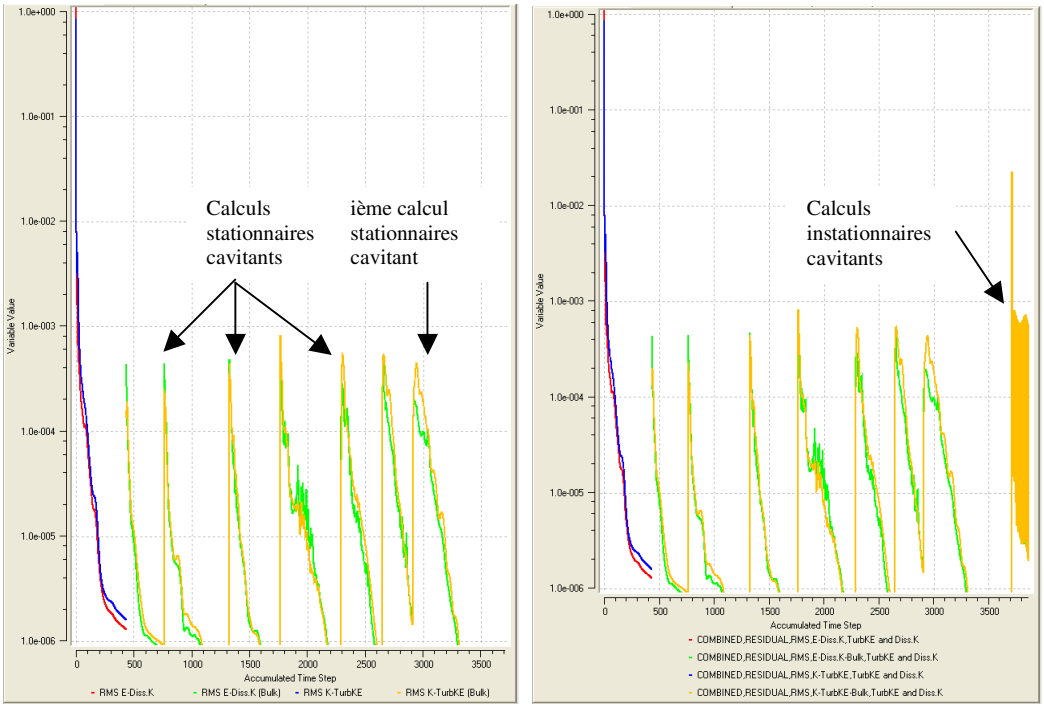
Dans une deuxième étape, nous réalisons des calculs cavitants instationnaires comme indiqué dans l'organigramme de la figure 3-7 (Chapitre III). A cet effet, nous récupérons les résultats de ce régime stationnaire pour initialiser le régime instationnaire. Ceci conduit à utiliser la distribution calculée des champ de pression, de vitesse et des diverses autres grandeurs physiques comme donnée à l'instant t=0 du calcul instationnaire cavitant (voir figure ci-dessous).

Pour réduire les instabilités numériques et favoriser la convergence, il est préférable que les valeurs des paramètres et des variables d'entrée des divers modèles impliqués dans les deux types de calculs stationnaires et instationnaires, à une pression d'entrée donnée et un débit de sortie donné, soient les mêmes.



A gauche, étape 1: Courbes de résidus pour le calcul stationnaire non cavitant.

A droite, étape 2: Courbes de résidus pour le premier calcul cavitant.



A gauche, étape i: Courbes de résidus pour le $i^{ème}$ calcul stationnaire cavitant.

A droite, étape i+1: Courbes de résidus pour le calcul instationnaire correspondant à l'$i^{ème}$ calcul stationnaire cavitant précédent.

Figure 4-16 : Courbes des résidus relatifs à la turbulence pour les diverses étapes de calcul. Les résidus sont représentés en fonction du nombre de pseudo pas de temps pour le cas stationnaire et en fonction du pas de temps pour le cas instationnaire.

3-3- Discrétisation spatio-temporelle des équations

Nous avons vu au chapitre précédent que pour la simulation de l'écoulement dans les inducteurs, nous appliquons des méthodes 3D, dans lesquelles il faut résoudre l'équation de masse, les équations de Navier-Stockes, les équations d'état et éventuellement l'équation de l'énergie dans l'espace entourant les aubes. La discrétisation spatiale de ces équations de conservation étant décrite à la section 5-6 du Chapitre II, nous présenterons brièvement dans ce qui suit leur procédure de discrétisation temporelle.

En effet, nous avons adopté pour les simulations numériques en écoulement instationnaire, pour des schémas d'intégration temporelle amont d'Euler, précis et d'ordre 2. Rappelons que dans un schéma d'ordre 1, on écrit pour une grandeur φ, dans un volume de contrôle V :

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\int_v \rho\varphi dv\right) = \frac{V}{\Delta t}(\rho^{n+1}\varphi^{n+1} - \rho^n\varphi^n)$$

et dans le schéma d'ordre 2 :

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\int_v \rho\varphi dv\right) = \frac{V}{2\Delta t}(3\rho^{n+1}\varphi^{n+1} - 4\rho^n\varphi^n + \rho^{n-1}\varphi^{n-1})$$

les indices n, n+1 et n-1 sont respectivement relatifs au pas de temps actuel, au suivant et au précédent.

3-4- Durée des calculs et étude de l'influence du pas de temps

Dans ce paragraphe, nous présentons les données relatives au pas de temps et qui sont impliquées dans les simulations numériques effectuées en régimes instationnaires.

Afin d'étudier le caractère instationnaire de l'écoulement dans les inducteurs, nous avons choisi un temps de référence :

$$T_{ref} = \frac{2\pi / \omega}{\text{Nombre des pales}}$$

avec ω=1450×(2π/60) rad/s. Ainsi, nous obtenons un temps de référence T_{ref}=1.379.10^{-2}s, qui représente la période de temps s'écoulant entre le passage de deux pales successives en un point déterminé.

Si on désire donc avoir à titre d'exemple entre deux passages de pales 1379 itérations, il faudra prendre un pas des calculs instationnaires Δt=10^{-5}s. Rappelons que pour les simulations de l'écoulement cavitant stationnaire, il fallait environ 1200 itérations en menées avec des pseudo pas de temps, avant d'atteindre la convergence.

A chaque nouveau pas de temps ou nouvelle itération, les calculs sont menée en boucles ou sous-itérations ('*loops*') pouvant avoir au maximum un nombre égal à 8 (paramètre que nous introduisons dans le modèle). Autrement dit, une fois les calculs commencés à un pas de temps, le '*solver*' ne passe au pas d'après que s'il a atteint le critère de convergence sur les résidus qui est de 10^{-4} pour les différentes équations de conservation, ou s'il a fait les 8 sous-itérations sans atteindre les résidus de 10^{-4}. l'expérience nous a montré que ce dernier cas est à éviter si on veut garantir une bonne qualité de convergence.

Les fichiers des résultats étant très volumineux, nous avons donc choisi de stocker ceux qui correspondent à un certain nombre d'intervalles de temps. A titre d'exemple si on stocke les résultats 10 positions intermédiaires de la pale (voir figure ci-dessous), alors ceci nous conduit à un stockage de résultats tous les 137 pas.

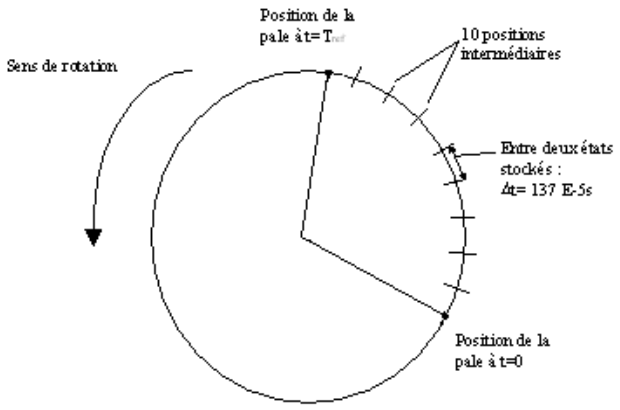


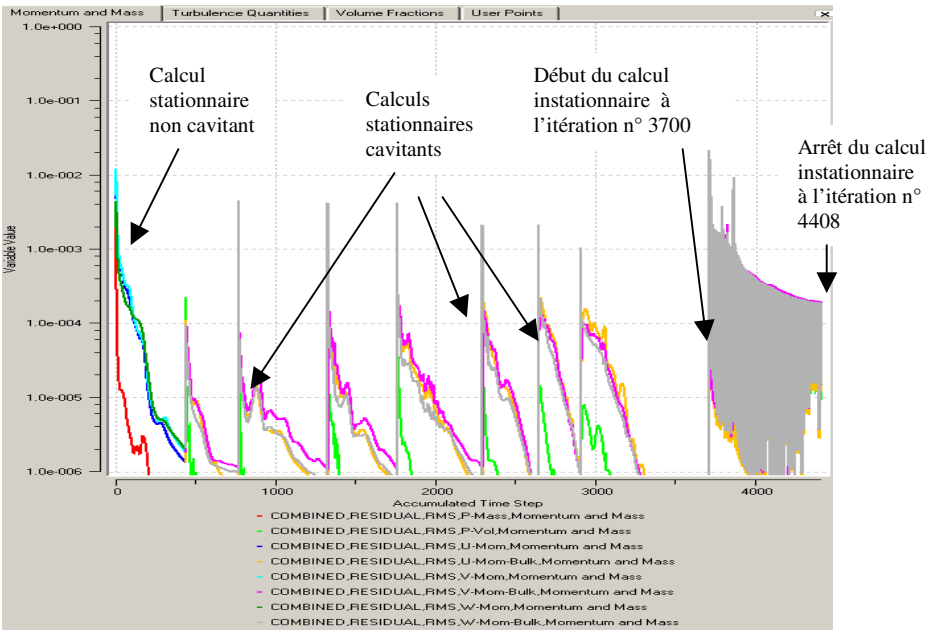
Figure 4-17 : Pas de temps en formulation instationnaire.

Par ailleurs et avant de commencer le stockage des données, il est nécessaire de laisser l'inducteur tourner afin de sortir de la période de transition qui est numériquement instable et qui

représente une étape numérique intermédiaire entre le régime stationnaire et le régime instationnaire. Considérons l'exemple d'un calcul instationnaire cavitant mené avec le modèle *k-ε*. La figure ci-dessous montre que le calcul instationnaire a débuté à l'itération n°3708 et qu'il a été arrêté à l'itération n° 4408. Cela correspond donc à 700 itérations et ça ne représente même pas un passage de pale car il faut 1379 itérations par passage de pale.

Sur la même figure, on pourra constater que ces 700×10^{-5} s ont nécessité un temps réel de calcul de 3 jour et 21 heures. Ainsi, on comprendra la raison pour laquelle il faut laisser tourner un calcul instationnaire pendant au moins trois semaines (pour **un** coefficient de cavitation donné à **un** débit donné) si on désire permettre à l'inducteur de réaliser 2 à 3 tours autour de son axe de rotation, avant de commencer à capturer les 10 états intermédiaires.

C'est pour cette raison qu'il n'a pas était possible de tester plusieurs modèles de turbulences, car en plus de ces 2 à 3 semaines indispensables au calcul instationnaire, il faut rajouter 4 jours pour l'obtention des 10 états intermédiaires et ne pas oublier tous les calculs intermédiaires qui ont commencé par un calcul stationnaire non cavitant à 1 atm en tant que pression d'entrée (5 à 8 heures de durées), suivi d'un calcul cavitant stationnaire à la même pression (1 à 2 jours) et une dizaine d'autres calculs stationnaires cavitants dans lesquels la pression se dégrade de 10000 Pa à chaque fois (durée totale d'environ 2 semaines) avant d'arriver à la pression d'entrée choisie pour le calcul instationnaire cavitant.



a- Résidus de masse et de quantité de mouvement.

```
+--------------------------------------------------------------------+
|                         Job Information                            |
+--------------------------------------------------------------------+

Host computer:  ANTIPOLIS
Job finished:   Mon Jan 23 10:24:17 2006
Total CPU time: 3.230E+05 seconds
             or: (          3:         17:         43:    11.125 )
                 (       Days:      Hours:    Minutes:    Seconds )

Total wall clock time: 3.352E+05 seconds
             or: (          3:         21:          6:    21.000 )
                 (       Days:      Hours:    Minutes:    Seconds )

End of solution stage.

+--------------------------------------------------------------------+
| The results from this run of the CFX-5 solver have been written to |
| d:\cfx_5.7\b1qq109\cal7_ke_ins\cal7_001.res                         |
+--------------------------------------------------------------------+
```

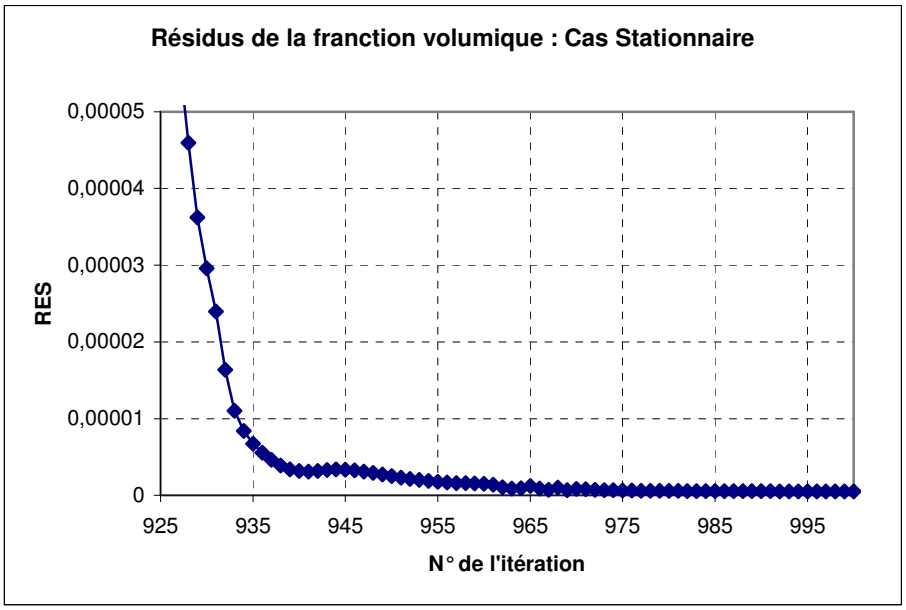
b- Temps de calcul.

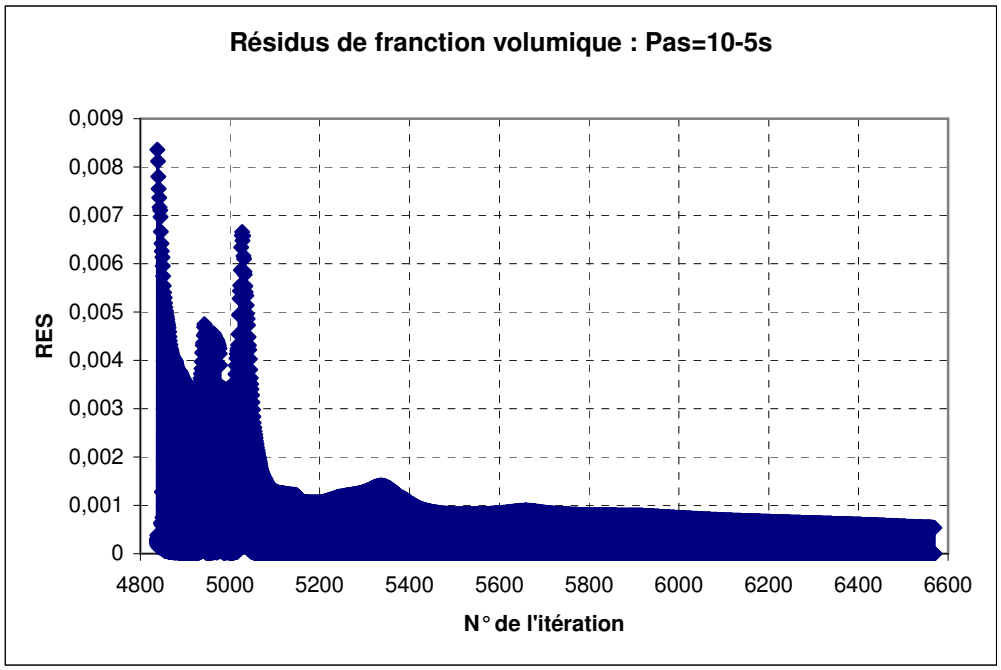
Figure 4-18 : Enchaînement et durée des calculs.

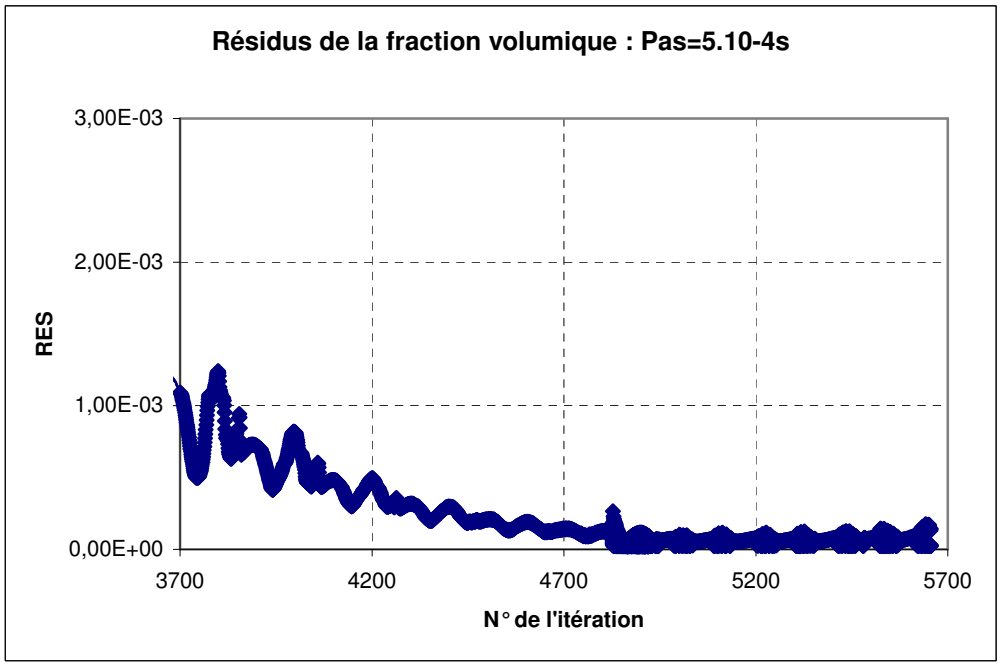
Comparaison de résultats obtenus avec deux pas de temps distincts

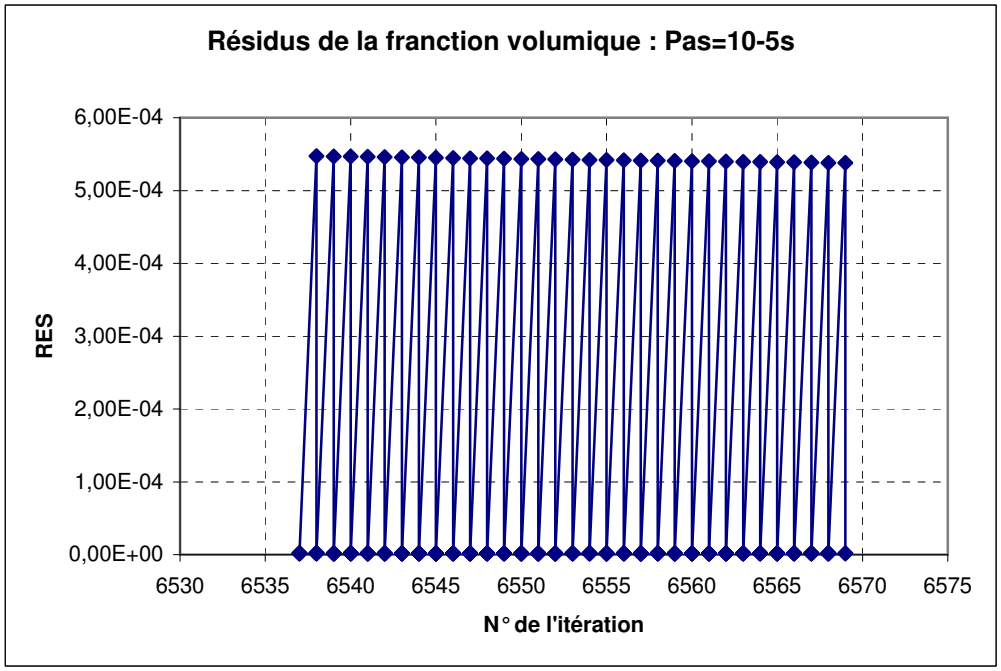
Le choix du pas de temps étant crucial à la fois pour la rapidité des calculs et la qualité des résultats, nous avons ajusté ce paramètre en fonction des résidus obtenus. En effet, nous pouvons définir un taux moyen de convergence comme étant R_n/R_{n-1} où R_n représente les résidus *RMS* (‘*Root Mean Square*’) normalisés d’un pas de temps donné et R_{n-1} ceux du pas qui le précèdent. Un taux inférieur ou égal à 0.85 est très satisfaisant. Si la convergence est plus lente, mais tout en étant de bonne qualité, i.e. que les résidus continuent à baisser de manière monotone, on peut augmenter le pas de temps, afin d’obtenir un taux de convergence plus élevé.

Nous présentons dans ce qui suit les résultats des simulations numériques menées avec deux valeurs différentes de pas de temps : $\Delta t_1=10^{-5}$s et $\Delta t_2=50\times\Delta t_1=5.10^{-4}$s, en régime instationnaire cavitant. Les calculs réalisés dans l’inducteur B1, pour un rapport de débit Q/Q_N=0.55 et un coefficient de cavitation initialement fixé à σ=0.0875. Les échelles étant les mêmes sur les deux graphiques. D’ailleurs nous appliquerons ce principe d’échelles identiques pour les différentes comparaisons des résultats effectuées dans le reste de ce chapitre.




Résidus de franction volumique : Pas=10-5s
RES
0,009
0,008
0,007
0,006
0,005
0,004
0,003
0,002
0,001
0
4800
5000
5200
5400
5600
5800
6000
6200
6400
6600
N° de l'itération


Résidus de la fraction volumique : Pas=5.10-4s
RES
3,00E-03
2,00E-03
1,00E-03
0,00E+00
3700
4200
4700
5200
5700
N° de l'itération



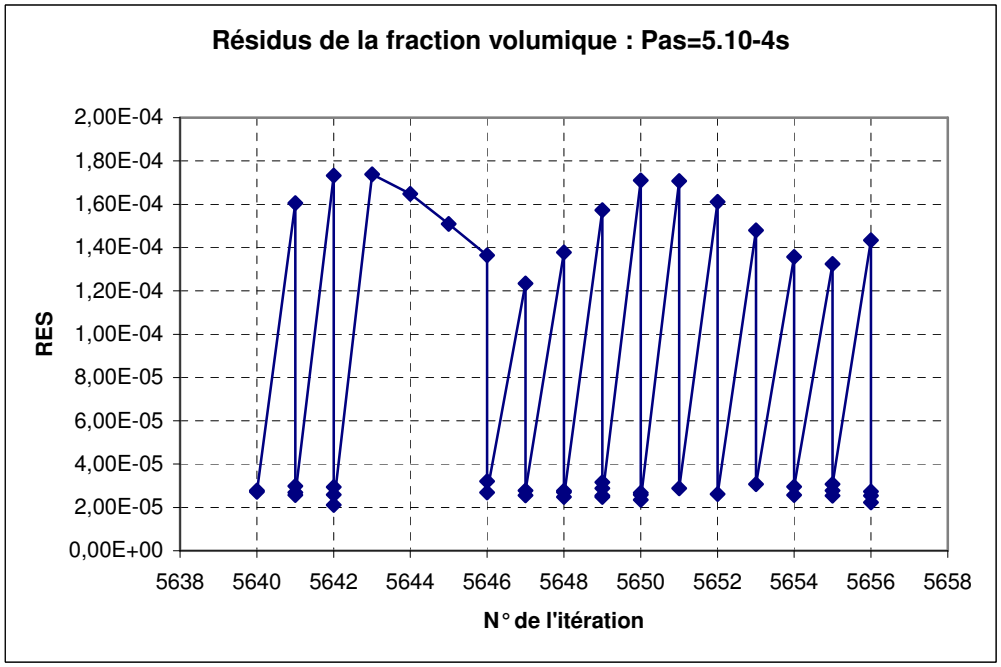


Figure 4-19 : Influence du pas de temps sur l'évolution des résidus.

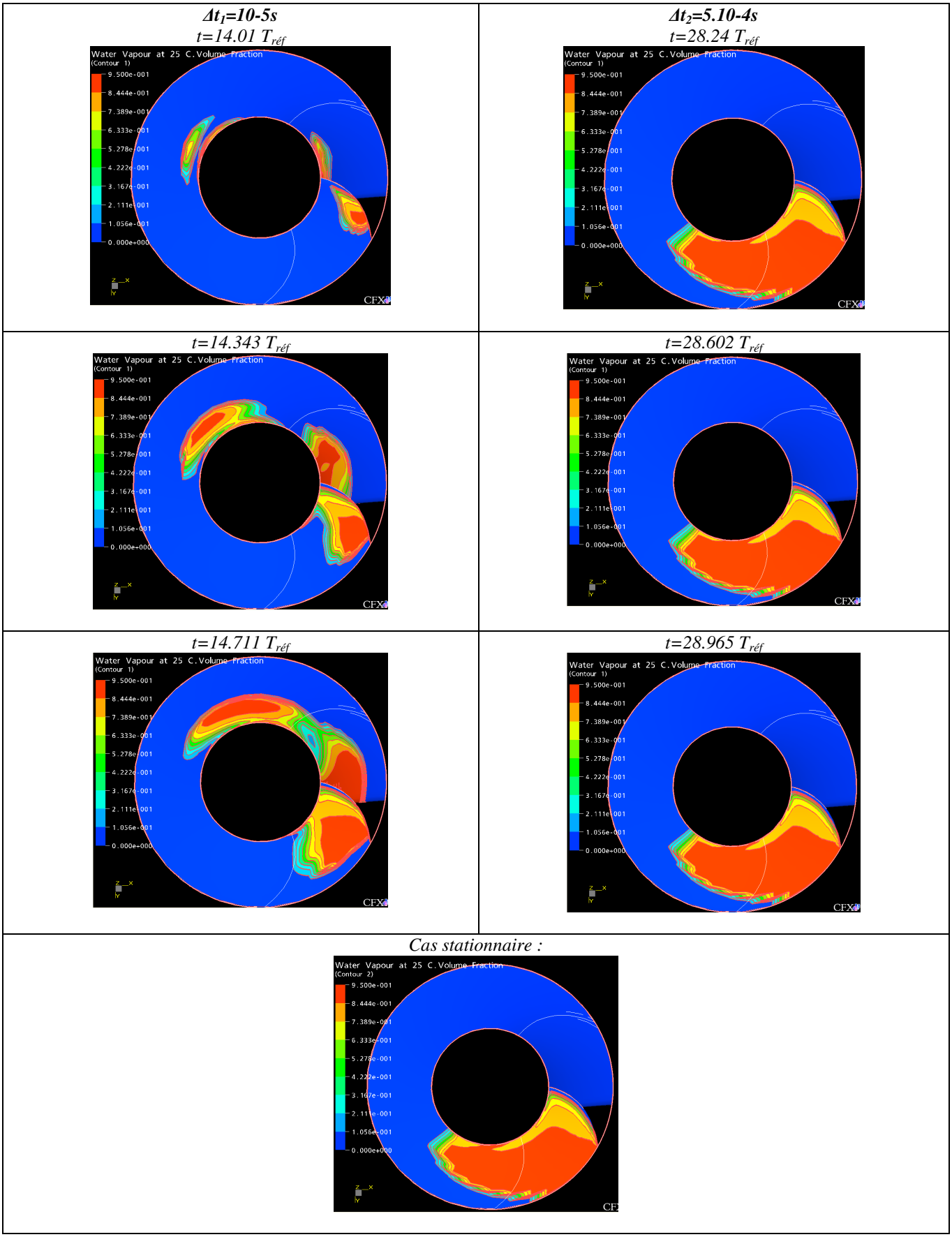


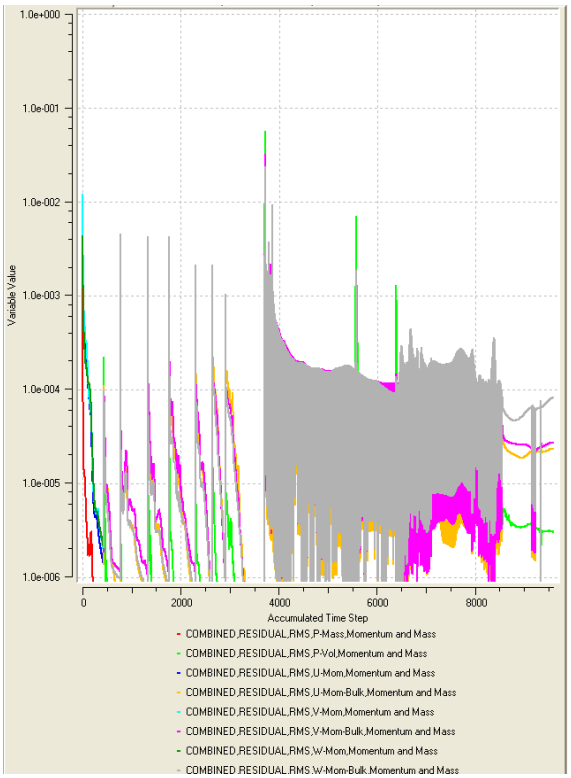
Figure 4-20 : Influence du pas de temps sur l'évolution instantanée de la fraction de la vapeur à la surface d'une pale. Conditions de calcul : Q/Q_N=0.55, σ=0.087 et modèle k-ε..

Tel que le montre ces graphiques, le pas de temps a de manière évidente une influence importante sur les résultats des simulations : en passant d'un pas de 5.10^{-4}s à 10^{-5}s, les caractéristiques de l'écoulement varient nettement. Par ailleurs, il est difficile de considérer la fréquence d'un éventuel cycle de cavitation comme critère d'évaluation de la qualité des résultats, car il est difficile de déterminer la valeur précise vers laquelle elle serait entrain de converger avant d'avoir effectué plusieurs tours autour de l'axe de rotation, et observé en parallèle l'évolution des poches.

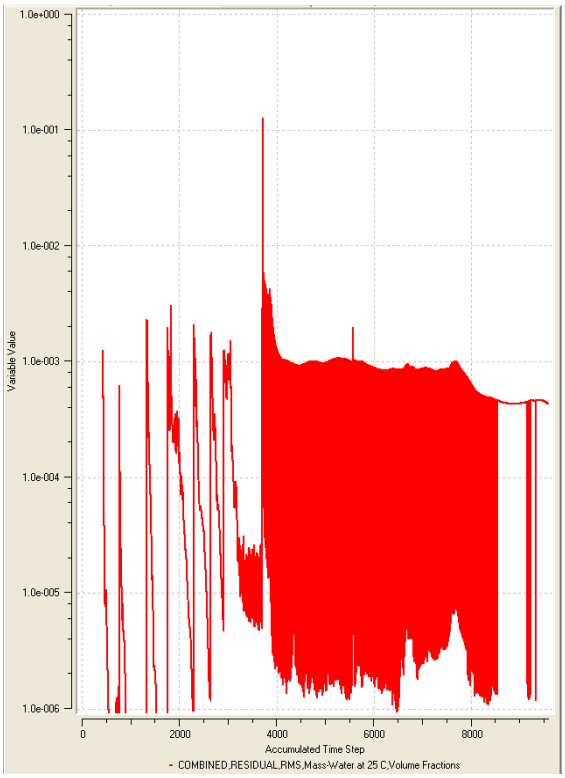
A l'issue de ces calculs, nous avons donc retenu le pas de 10^{-5}s, que nous considérons satisfaisant pour modéliser le régime cavitant instationnaire dans l'inducteur B1, surtout que nous utilisons un schéma numérique d'intégration temporelle de second ordre conne nous l'avons déjà précisé.

3-5- Etude de la convergence

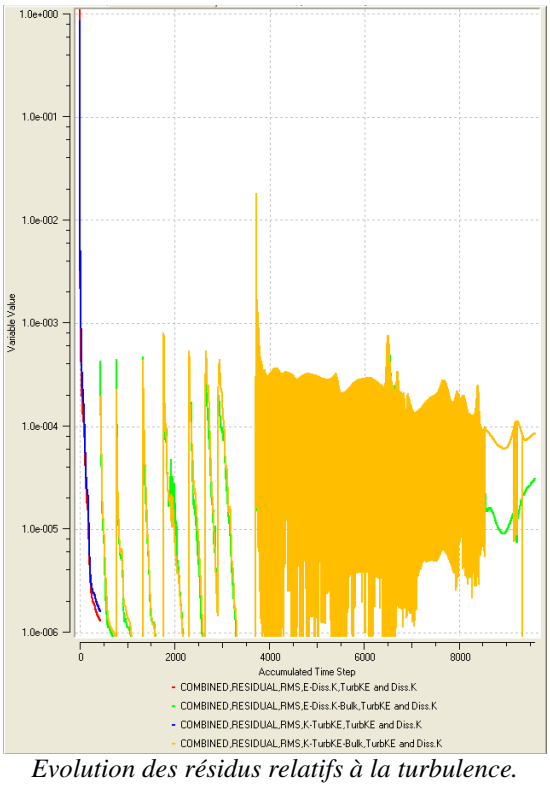
Nous avons choisi de mener l'étude de la convergence à travers, entre autres, l'illustration du degré de stabilisation des résidus de diverses grandeurs en régime cavitant instationnaire. Nous renvoyons à la section 2-3 du Chapitre III pour la définition des résidus. Concernant les calculs dans les inducteurs, nous avons choisi d'analyser l'évolution des résidus relatifs à la masse, à la quantité de mouvement, à la fraction volumique et à la turbulence. Nous avons également étudié la progression de la hauteur et du *NPSH* en fonction du temps et du développement oscillant des cavités dans l'espace inter-aube. Les critères de convergence que nous avons adoptés en cavitation instationnaire sont les mêmes que pour le cas stationnaire. Notons toutefois qu'au fur et à mesure des itérations, les résidus tendent à augmenter par rapport à ceux du cas stationnaire. Les figures ci-dessous représentent l'évolution de ces paramètres en fonction du temps dans le cas de l'inducteur B1, à Q/Q_N=1.09 et σ=0.102. La turbulence étant modélisée par le modèle k-ε modifié.



Evolution des résidus relatifs à la masse et à la quantité de mouvement en fonction du nombre d'itérations.



Evolution des résidus relatifs à la fraction volumique.



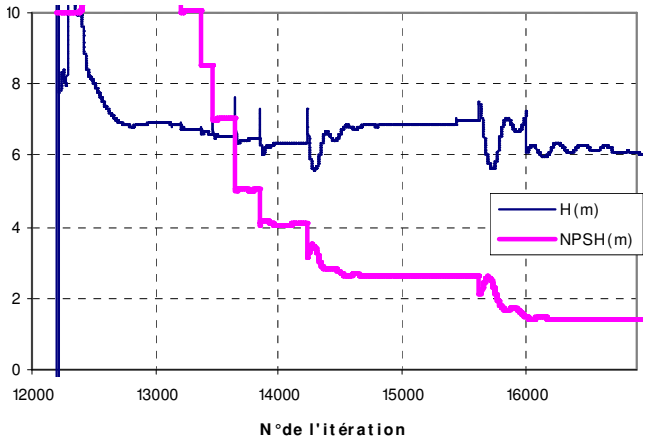
Evolution des résidus relatifs à la turbulence.

Figure 4-21 : Evolution des résidus. Conditions de calculs : Modèle k-ε modifié, Q/Q_N=1.09 et σ=0.104.

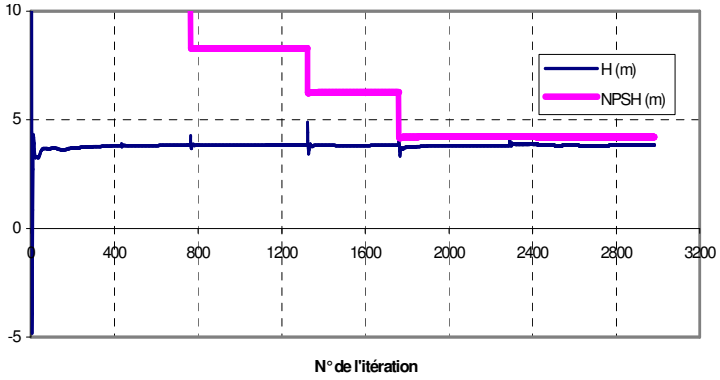
Tel qu'on peut le constater sur ces figures, une fois les calculs stabilisés, les résidus évoluent de manière monotone vers des valeurs de plus en plus faibles qui caractérisent une bonne convergence. En effet, les deux conditions nécessaires et suffisantes pour assurer la convergence d'un schéma numérique tel que les schémas d'Euler, Euler Modifié, Runge-Kutta, Adams-Moulton ou d'Adams-Bashforth sont la consistance et la stabilité de la méthode. La

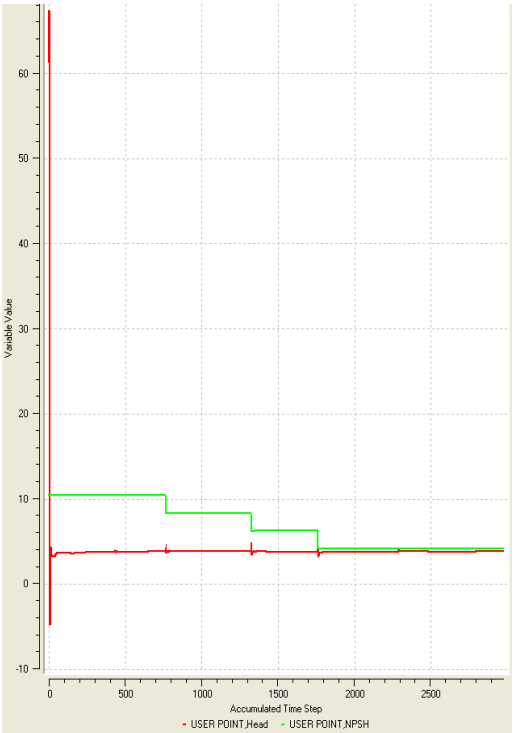
consistance traduit le fait que le problème est « bien posé » et la stabilité concerne l'insensibilité de la méthode adoptée aux erreurs d'arrondis, ainsi qu'à une éventuelle perturbation de la solution initiale.

Les calculs cavitants instationnaires présentés sur cette figure ont été entamés à la 4827 ème itération. Sur ces figures, nous les avons arrêtés à la 6575ème. Ceci correspond donc à 1748 itérations, soit un intervalle de temps $\Delta t=1.748\ 10^{-2}$ s, correspondant à 1.27 $T_{réf}$. Durant cet intervalle, nous constatons que les résidus sont passés de plus de 2.10^{-4} à plus ou moins $1.5.10^{-4}$.

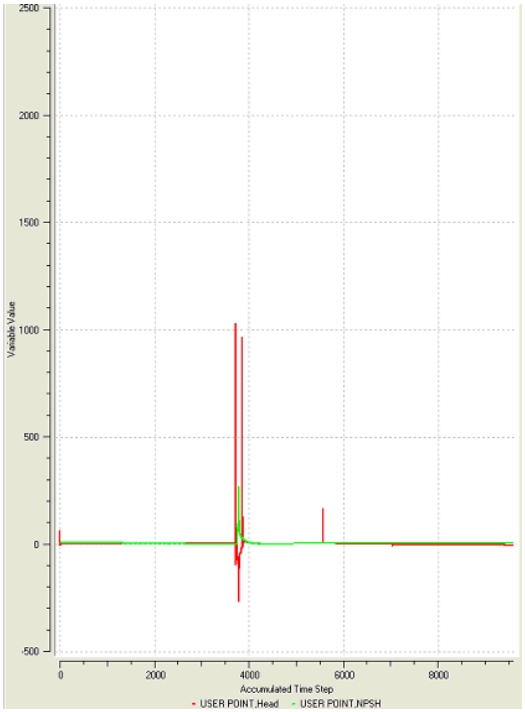


a- Evolution du NPSH et de la hauteur statique en fonction du nombre total de sous-itérations, avec une moyenne de 2 à 4 sous-itérations pour chaque itération. Q/Q_N=0.59 et σ=0.087.





b- Evolution du NPSH et de la hauteur statique en fonction du nombre total de sous-itérations. Q/Q_N=1.09 et σ=0.263.



c- Q/Q_N=1.09 et σ=0.102.

Figure 4-22 : Convergence de la hauteur et du NPSH pour (Q/Q_N=0.59 et σ=0.087), (Q/Q_N=1.09 et σ=0.263) et (Q/Q_N=1.09 et σ=0.102).

En revanche, et contrairement à la hauteur générée par l'inducteur, le *NPSH* n'est pas affecté par le passage au régime instationnaire, qui s'est par ailleurs effectué à l'itération n°4827 (voir figure ci-dessus). On peut constater qu'après la brusque variation de hauteur enregistrée lors du passage stationnaire/instationnaire, le *NPSH* retrouve une valeur égale à celle qui est fournie par le calcul stationnaire alors que la hauteur converge vers 6.010 m (au lieu des 7.065 m obtenus en stationnaire). A titre illustratif, nous avons également représenté sur la figure ci-dessus les résultats relatifs au rapport de débit Q/Q_N=1.09.

Précisons que pour les simulations numériques en régime instationnaire, il arrive que les résultats obtenus renferment des perturbations qui en affectent la stabilité. Par ailleurs, en écoulement instationnaire, il a été délicat d'assurer la convergence de la masse au cours des simulations numériques. En effet, au niveau des interfaces séparant le liquide et la vapeur, une cellule donnée peut renfermer uniquement du liquide alors que la cellule voisine ne contient que de la vapeur pure. Ceci implique donc des gradients de densité énormes à la fois dans l'espace et dans le temps qui persistent même avec l'utilisation de maillages raffinés.

En plus de l'impact de la grande variation de ces gradients de densité, l'écoulement étant instationnaire, il peut devenir très fluctuants dans le temps, surtout en cas de forte turbulence à l'intérieur de la cavité, tel que nous le montrerons par la suite. Dans ce cas, il arrive que le pas de temps choisi et qui est de 10^{-5} s pour l'inducteur B1, ne soit pas suffisant pour gérer ces instationnarités.

3-6- Etude de l'influence du modèle de turbulence sur les simulations en régime instationnaire

Sur la base des modèles présentés au Chapitre II, des calculs sont réalisés dans l'inducteur B1. Tel qu'on pouvait s'y attendre, la qualité des résultats en écoulement instationnaire s'avère liée au modèle de turbulence utilisé, même si des instabilités de cavitation similaires ont pu être observées avec tous les modèles testés pour le cas de cet inducteur. Dans le cadre de cette étude de sensibilité, nous présentons la mise en œuvre de trois modèles : *k-ε* standard, *k-ε RNG* standard et *k-ε RNG* avec une expression modifiée par [Reboud et al. 1998] pour la viscosité turbulente.

Rappelons que la viscosité effective pour chaque phase s'écrit de la façon suivante :

$$\mu = \mu_t + \mu_l$$

où μ_t est la viscosité turbulente et μ_l la viscosité linéaire avec $\mu_t = f(\rho) C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon}$ [Orszag 1993] et $f(\rho)=\rho$ dans le cas d'un écoulement monophasique. Pour les écoulements monophasiques, [Reboud et al. 1998] ont proposé une formulation arbitraire de $f(\rho)$ présentée à la section 5-4 du Chapitre II sous la forme :

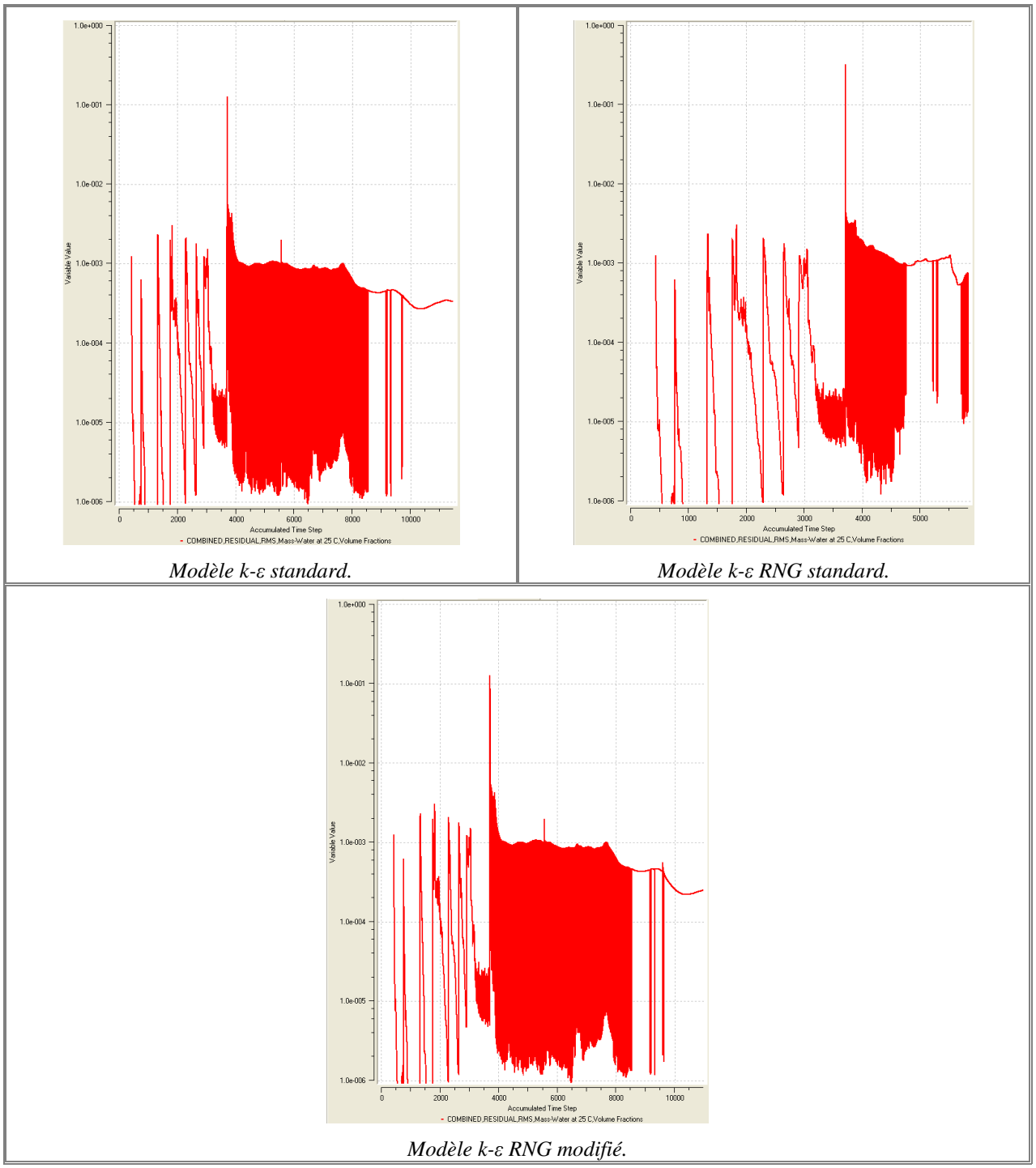
$$\mu_t = \left[\rho_v + \left(\frac{\rho_v - \rho}{\rho_v - \rho_l} \right)^n (\rho_l - \rho_v) \right] C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \qquad (2\text{-}74)$$

Il serait intéressent d'étudier en perspective la qualité des résultats obtenus avec le modèle *DES* basé sur le modèle *k-ω*. Les simulations numériques dans ce dernier cas doivent être menées dans les trois canaux de l'inducteur, car le modèle *DES* ne se prête pas aux géométries présentant des surfaces périodiques ou symétriques. Ceci triplera la taille du maillage et augmentera considérablement le temps de calcul.

Présentation des résultats

Les résultats numériques exposés dans cette section correspondent au rapport de débit Q/Q_N=1.09 et au coefficient de cavitation σ=0.102 dont la position sur la courbe de chute des performances est montrée sur la figure 4-14.

Commençons par les courbes de résidus, afin de montrer l'effet du modèle de turbulence sur le taux de convergence. Sur la figure ci-dessous, nous constatons que les résidus relatifs à la fraction volumique de la vapeur descendent plus rapidement sous la barre de 10^{-3} dans le cas du modèle *k-ε RNG* standard. Quant aux modèles *k-ε* standard et *k-ε RNG* modifié, leurs taux de convergence sont similaires.



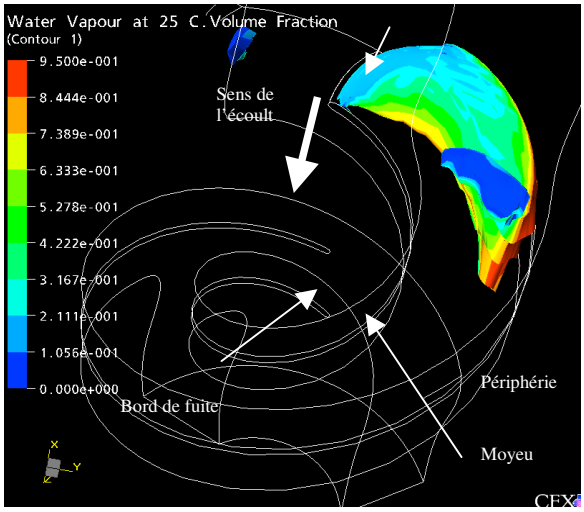
Modèle k-ε standard.

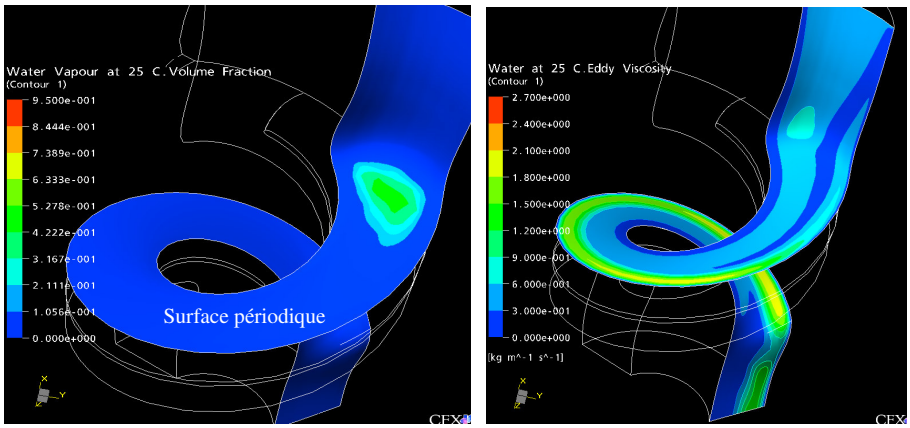
Modèle k-ε RNG standard.

Modèle k-ε RNG modifié.

Figure 4-23 : Influence du modèle de turbulence sur les courbes de résidus relatifs à la fraction volumique.

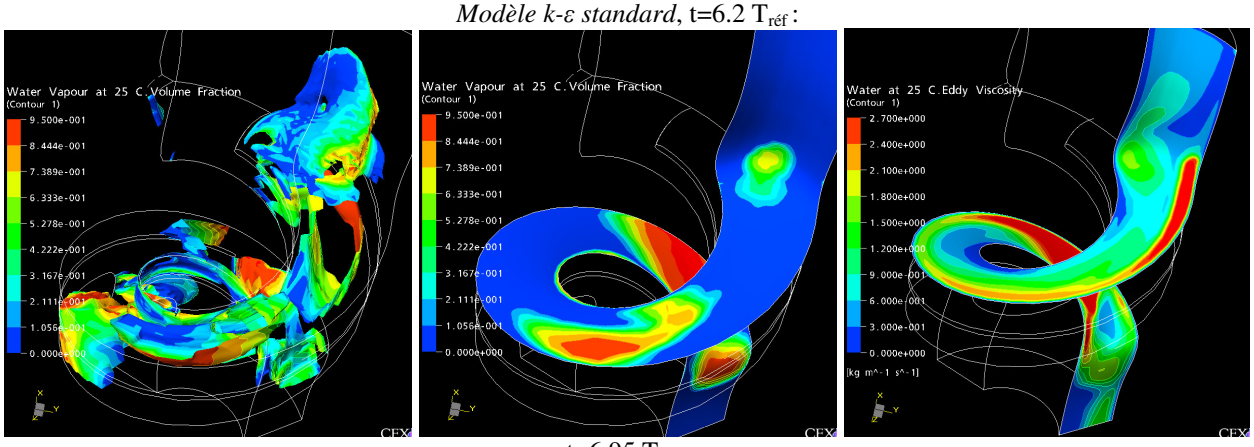
Afin d'approfondir l'analyse de l'impact du modèle de turbulence nous représentons également la taille et l'emplacement de l'isobare $P=P_V$ ainsi que les contours de fraction volumique de la vapeur au niveau de cette iso-surface. Nous commençons par les résultats obtenus dans le cadre des calculs stationnaires. Concernant les calculs instationnaires, plusieurs images successives décrivent minutieusement l'évolution de l'écoulement cavitant, afin de comprendre la façon avec laquelle le modèle de turbulence intervient sur la viscosité dynamique, nous avons également représenté les contours de ce paramètre au niveau de la surface périodique situé à mi-distance entre deux pales successives. Rappelons que cette surface qui est du type interface fluide/fluide, représente la limite supérieure du domaine d'étude (voir Fig. 3-1).



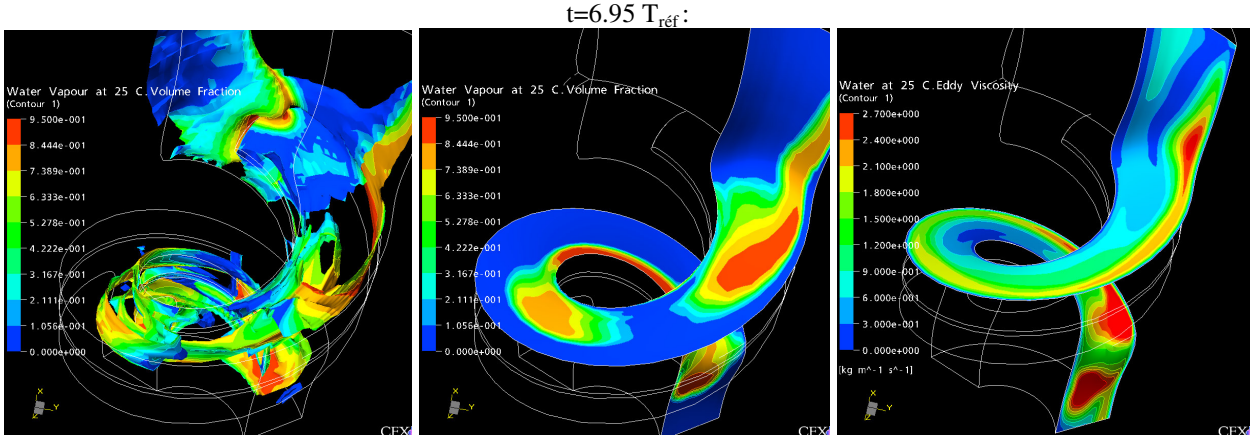


a- Cas stationnaire, modèle k-ε standard – Fraction volumique de vapeur et viscosité turbulente. Cette dernière reste élevée, même dans les zones situées à l'aval de la cavité.

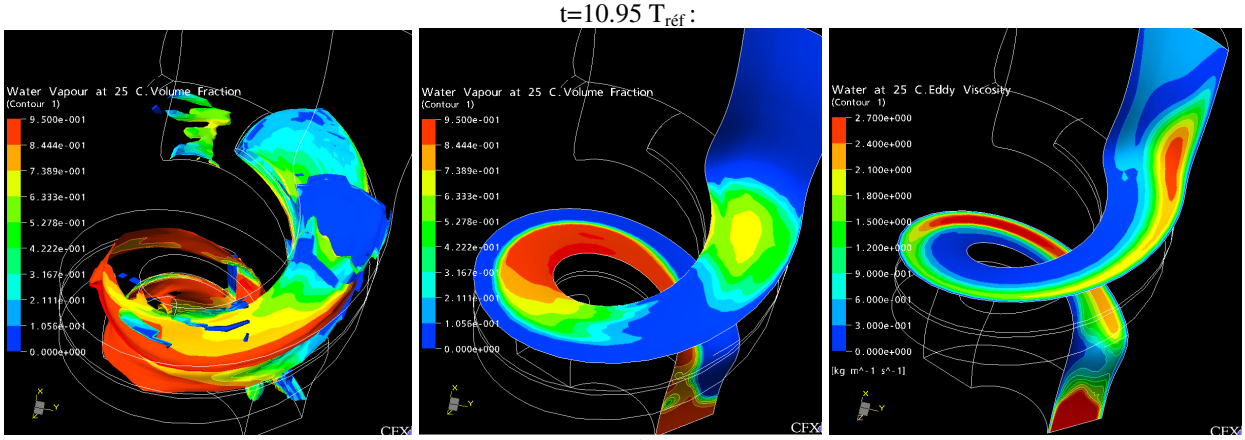
Modèle k-ε standard, t=6.2 $T_{réf}$:



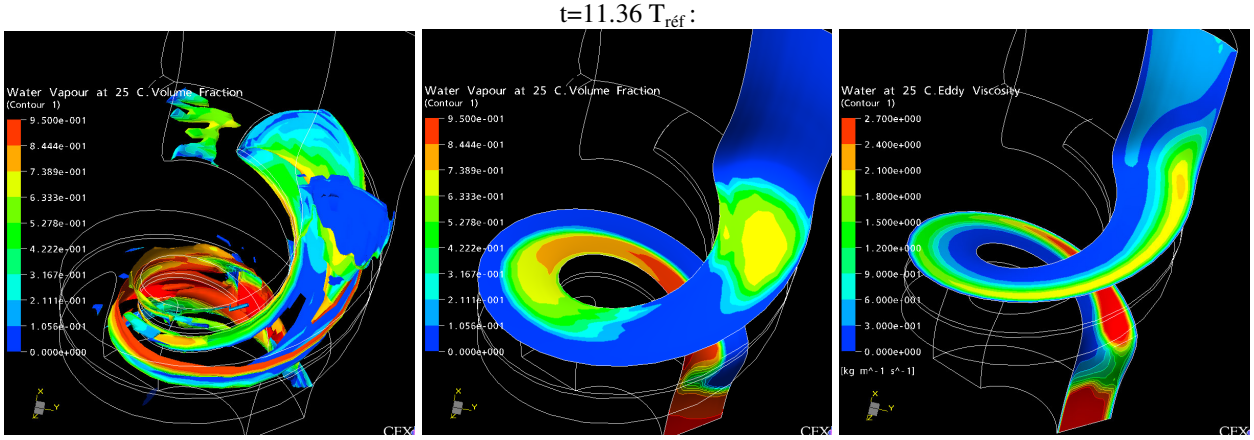
t=6.95 $T_{réf}$:



t=10.95 $T_{réf}$:

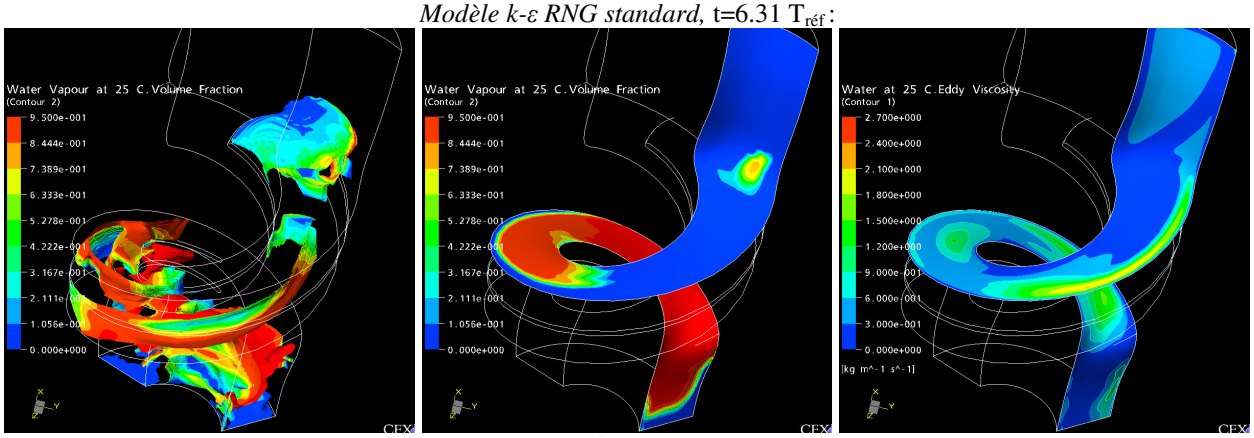


t=11.36 $T_{réf}$:

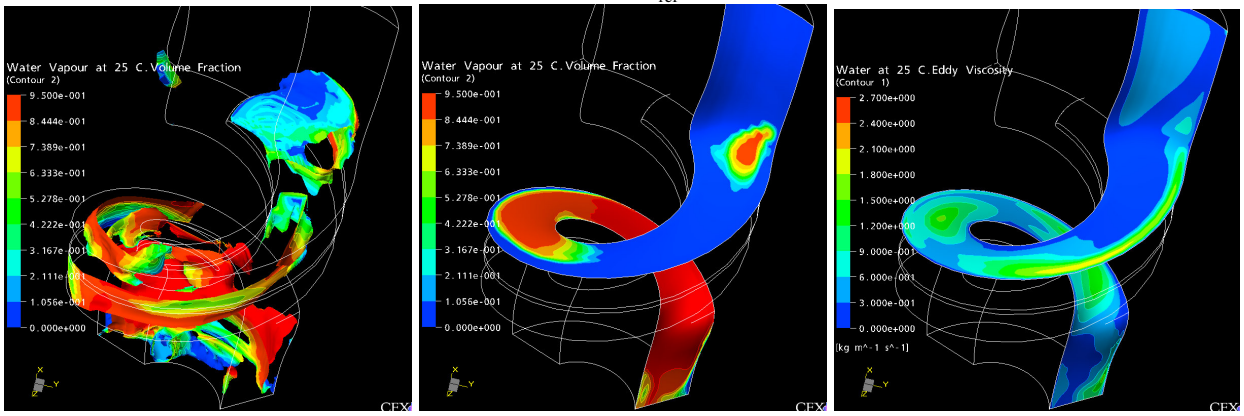


b- Modèle k-ε standard

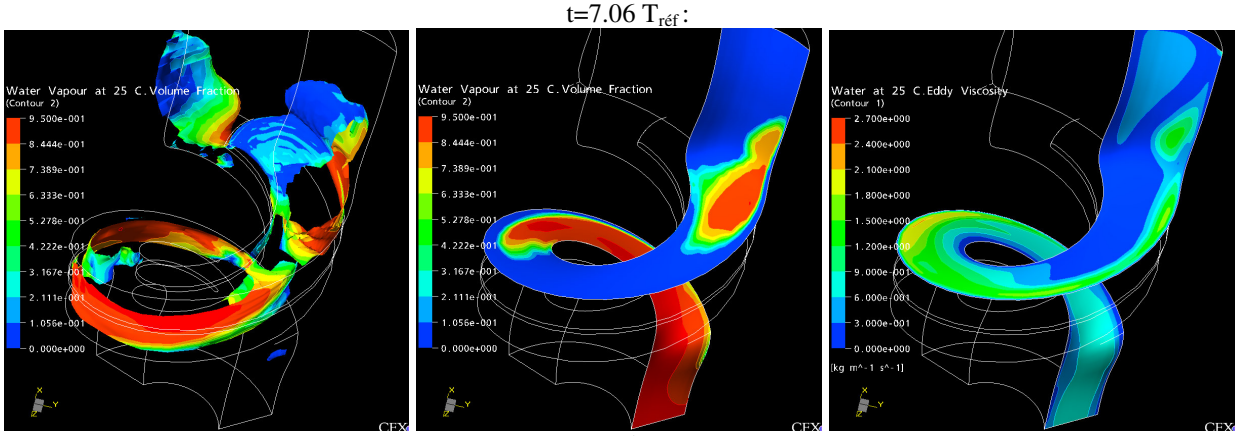
Modèle k-ε RNG standard, t=6.31 $T_{réf}$:



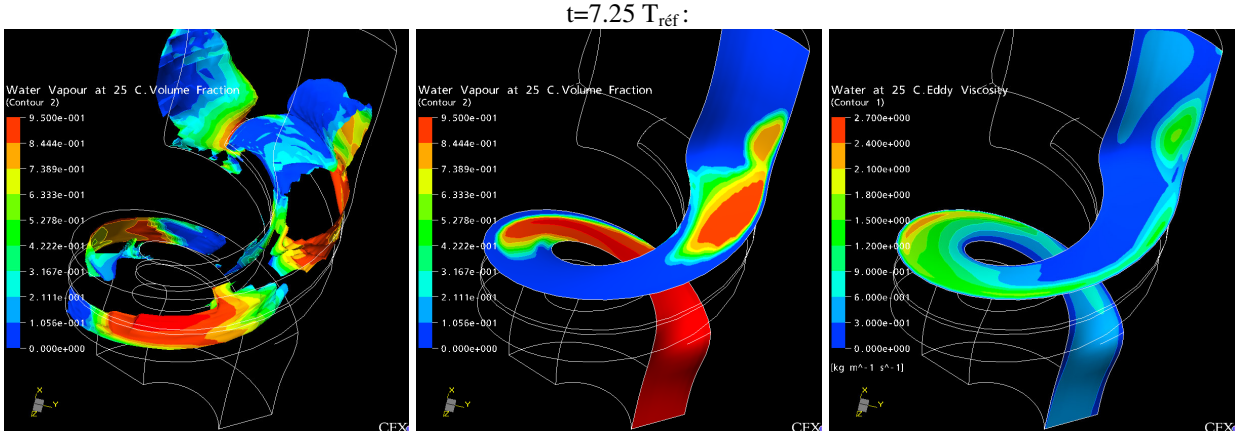
t=6.44 $T_{réf}$:



t=7.06 $T_{réf}$:

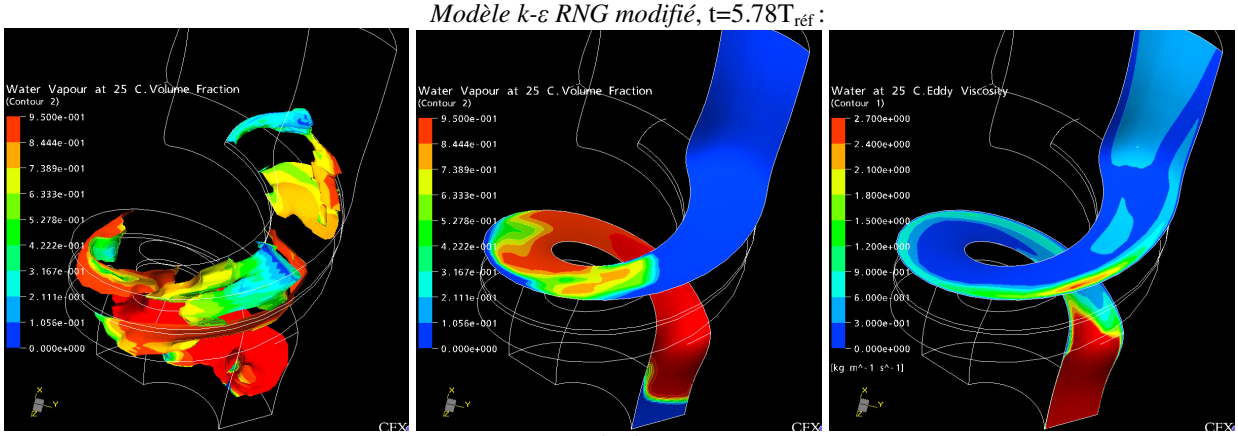


t=7.25 $T_{réf}$:

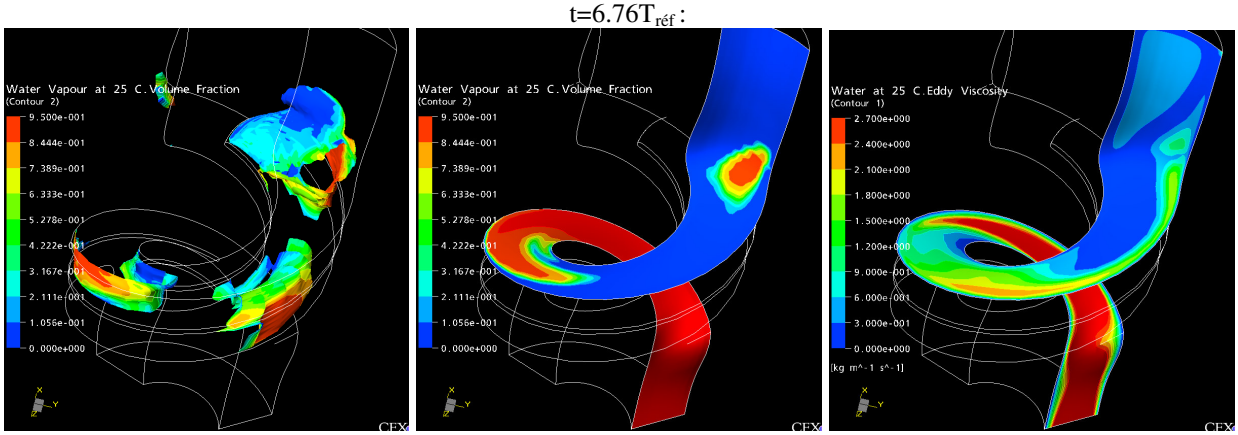


c- Modèle k-ε RNG standard.

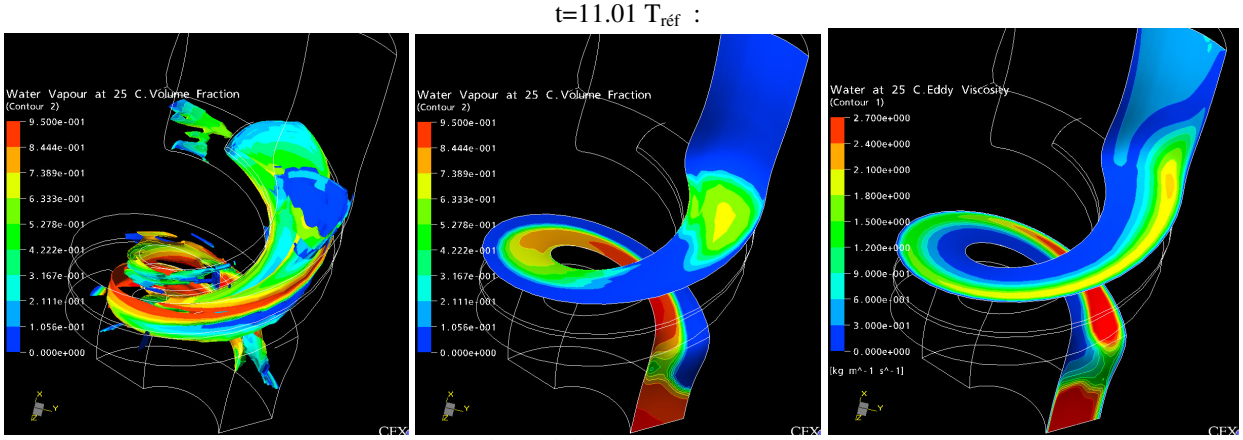
Modèle k-ε RNG modifié, t=5.78$T_{réf}$:



t=6.76$T_{réf}$:



t=11.01 $T_{réf}$:



d- Modèle k-ε RNG modifié.

Figure 4-24 : Influence du modèle de turbulence sur l'évolution de la fraction massique de la vapeur et de la viscosité turbulente de l'eau au niveau de l'isobare $P=P_V$ (à gauche) et de la surface périodique située au milieu du canal inter-aube, i.e. à distance égale entre deux pales successives (à droite). Q/QN=1.09 et σ=0.102.

Sur la figure ci-dessus, ces calculs instationnaires sont précédés d'environ 4000 itérations réalisées en régime stationnaire, soit un intervalle de temps de $29T_{réf}$ (le pseudo pas étant de 10^{-4} s). Nous remarquons que nous obtenons avec les trois modèles testés, et notamment pour le k-ε standard et le k-ε RNG modifié, des résultats similaires avec des distributions de fraction de vapeur et des viscosité turbulentes similaires à la fois dans le temps et l'espace. Quant au modèle RNG modifié, il parait légèrement sous estimer (par rapport aux deux précédents) la viscosité turbulente. Ceci peut donc avoir un impact sur la qualité de la modélisation des interactions et des échanges entre les deux phases présentes dans l'écoulement, surtout que le modèle k-ε RNG possède les avantages suivants par rapport au k-ε standard : il possède un terme supplémentaire dans l'équation de transport de la dissipation turbulente qui améliore la précision pour des écoulements rapidement cisaillés, et les effets d'une rotation dans l'écoulement sont intégrés dans le modèle même grâce au tenseur taux de rotation $\Omega_{ij} = \frac{1}{2}(\frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{\partial u_i}{\partial x_j})$.

Il est difficile de conclure quant au meilleur modèle vu que nous ne disposons pas de mesures expérimentales détaillées pouvant valider ces caractéristiques internes de l'écoulement. Nous avons alors opté pour le modèle k-ε RNG modifié pour la simulations des différents phénomènes présentés dans le cadre de ce chapitre en ayant recours à la formulation modifiée de la viscosité turbulente introduite par [Reboud et al. 1998] et qui a permis dans le cas d'une veine Venturi de simuler les instationnarités associées à une poche de vapeur se formant au niveau du col, d'ailleurs tout comme le modèle k-ω de Wilcox [Coutier et al. 2003]. Contrairement à ces deux modèles, le k-ε standard n'a pas reproduit le caractère auto-oscillant de cette cavité.

Sur cette veine Venturi, le principal écart qui différentie les résultats instationnaires des simulations numériques 2D par les divers modèles de turbulence, concerne la dynamique des phases à l'intérieur de la poche. En effet, cette dynamique peut être caractérisée par la progression d'un jet-rentrant (propre à cette géométrie et aux caractéristiques de l'écoulement) du point de fermeture vers l'amont. [Coutier et al. 2003] ont constaté que la totalité de la poche est emportée par l'écoulement à la fin de chaque cycle, mais en même temps, une nouvelle poche prend naissance au niveau du col.

Cependant, dans l'inducteur B1 en rotation, nous n'avons pas constaté la présence de jet-rentrant, ce qui n'a pas été le cas de l'inducteur 10° à son débit nominal tel que le montre l'image instantanée ci-dessous.

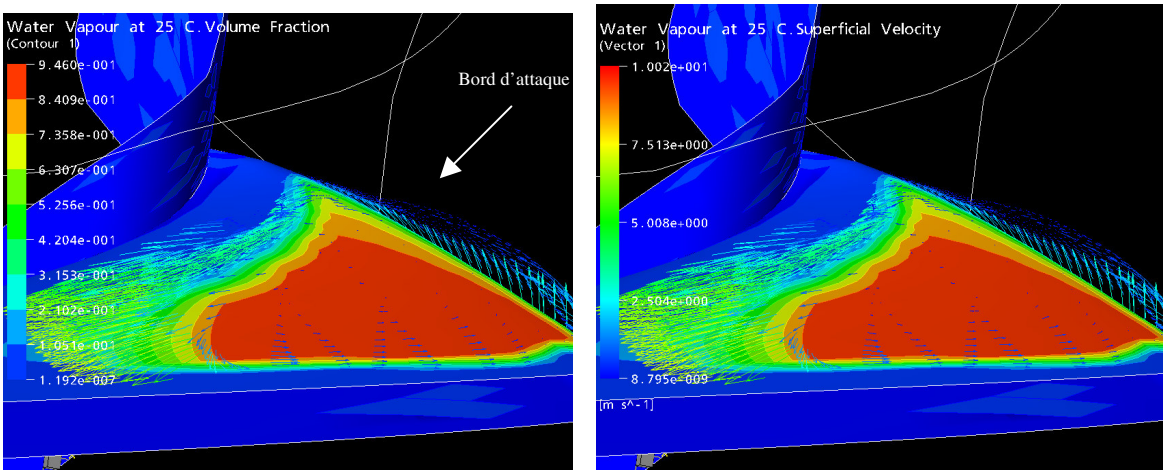


Figure 4-25 : Formation d'un courant de retour au sein de la cavité en bord d'attaque. Inducteur 10° à Q_N. A gauche fraction de la vapeur et à droite vitesse de la vapeur.

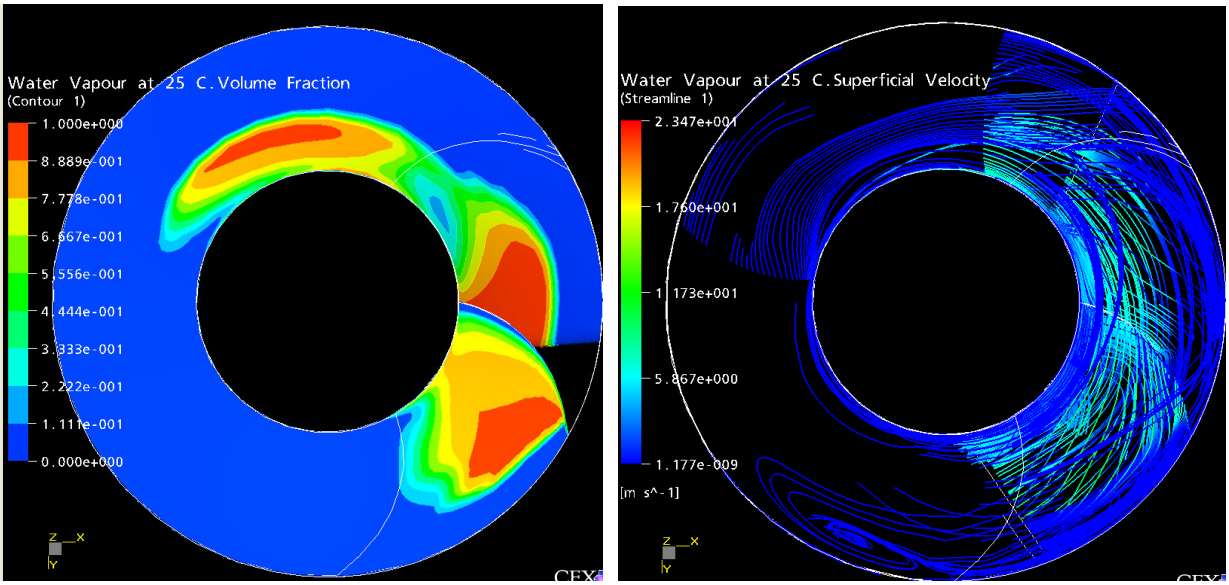
4- CARACTERISATION DES INSTABILITES OBSERVEES EN SOUS-DEBIT

L'étude de l'écoulement cavitant que nous avons réalisée dans l'inducteur B1 à divers débits montre qu'une poche de cavitation se développe, et adopte un comportement instationnaire plus ou moins prononcé : dans des conditions faiblement cavitantes (à forte pression d'entrée, ou à faible incidence par exemple), seules de faibles fluctuations sont visibles au sein de la poche, sans mouvement d'ensemble. Celle-ci reste attachée au bord d'attaque. Lorsque la pression est réduite, un comportement instable est observé, mettant en jeu une fluctuation de la taille de la poche, associée à des lâchers de nuages de vapeur dans l'écoulement.

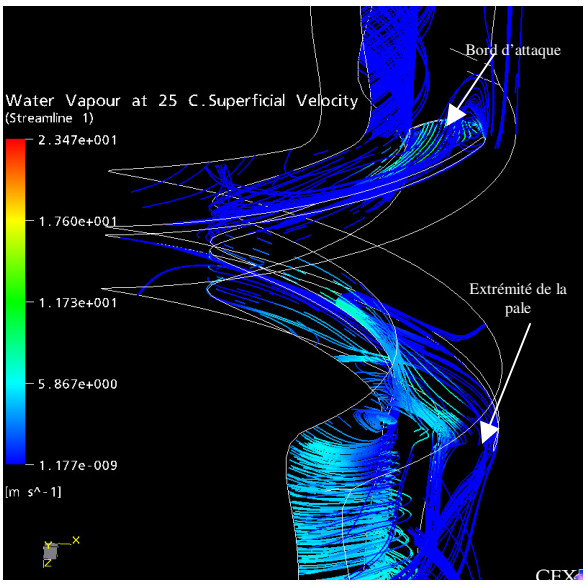
Dans les sections 4 et 5 de ce chapitre, ce comportement instable est étudié numériquement dans des conditions de sous-débit Q/Q_N=0.55 (propices à l'établissement des instationnarités) et de débit nominal Q/Q_N=1.09. Le modèle de turbulence utilisé est le k-ε modifié. L'un des objectifs poursuivis étant de tester la capacité du modèle numérique à reproduire les mécanismes responsables de la dynamique des cavités.

4-1- Profils des vitesses et de pression

La représentation instantanée de la fraction de vapeur en vue de face associée aux lignes de courant qui sont tangentes au vecteur vitesse de la vapeur (Fig. a), indiquent la présence de zones à haute vorticité au niveau du bord d'attaque en périphérie (Fig. b), ainsi qu'à l'aval de la poche, au fur et à mesure qu'on progresse dans le canal inter-aube mais tout en restant à la périphérie.



a- Fraction de vapeur et lignes de courant relatives à la vitesse de la vapeur en vue de face.



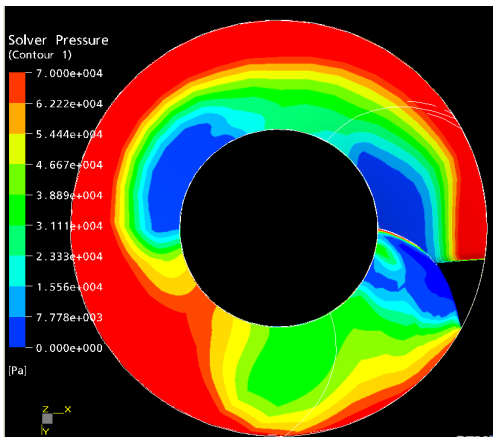
b- Lignes de courant relatives à la vitesse de la vapeur au niveau des parois d'un canal d'étude de l'inducteur.

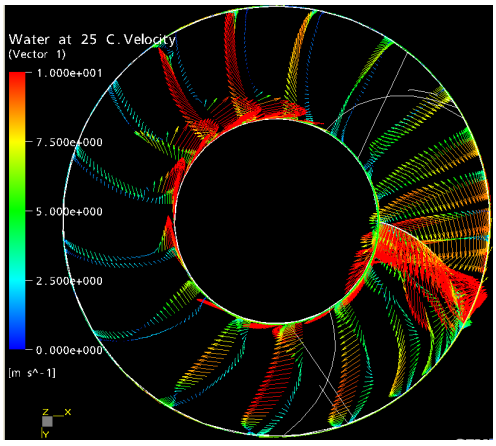
Figure 4-26 : Images instantanées de la fraction de vapeur ainsi que des lignes de courants à Q/Q_N=0.55 et σ=0.087.

Pour mieux cerner les caractéristiques des mécanismes associés à ce sous-débit, nous proposons sur la figure ci-dessous une séquence partielle de la dynamique de l'écoulement. Cette séquence représente l'évolution de la pression statique et des vecteurs vitesse de l'eau à 9 instants compris entre $7.09T_{réf}$ et $7.80T_{réf}$, sur une pale, en vue de face.

Ces images suggèrent que des zones de recirculation avec des vitesses élevées, supérieures à 10 m/s, envahissent les lieux où règne une faible pression statique *P* dans l'inducteur. Ces régions colorées en bleu sur la vue de face donnant *P*, constituent à cause de leur vorticité élevée (rotationel de la vitesse), d'éventuels pièges à vapeur. En cas de cavitation, les fractions de vapeur pourraient y dépasser les 95% comme le montre d'ailleurs la figure 4-26 ci-dessus. Notons que les zones de dépression restent près du moyeu. En particulier, l'une de ces zones se développe sur toute l'envergure du bord d'attaque et s'étend dans le sens de l'écoulement principal, au fur à mesure qu'on passe d'une image à l'autre. Plus loin, et environ à mi-longueur de la pale, une autre zone de dépression apparaît près du moyeu ainsi qu'une troisième près du bord de fuite. A partir de $t=7.19T_{réf}$, l'aire rouge correspondant à des pression supérieures à 70000 [Pa] commence à descendre dans le canal inter-aube tout en s'amincissant dans le sens de l'envergure de la pale. A partir de $t=7.36T_{réf}$, l'extrémité de la deuxième zone, atteint le début de la troisième pour former une seule région de dépression.

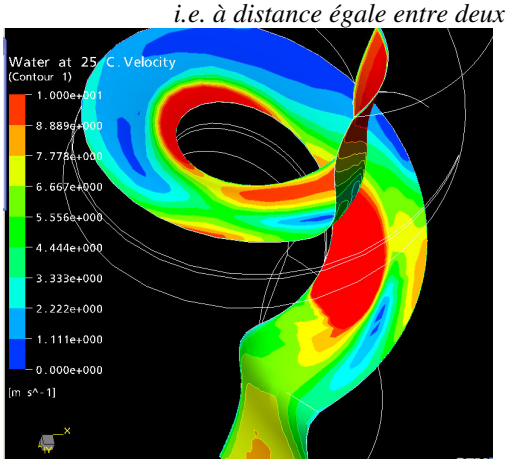
Ces images montrent également qu'en progressant du moyeu vers la périphérie, la pression augmente. Il en résulte un profil de vitesse qui s'inverse. Ceci peut conduire à un décollement. Rappelons que le lieu et l'importance de cette zone de séparation influencent évidemment très fort les forces aérodynamiques générées par le profil de la pale et dont la traînée et la portance. Plus cette zone est petite, plus la traînée est réduite.

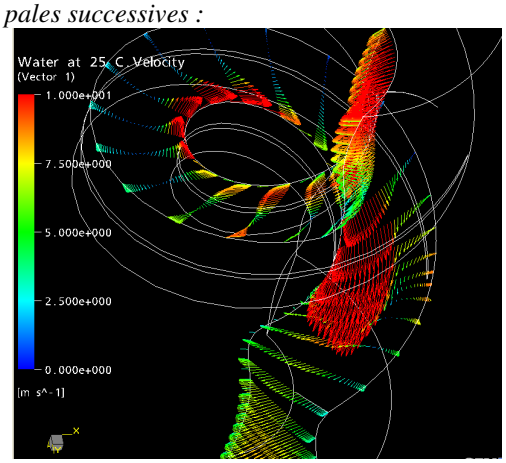


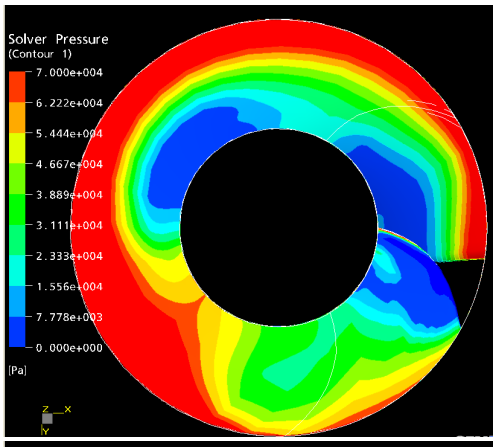


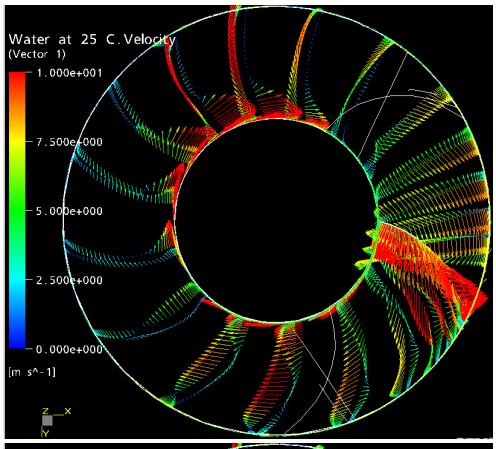
$t=7.09T_{réf}$:

$t=7.09T_{réf}$, *caractéristiques de l'écoulement au niveau de la surface périodique située au milieu du canal inter-aube, i.e. à distance égale entre deux pales successives :*

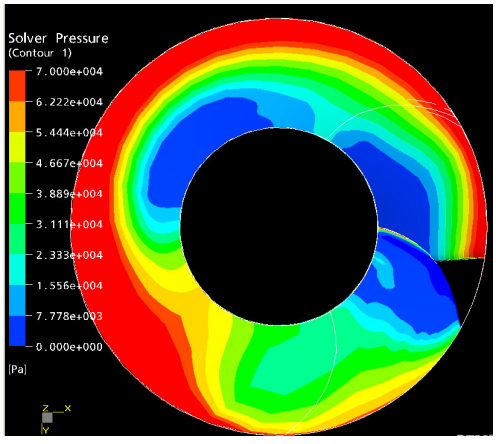


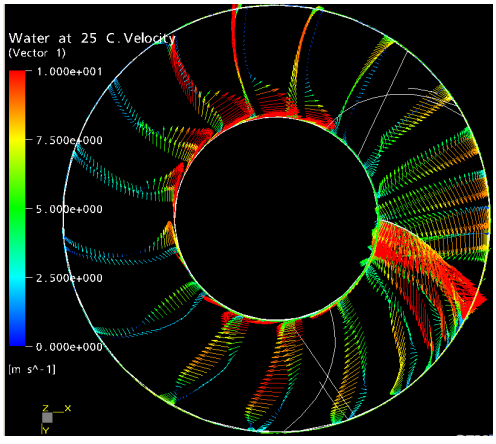






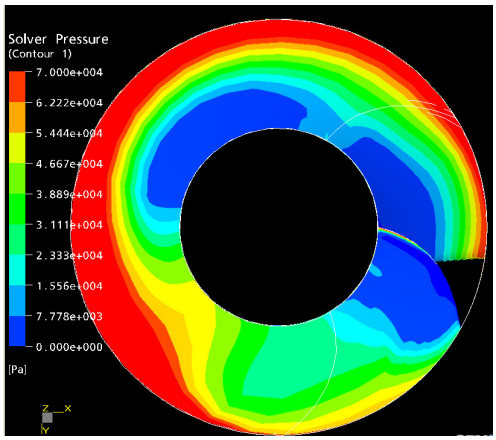
$t=7.19T_{réf}$:

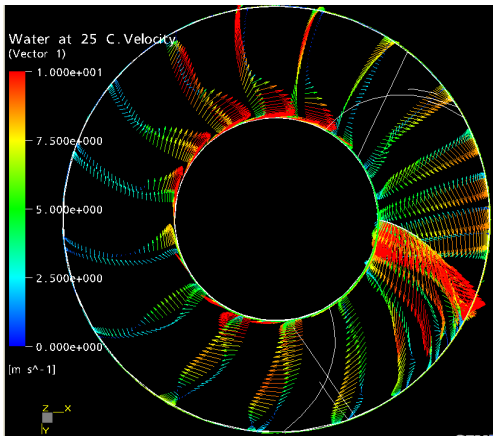




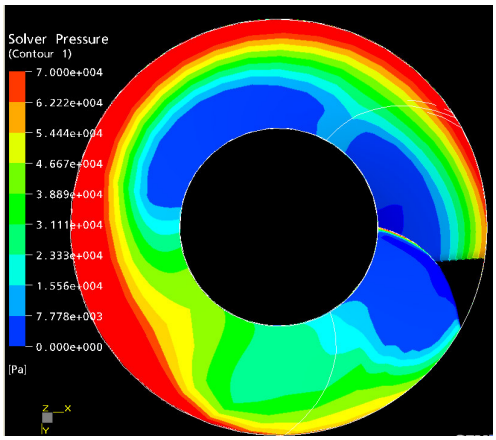
$t=7.26T_{réf}$:

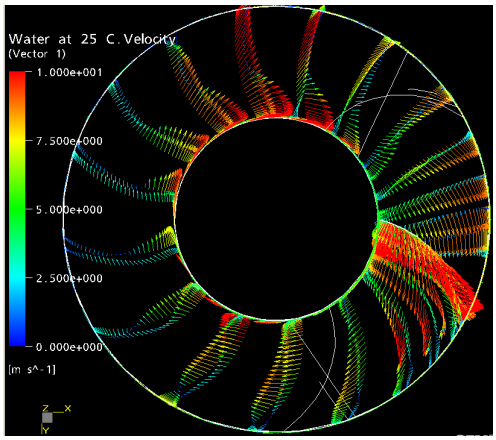
$t=7.36T_{réf}$:



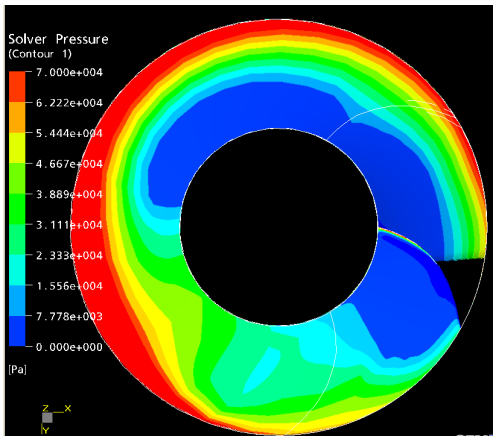


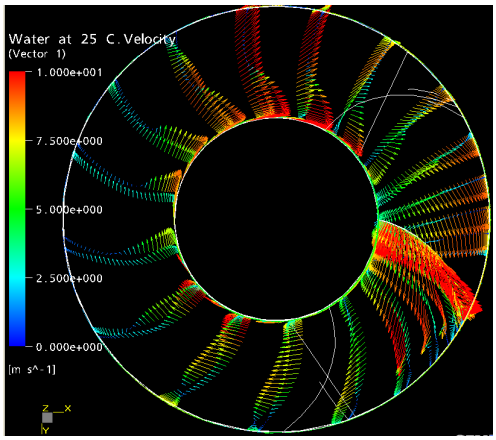
$t=7.46T_{réf}$:



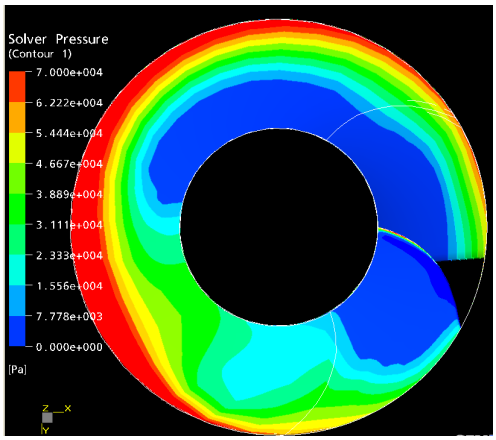


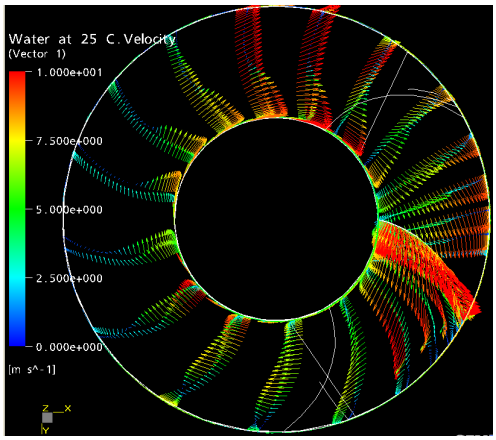
$t=7.56T_{réf}$:





$t=7.66T_{réf}$:





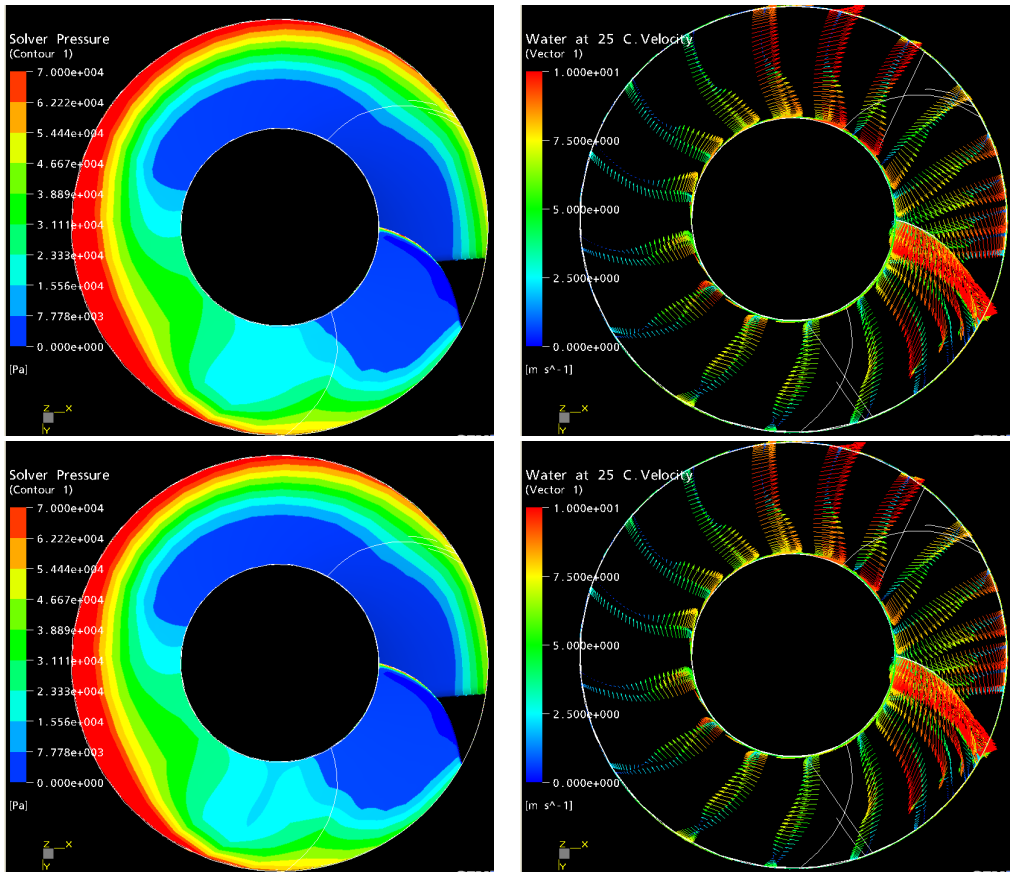


Figure 4-27 : Séquence partielle des profils de la pression statique et du vecteur vitesse de l'eau en vue de face à Q/Q_N=0.55 et σ=0.087

4-2- Description générale de la dynamique de la cavité

Afin de comprendre la façon avec laquelle les distributions de vitesse et de pression agissent sur la dynamique de la poche, nous représentons dans ce qui suit les fractions de vapeur aux mêmes instants que dans la figure 4-27.

Ces images montrent que la vapeur se forme effectivement en trois endroits différents et qui sont le bord d'attaque sur presque toute sa largeur, à mi-longueur de la corde près du moyeu et en bord de fuite, restes d'une poche qui a été déjà évacuée à la sortie de l'inducteur. Au fur et à mesure qu'on progresse dans le temps, ces poches s'allongent et s'élargissent jusqu'à ce que les deux dernières se scindent et forment une seule poche. Par la suite, cette poche est aspirée à la sortie de l'inducteur et en même temps, celle du bord d'attaque s'allonge et descend dans l'espace inter-aube vers le moyeu.

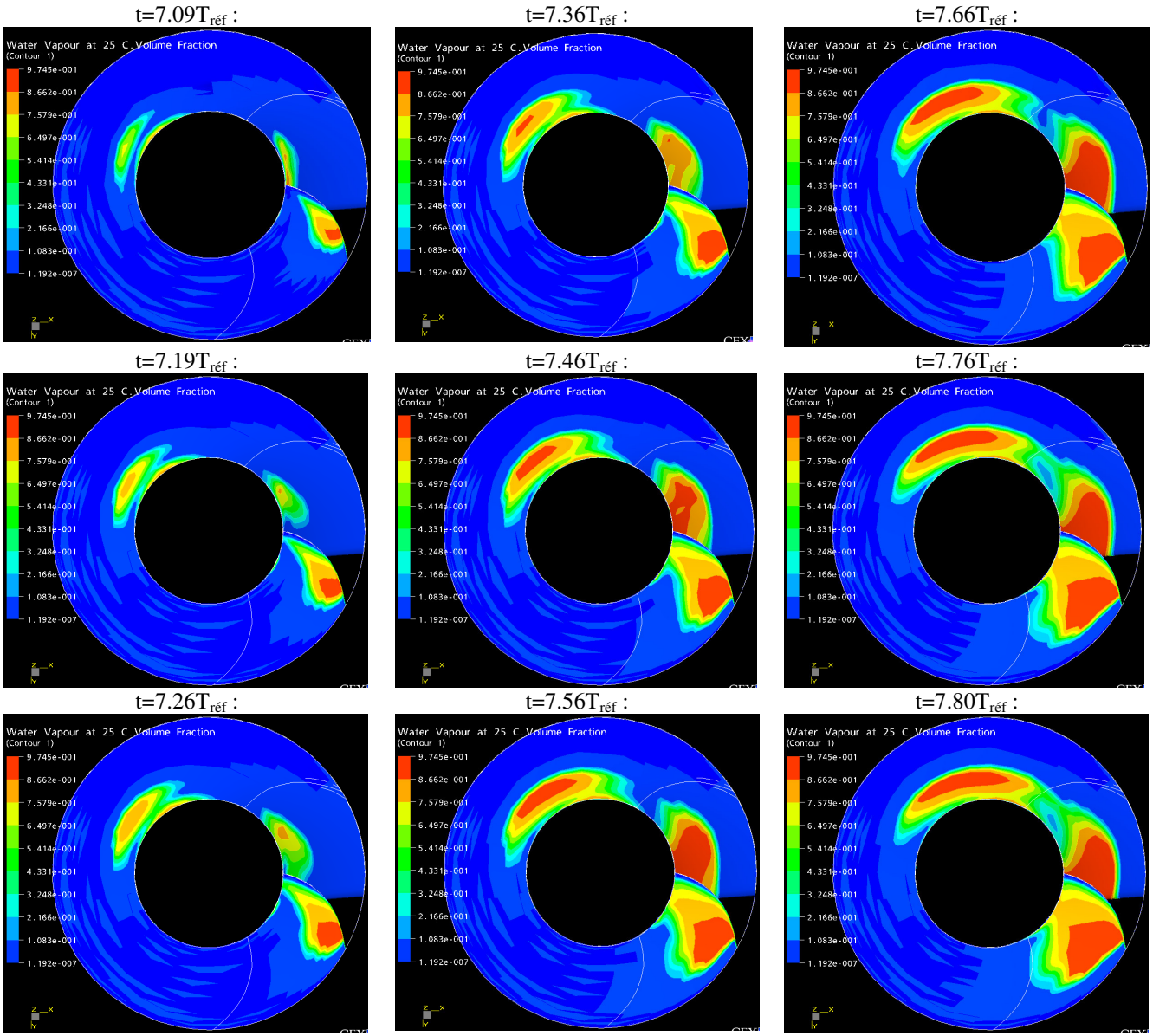
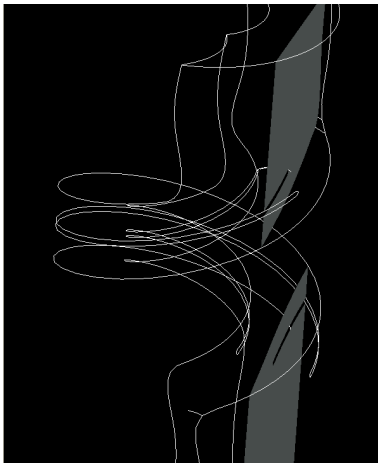


Figure 4-28 : Séquence partielle des profils de la fraction de vapeur en vue de face, à Q/Q_N=0.55 et σ=0.087.

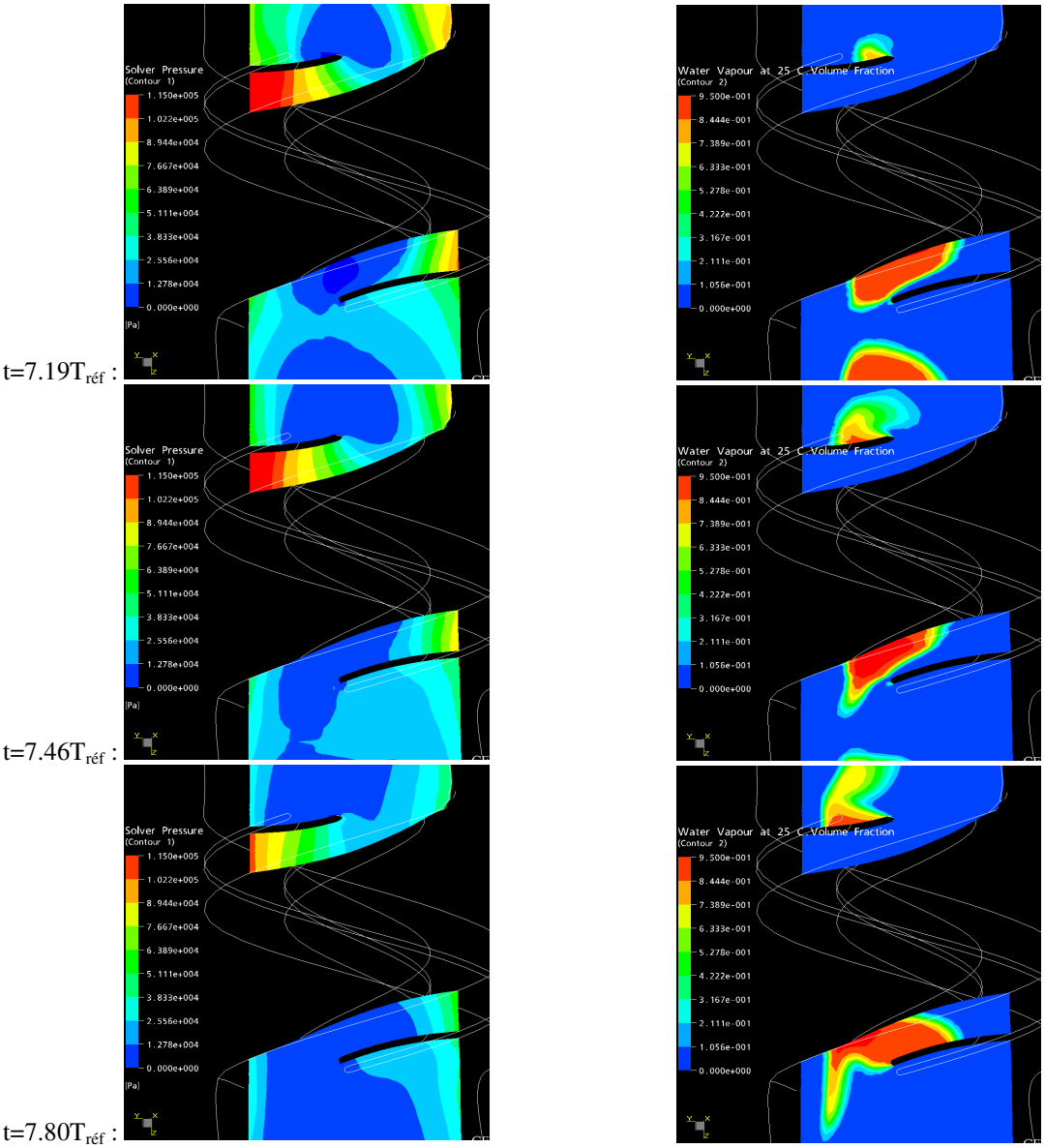
4-3- Caractéristiques de la poche : forme, taille et localisation

Le coefficient de cavitation testé *σ* étant très proche de la zone de chute des performances, l'inducteur adopte alors un comportement fortement instationnaire avec un déplacement de nuages de vapeur associés à des fluctuation de pression intenses, tel qu'on l'a vu au paragraphe 2-2. Cette évolution se déroule de manière assez chaotique. Pour les différents états simulés au cours du temps, dans le cas des conditions opératoires de ce paragraphe, nous avons constaté que la poche de vapeur apparaît en bord d'attaque sur le côté extrados de la pale avec une forte fraction de vapeur dans des zones proches de la périphérie mais qui sont toutefois situées à des rayons inférieur au rayon extérieur *Re* (Fig. 4-29). Il est remarquable qu'aucune poche ne se développe directement sur la face en pression de l'aubage, d'ailleurs la figure ci-dessous montre au niveau du plan de coupe illustré par le graphique *a* la distribution de la pression statique ainsi que celle de la fraction de vapeur. Même dans le cas où la poche acquiert une largeur importante comme c'est le cas des graphiques *b*, elle reste sur l'extrados.

A gauche : Position du plan qui traverse le bord d'attaque et le bord de fuite, tout en étant parallèle à l'axe de rotation.
A droite : Plan de coupe précédent et distribution instantanée de la fraction de vapeur au niveau de l'isobare $P=P_V$ à $Q/Q_N=0.55$ et $\sigma=0.087$.



a- Présentation du plan de coupe.



b- Profil de pression statique (à gauche) et de fraction de vapeur (à droite).
Figure 4-29 : Distribution de la pression statique et de la fraction massique au niveau d'un plan vertical.

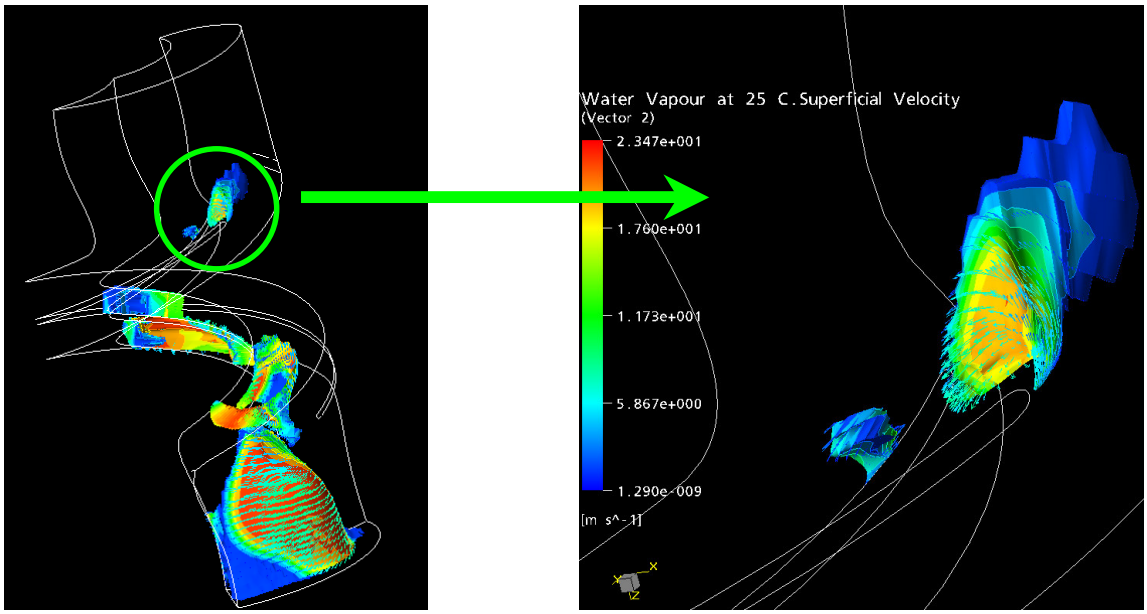
Ces figures révèlent également la présence de zones où la pression statique est presque constante, notamment en bord d'attaque ainsi qu'en bord de fuite. Ceci traduit donc la présence de poches qui restent attachées aux pales en ces deux endroits, malgré le fait que ce le coefficient de

cavitation soit faible. Il serait intéressent de savoir s'il en sera de même pour le débit nominal qui est normalement plus stable sauf éventuellement près de la chute.

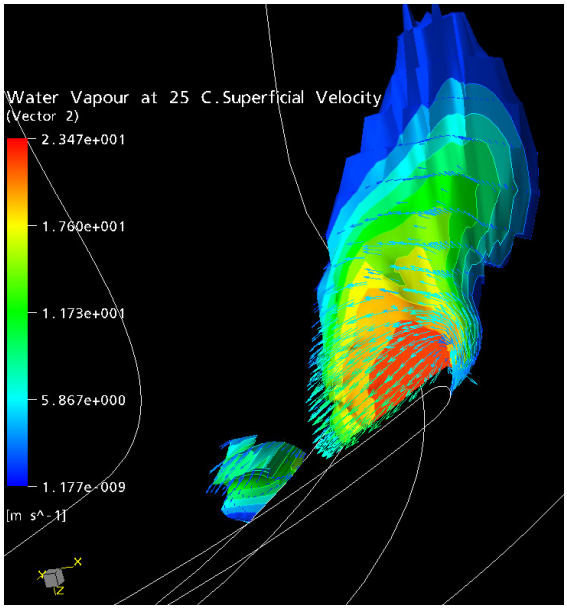
Comme le montre cette figure, la fraction de vapeur dépasse les 95% et atteint même les 100% par endroits. Cette poche étant caractérisée par une fraction volumique de vapeur relativement élevée, elle est par conséquence majoritairement composée de grosses structures de vapeur pure. Cela indique que le mécanisme de chute de performances dans cet inducteur, à ce débit, est aussi bien lié au volume global de la poche, qu'au volume de vapeur qu'elle renferme.

4-4- Ecoulements secondaires en *backflow* au niveau du bord d'attaque

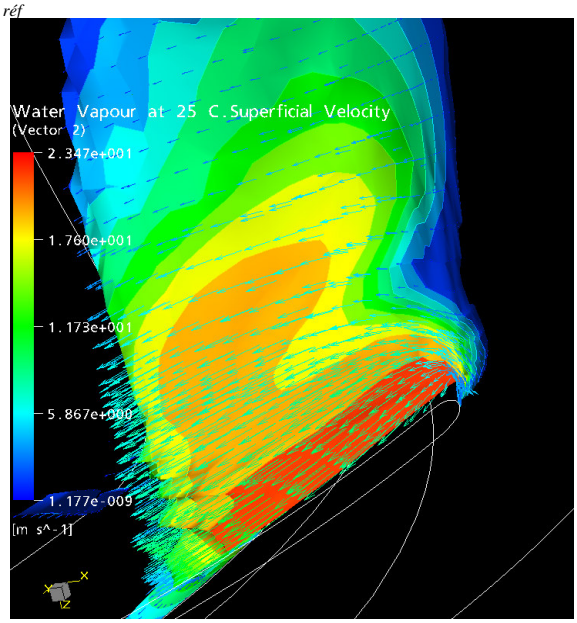
Au vu des différents éléments présentés dans les sections précédentes, nous nous sommes interrogés sur la structure de l'écoulement dans la zone du bord d'attaque (Fig. 4-30).



$t=7.07T_{réf}$



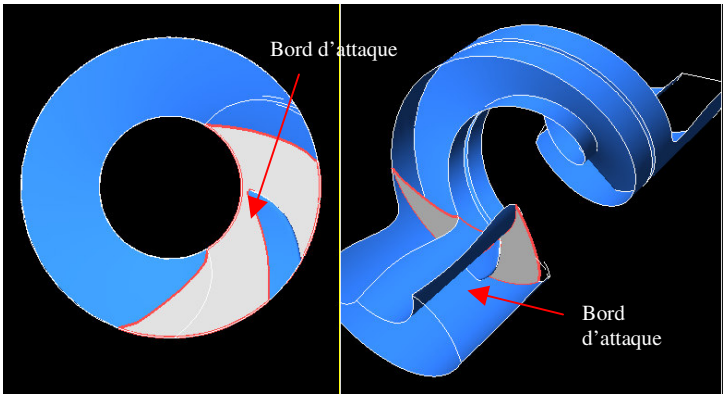
$t=7.25T_{réf}$



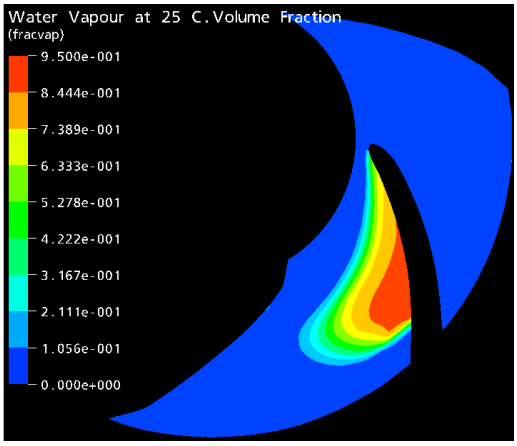
$t=7.80T_{réf}$

Figure 4-30 : Fraction de vapeur sur l'isobare $P=P_V$ et vecteur vitesse de la vapeur à la surface de cette isobare.

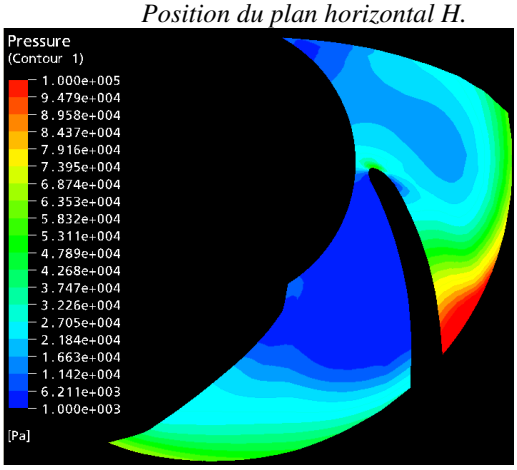
Afin de mieux décrire les écoulements secondaires qui y ont lieux et de comprendre les phénomènes qui s'y déroulent, nous avons observé l'évolution des champs de vitesse, de la pression statique et de la fraction de vapeur dans cette région, comme le montre la figure ci-dessous, au niveau de deux plans de coupe. Ceci permettra de voir si le modèle appliqué est capable de capter correctement les principaux aspects instationnaires et tridimensionnels liés à la cavitation. Le premier est le plan *H* qui est horizontal et perpendiculaire à l'axe de rotation. Le second est le plan *A1* que nous retrouverons par ailleurs dans d'autres sections de chapitre. *A1* est vertical et contient l'axe de rotation *Z*.



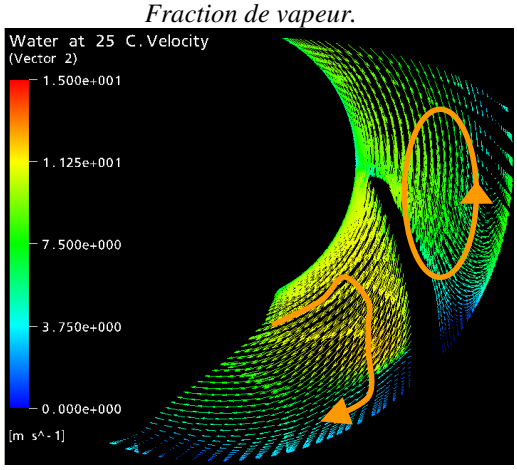
Position du plan horizontal H.



Fraction de vapeur.



Pression statique.



Vitesse de l'eau.

a- Caractéristiques de l'écoulement au niveau du plan H.

b- Caractéristiques de l'écoulement au niveau du plan A1.

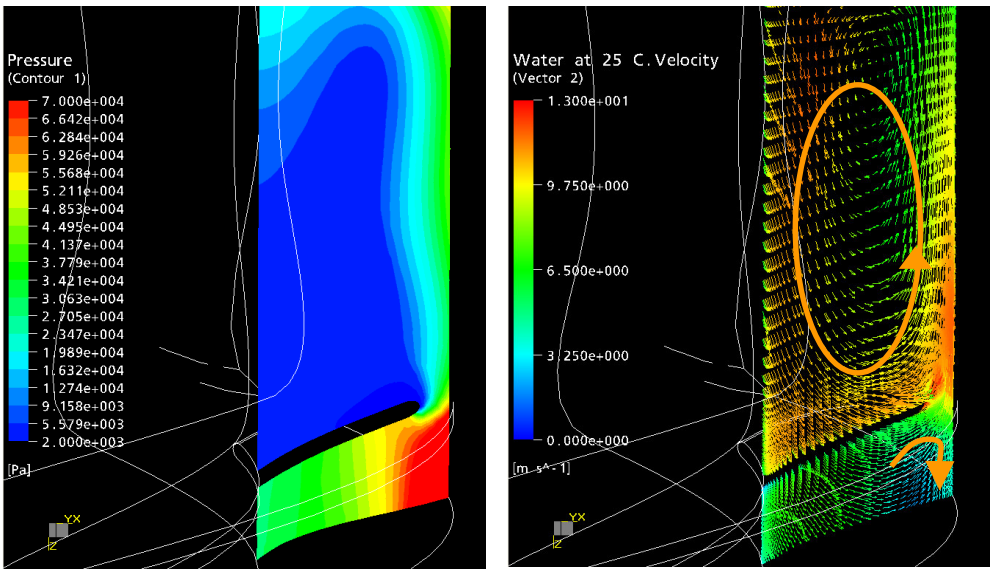


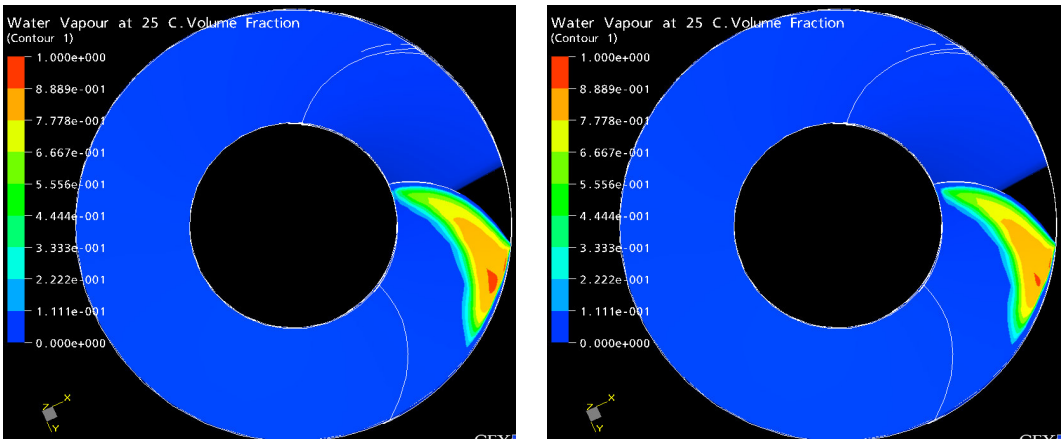
Figure 4-31 : Zones de recirculation en entrée d'aubage à Q/Q_N=0.55, σ=0.087 et t= 7.8$T_{réf}$.

Contrairement à ce sous-débit, le débit nominal avec les conditions opératoires testées dans le cadre de ce chapitre, n'est pas caractérisé par ces phénomènes de recirculation en entrée d'aubage. D'ailleurs, nous traiterons dans la section qui suit les caractéristiques de l'écoulement au débit nominal pour une meilleure compréhension des phénomènes physiques.

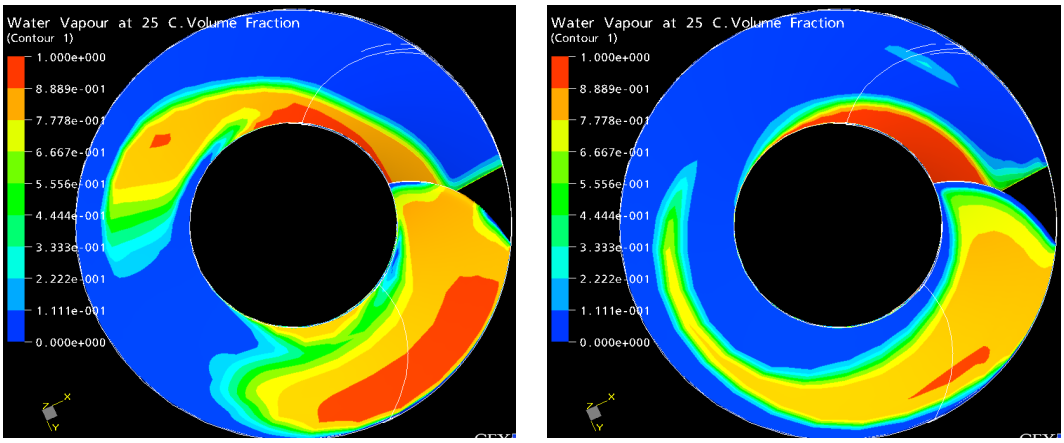
5- CARACTERISATION DES INSTABILITES OBSERVEES AU DEBIT NOMINAL

Dans le but de caractériser les différences dans les résultats de simulations numériques cavitantes instationnaires entre deux valeurs distinctes du coefficient de cavitation (σ=0.102 et σ=0.263), nous allons présenter dans cette dernière section du Chapitre IV, une analyse de l'écoulement à un débit proche du nominal : Q/Q_N=1.09.

Comme le montre les représentations instantanées ci-dessous de la fraction de vapeur, il existe entre ces deux gammes de coefficients de cavitation, des différences fondamentales entre les champs écoulements au sein de l'inducteur B1, en régime instationnaire. Le faible taux de vide (proportion de vapeur dans le liquide) obtenu dans certaines conditions opératoires par la simulation dans l'ensemble de la poche de cavitation suggère que celle-ci n'est pas majoritairement composée de vapeur pour σ=0.263, malgré le volume relativement important qu'elle occupe, alors que dans d'autres conditions (σ=0.102), la poche referme plus de 95% de vapeur dans certaines cavités.



a- Images instantanées montrant des pourcentages de vapeur relativement faibles de dans la cavité pour σ=0.263.



b- Images instantanées montrant des pourcentages de vapeur dépassant les 95% pour σ=0.102.

Figure 4-32 : Fraction volumique de vapeur à la surface de la pale, en vue de face pour σ=0.263 et σ=0.102.

5-1 : Analyse de l'écoulement pour σ=0.263

Pour ce coefficient de cavitation relativement éloigné de la zone de chute, nous obtenons des résultats prévisibles, étant donné qu'en plus le débit est proche de celui des conditions nominales. La figure ci-dessous montre effectivement que seule une petite poche se forme en entrée d'aubage et plus précisément sur toute la largeur du bord d'attaque, dans les zones où la pression statique atteint de faibles valeurs.

Par ailleurs et tel qu'on peut le constater sur le graphique représentant la distribution de la pression statique, l'échelle de pression est représentée entre 0 et 4000 [Pa]. Sachant que la pression P_V de vapeur saturante pour nos conditions opératoires est de 3531 [Pa], on remarque aisément que cette valeur fait partie de la gamme de couleur orangée de l'échelle de pression et que cette isobare $P=P_V$ correspond approximativement aux contours des zones vaporisées avec une fraction volumique de vapeur de 4% sur le graphique de droite. En fait, nous avons choisi de représenter assez souvent certaines grandeurs physiques au niveau de cette isobare, car seules les représentations surfaciques sont autorisées par le code CFX5, or nous considérons que l'isobare est la surface qui s'approche le plus de la limite de l'interface liquide/vapeur au niveau des cavités.

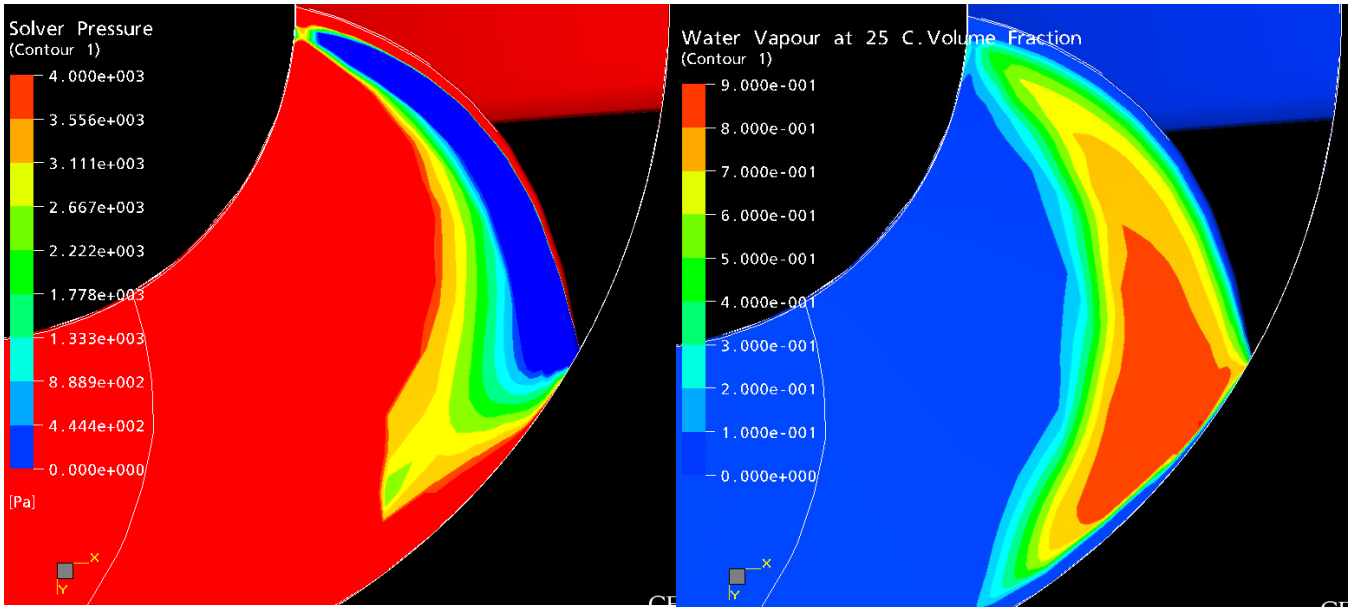
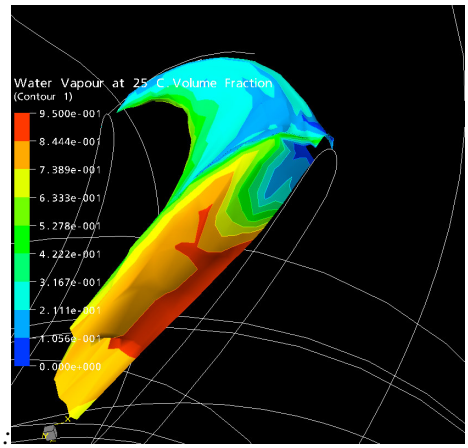
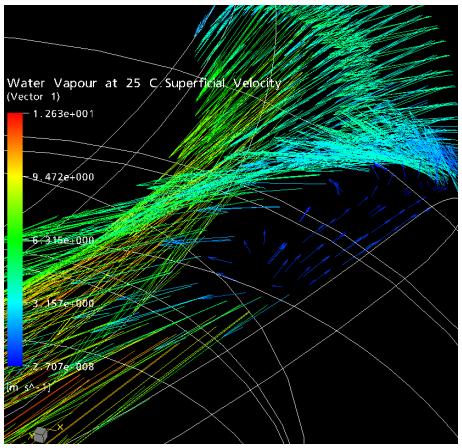


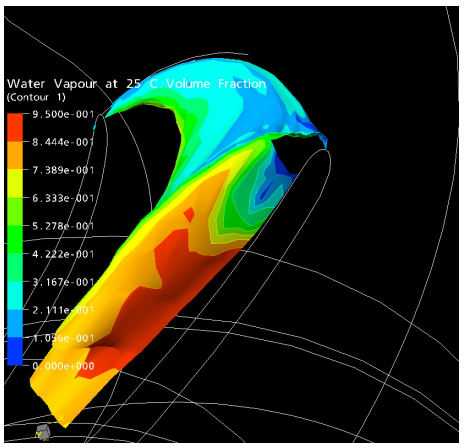
Figure 4-33 : Contours instantanés de pression statique et de fraction massique de la vapeur à Q/Q_N=1.09 et σ=0.263.

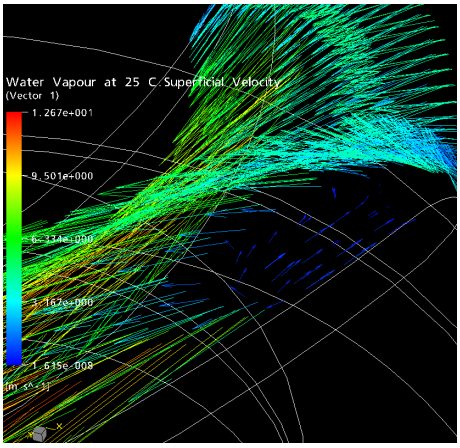
La poche obtenue dans ces conditions opératoires, adopte un comportement stable au cours du temps. En effet, sur les graphiques 4-34, nous en observons l'extension et la dynamique à divers instants. Ces résultats sont très encourageants car ils confirment les observations expérimentales faites dans ce cas.



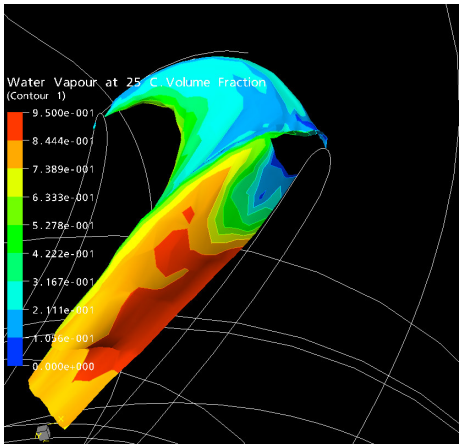


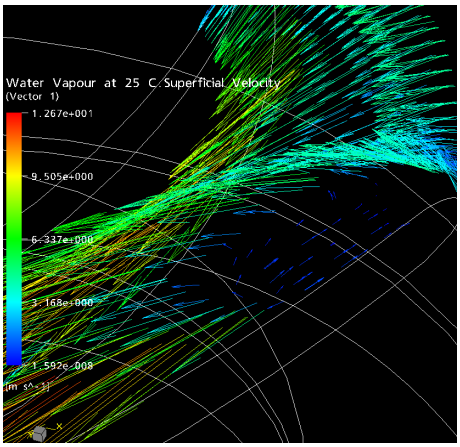
$t=7.12T_{réf}$:



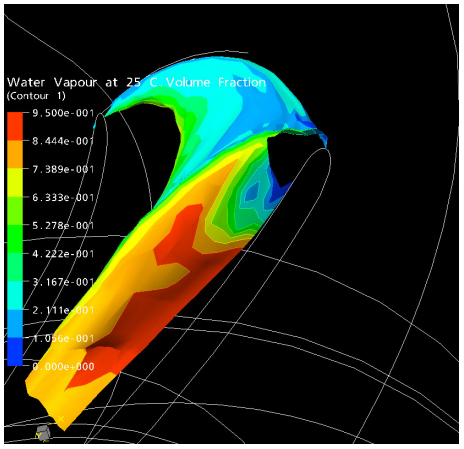


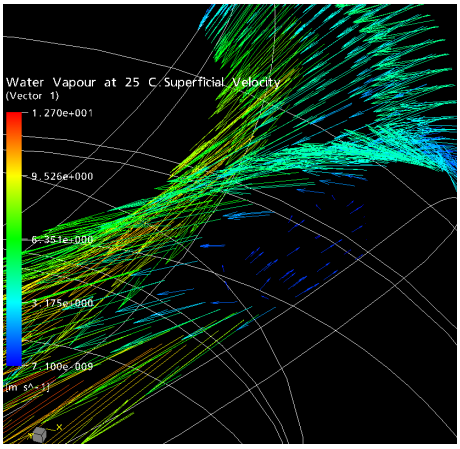
$t=7.24T_{réf}$:





$t=7.31T_{réf}$:





$t=7.67T_{réf}$:

Figure 4-34 : Séquence partielle des profils de la fraction volumique de la vapeur et du vecteur vitesse de la vapeur sur l'isobare $P=P_V$, au niveau du bord d'attaque à $Q/Q_N=0.55$ et $\sigma=0.087$.

5-2 : Analyse de l'écoulement pour σ=0.102

5-2-1 : Profils de vitesse et distribution de la fraction de vapeur

La forme des structures de cavitation et des profils de vitesse dans ces poches et autours d'elles sont visualisées au niveau des plans de coupe A et B. Ces plans passent par l'axe de rotation et sont respectivement situés à θ=-157.6° (ou +22.4°) et θ=-80° (ou +100°), sachant que le plan correspondant à θ=-180° correspond au point du moyeu situé en bord d'attaque :

	θ	Couleur
A1	-157.6°	Jaune
B1	-80°	Gris à contour rouge
A2	22.4°	Jaune
B2	100°	Gris à contour rouge

Tableau 4-4 : Position des plans A et B.

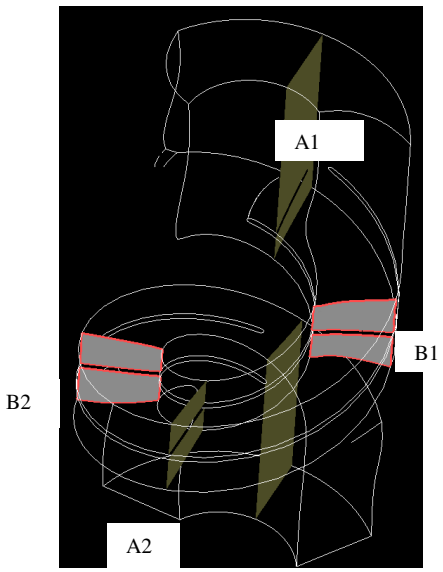
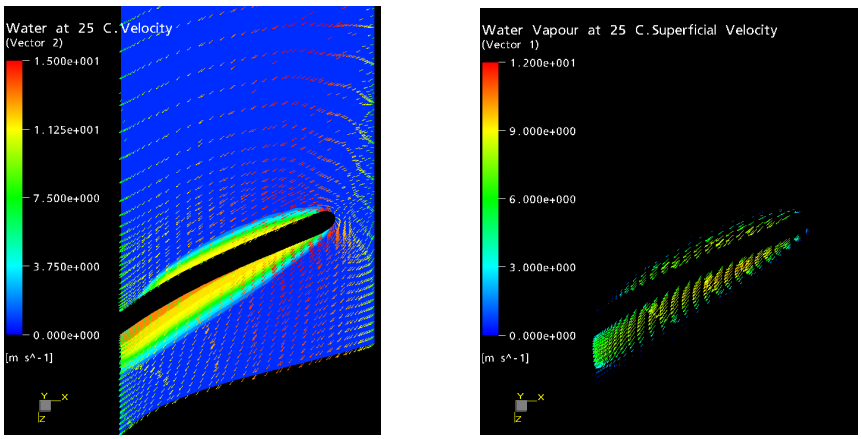
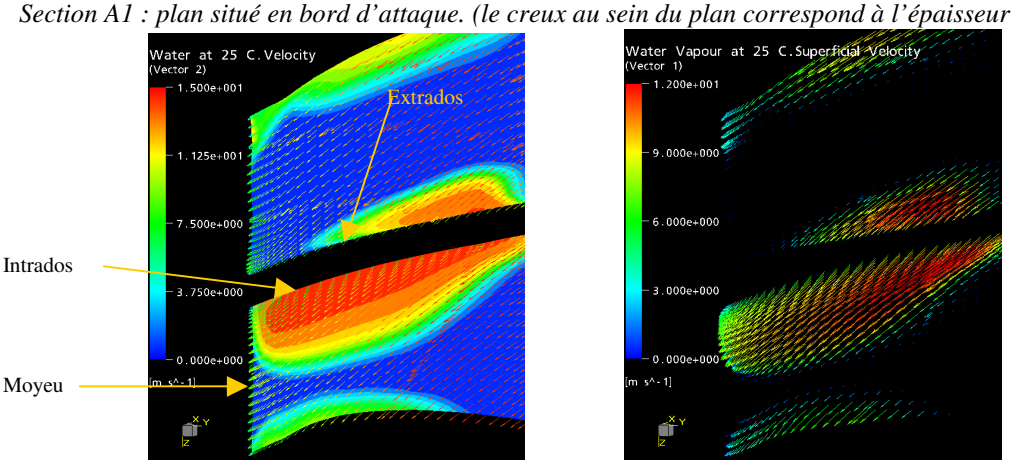


Figure 4-35 : Disposition des plans de coupe.

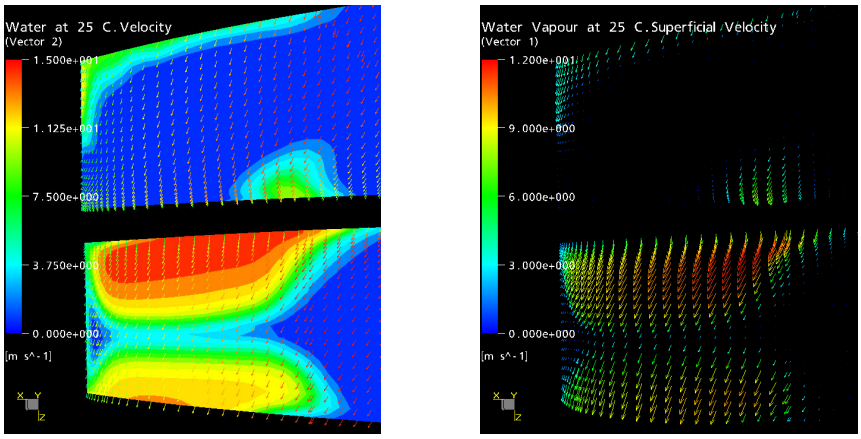
Les profils de vitesse de la figure 4-36 montrent que les zones de recirculation ne sont pas aussi importantes que dans le cas du sous-débit Q/Q_N=0.55. D'autre part, et contrairement aux cas précédents, la cavitation a lieu à la foi sur l'extrados et sur l'intrados des pales, ce qui est conforme aux visualisations faites dans le cadre de ces conditions opératoires.



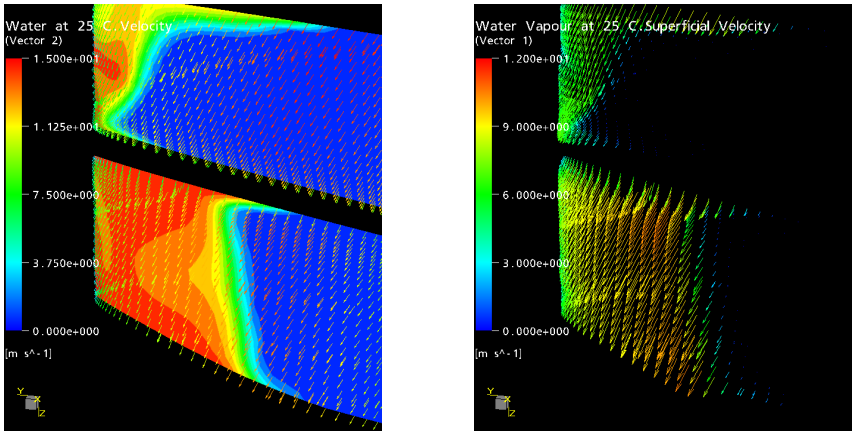
Section A1 : plan situé en bord d'attaque. (le creux au sein du plan correspond à l'épaisseur de la pale)



Section B1.



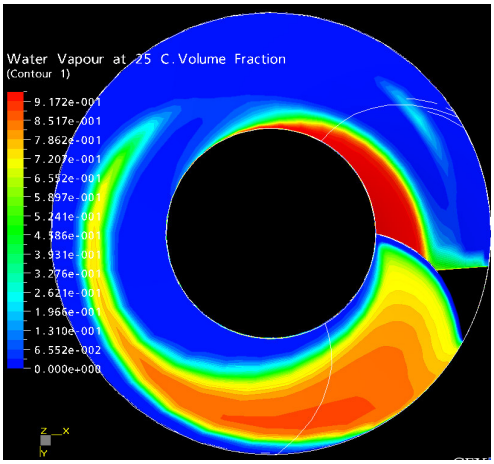
Section A2.



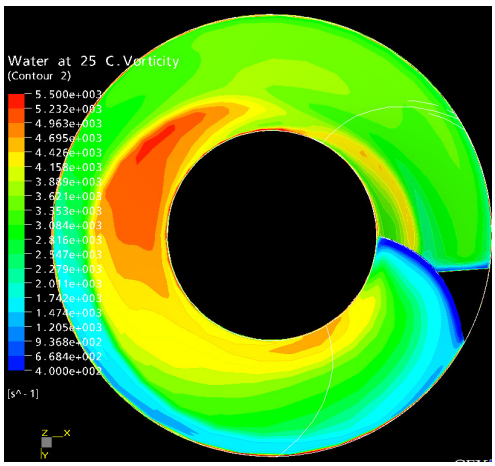
Section B2.

Figure 4-36 : A gauche : fraction volumique de la vapeur et champ de vitesse de l'eau. A droite champ de vitesse de la vapeur. Q/Q_N=1.09, σ=0.102 et t=11.36$T_{réf}$. Sur ces figures, l'écoulement principal se fait de l'arrière de chaque plan, vers l'avant.

Lors de l'analyse des résultats des simulations numériques relatives à ce débit et à cette valeur du coefficient de cavitation, nous avons constaté (voir figure ci-dessous) que l'impacte de la cavitation sur le champ de l'écoulement, dépasse les régions où la vapeur se développe. En effet le champ de vorticité dans plusieurs zones de l'écoulement à l'aval de la poche, apparaît bien affectées par des phénomènes de recirculations.



Distribution de la fraction de vapeur.



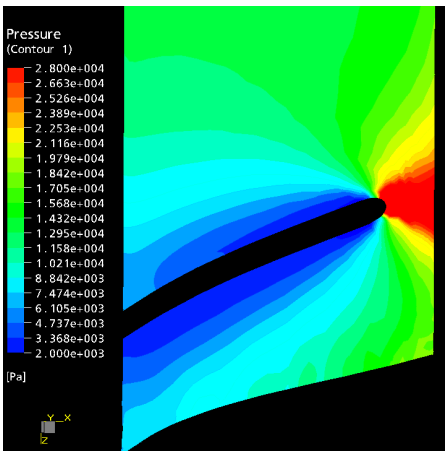
Champ de vorticité.

Figure 4-37 : Impacte de la cavitation sur le champ d'écoulement. Conditions opératoires : Q/Q_N=1.09, σ=0.102 et t=11.36$T_{réf}$.

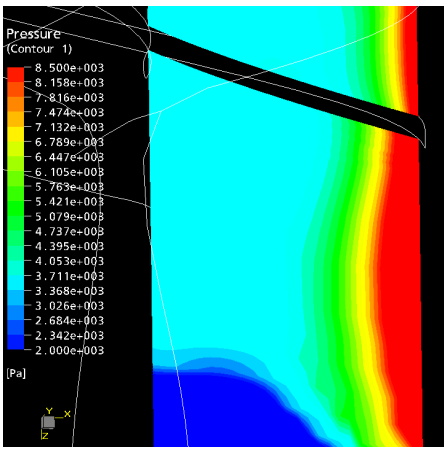
5-2-2 : Profils de pression

L'extension de la poche de part et d'autre des aubages peut être reliée à la distribution de la pression statique. En plus du plan A1 introduit au paragraphe précédent, et qui est situé à l'aval du bord d'attaque, nous introduisons le plan C situé à l'amont du bord de fuite (à un angle θ=0°). Ils sont donc verticaux et contiennent l'axe de rotation. Ils permettront donc de caractériser l'écoulement entre le moyeu et la périphérie d'une part, et entre les faces intrados et extrados de la pale d'autre part.

Nous représentons au niveau de ces plans, la différence en pression statique entre les deux côtés d'une pale. Il apparaît alors que la différence de pression statique est importante entre le moyeu et la périphérie et qu'elle augmente avec le rayon. Ce gradient de pression est par ailleurs plus important en entrée qu'en sortie d'aubage, pour ces conditions opératoires. En effet, la pression passe de 2 10^3 à 2.8 10^4 [Pa] entre le moyeu et la périphérie en bord d'attaqueur, alors qu'au bord de fuite, elle passe de 2 10^3 à 8.5 10^4 [Pa]. L'inducteur est donc en entrée, beaucoup plus chargé en périphérie qu'en pied de pale.



a- Contours de pression statique au niveau du plan de coupe A1 à l'aval du bord d'attaque.

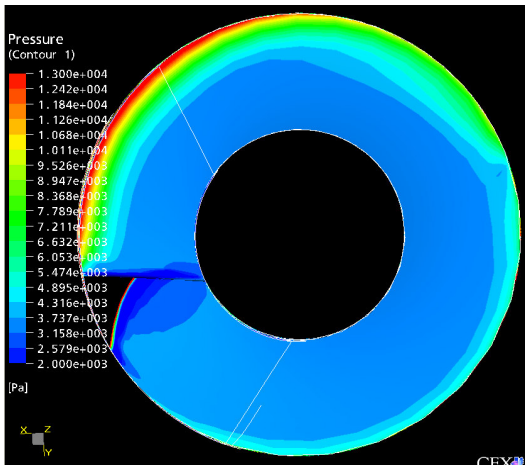


b- Contours de pression statique au niveau du plan de coupe C à l'amont du bord de fuite.

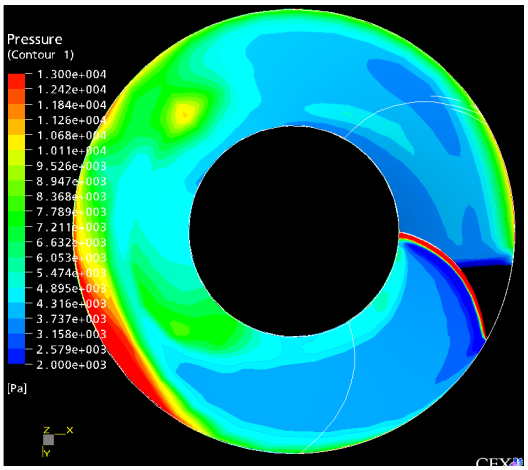
Figure 4-38 : Evolution de la pression statique entre le moyeu et la périphérie.

Ainsi et de manière générale, en entrée et en sortie d'aubages, l'écart entre la distribution de pression de part et d'autre de la pale reste très faible quelque soit le rayon. Cependant, au fur et à mesure qu'on s'écarte du bord d'attaque et qu'on descende dans le canal inter-aube, un écart entre l'extrados et l'intrados commence à se creuser notamment à proximité de la périphérie, à la mi-corde, où la pression sur l'extrados dépasse les $1.12\ 10^4$ [Pa], alors qu'au même rayon sur l'intrados, elle ne dépasse pas les $8.9\ 10^3$ [Pa] (Fig. 4-38).

Ceci s'explique en partie, par le fait qu'au fur et à mesure que l'écoulement progresse entre les pales, en périphérie, la recirculation perturbe complètement l'écoulement en créant un fort gradient de pression entre l'intrados et l'extrados.



a- Contours de pression statique côté intrados.



b- Contours de pression statique côté extrados.

Figure 4-39 : Distribution de la charge au niveau de la surface de la pale à Q/Q_N=1.09, σ= 0.102 et t=11.36$T_{réf}$.

5-2-3- Description générale de la dynamique de la cavité

Les simulations numériques des contours de fraction volumique de la vapeur à la surface d'une pale de l'inducteur permettent de caractériser le comportement de la phase vapeur en vue de face. La figure ci-dessous représente minutieusement l'évolution de ce paramètre en fonction du temps, entre l'instant t=10$Tréf$ et t=14.41$Tréf$. Rappelons qu'il lui faut 0.01379 s pour réaliser deux

passages de pales successives en un point donné. Dans le tableau ci-dessous, figurent l'instant t correspondant à chaque numéro de figure.

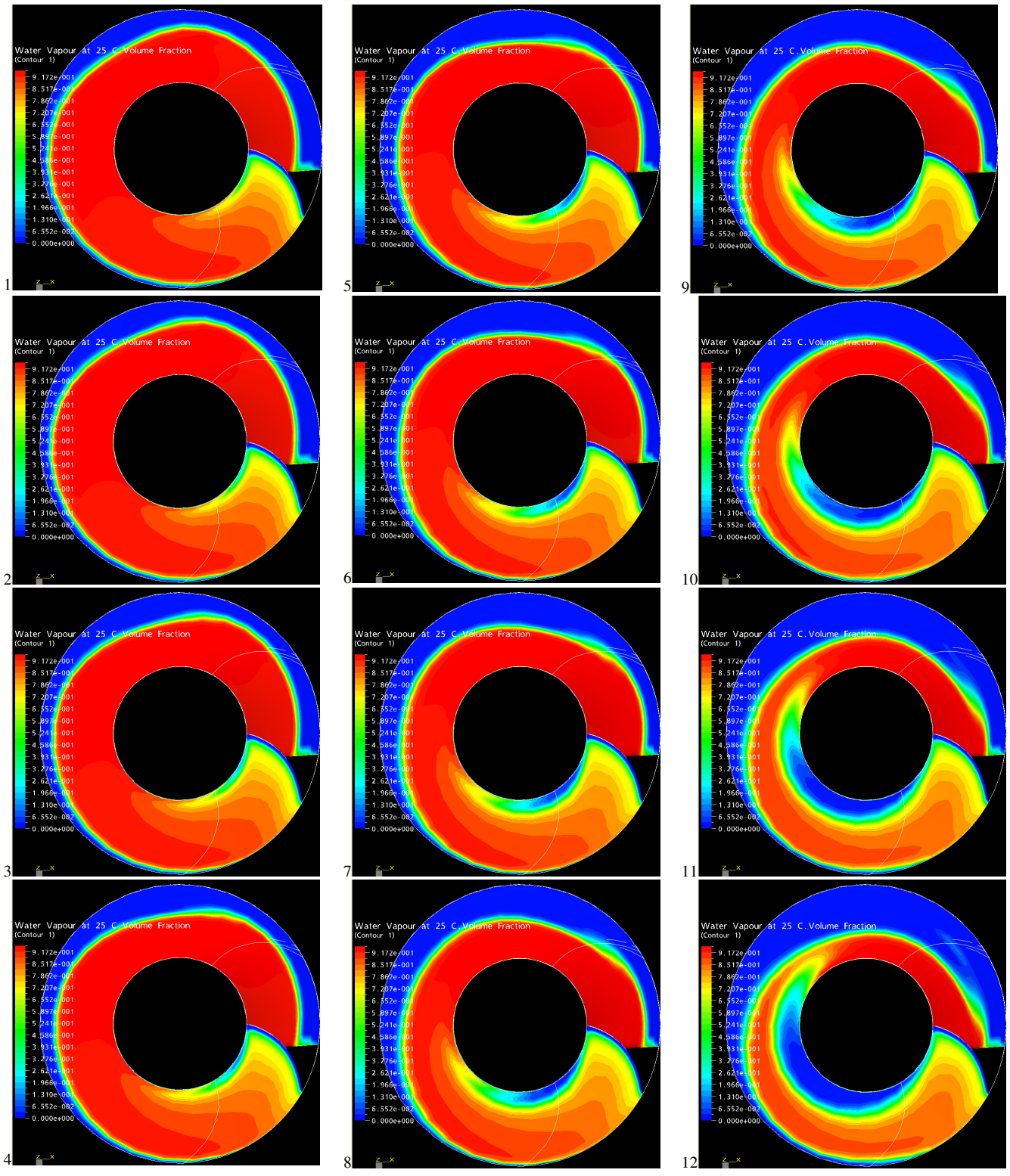
Image N°	**$t=xT_{réf}$ avec x=**
1	10.00
2	10.10
3	10.20
4	10.30
5	10.40
6	10.50
7	10.60
8	18.00
9	10.80
10	10.90
11	11.00
12	11.10
13	11.20
14	11.30
15	11.36
16	11.40
17	11.46
18	11.55
19	11.65
20	11.74
21	11.84
22	11.94
23	12.04
24	12.12
25	12.24
26	12.34
27	12.44
28	12.54
29	12.64
30	12.74
31	12.84
32	12.94
33	13.14
34	13.23
35	13.33
36	13.37
37	13.43
38	13.53
39	13.63
40	13.73
41	13.83
42	13.93
43	14.03
44	14.13
45	14.23
46	14.33
47	14.41

Tableau 4-5 : Numéros de figures et temps correspondant.

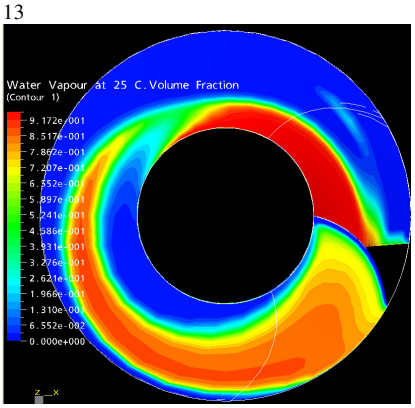
Sur ces graphiques, nous constatons que les cavités sont majoritairement remplies de vapeur au niveau de la surface de la pale, où la fraction de vapeur dépasse largement les 95%. De plus, ces graphiques montrent également que la poche reste attachée à la surface de pale, tout en s'élargissant considérablement dans l'espace inter-aube, au point d'atteindre la pale suivante. Ces phénomènes doivent donc affecter le mécanisme général de la chute des performances qui se trouve sans doute gouverné par cette extension très rapide des structures de vapeur.

Les graphiques montrent une évolution quasi-cyclique de la poche de vapeur, mais sans lâchers de structures de taille secondaires (sauf vers la fin : images 40 à 47), ni de cavités transitoires malgré l'utilisation d'un modèle de turbulence à viscosité modifiée. Ce phénomène est dû à la valeur du débit qui est proche du débit nominal. On observe que la poche de vapeur induit une désorganisation de l'écoulement. Ainsi, nous pouvons conclure que la forme et la stabilité de la structure de vapeur attachée à la surface de la pale sont directement reliées à l'angle d'incidence du fluide en bord d'attaque.

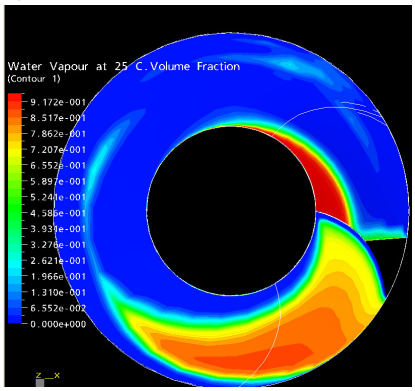
Sur les images 1 à 12, la structure de vapeur se développe sur toute la longueur de la pale avec des fractions se vapeur qui décroissent en entrée d'aubage, au fur et à mesure que la poche est conduite vers la sortie. D'ailleurs, à partir de la 10ème image on constate clairement le début de la coupure de la poche en deux, vers la mi-corde. Une fois séparée en deux structures de vapeur (image 13), la première structure reste attachée à son point de naissance (en bord d'attaque), alors que la seconde est complètement aspirée à la sortie de l'inducteur. Sur les images 14 à 20, la taille de ces deux poches est réduite en longueur alors que deux autres structures supplémentaire prennent naissance grâce aux extrémités des deux précédentes qui se détachent puis fusionnent (images 21 à 24). La poche résultante augmente en dimension et reste essentiellement localisée près de la sortie des aubages (image 35), avant de régresser en taille jusqu'à son évacuation complète (image 46). Au même instant, en bord d'attaque, les restent de la précédente poche reprennent de l'ampleur pour entamer un nouveau cycle.


Water Vapour at 25 C.Volume Fraction
(Contour 1)
9.172e-001
8.517e-001
7.862e-001
7.207e-001
6.552e-001
5.897e-001
5.241e-001
4.586e-001
3.931e-001
3.276e-001
2.621e-001
1.966e-001
1.310e-001
6.552e-002
0.000e+000
1
5
9
2
6
10
3
7
11
4
8
12

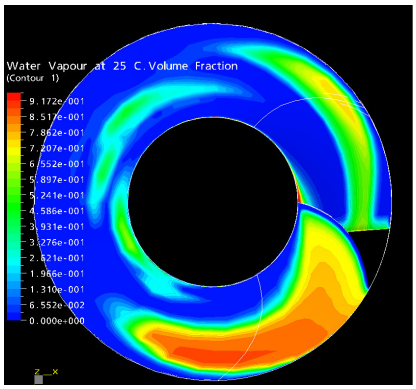
13



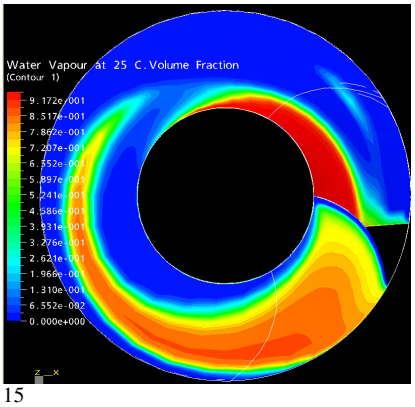
17



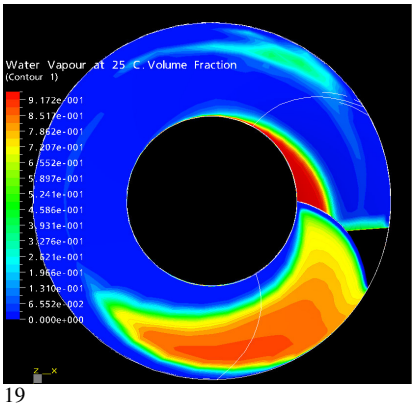
21



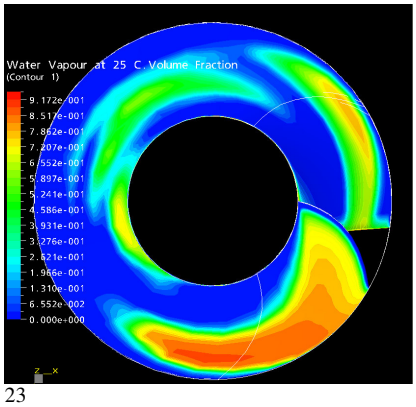
14



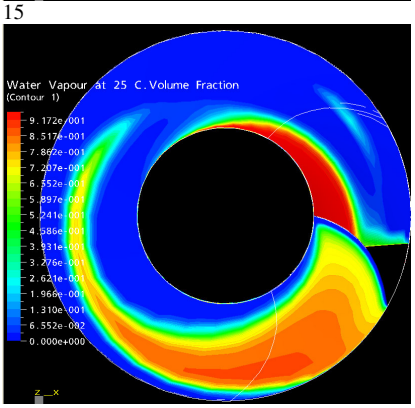
18



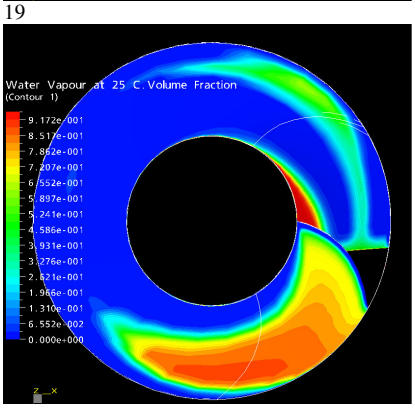
22



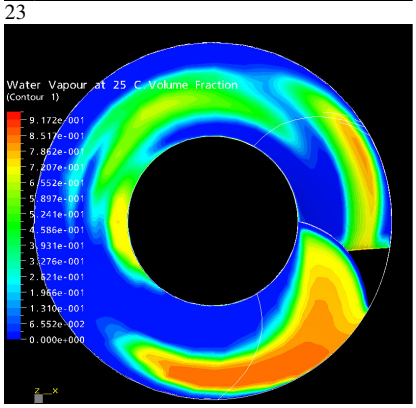
15



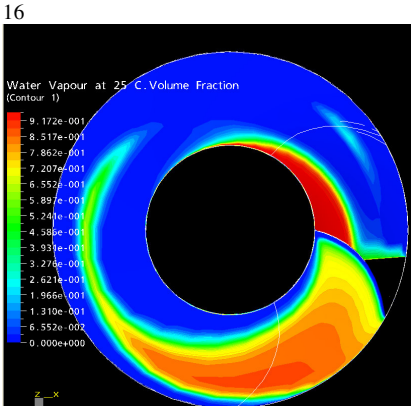
19



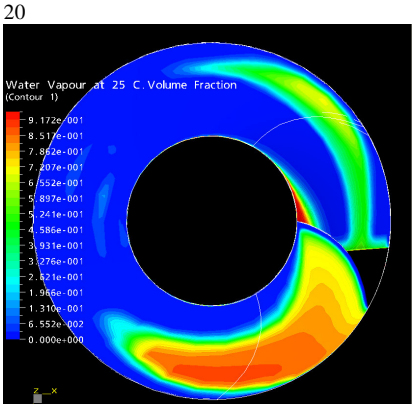
23



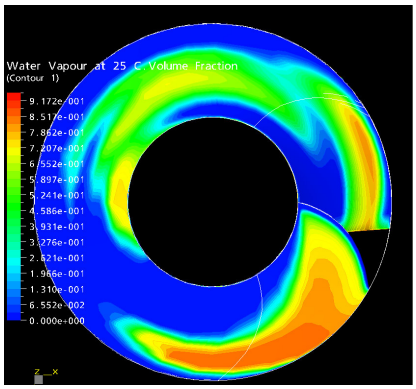
16



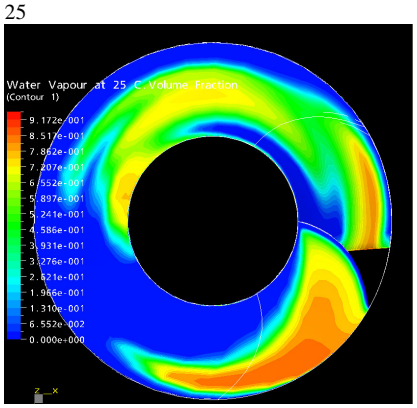
20



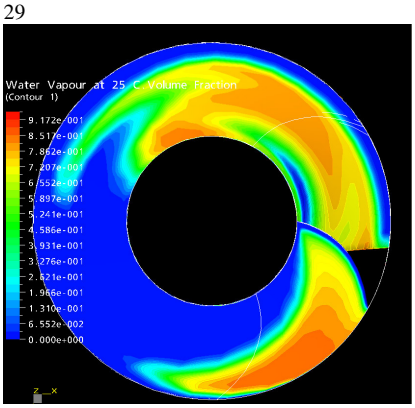
24



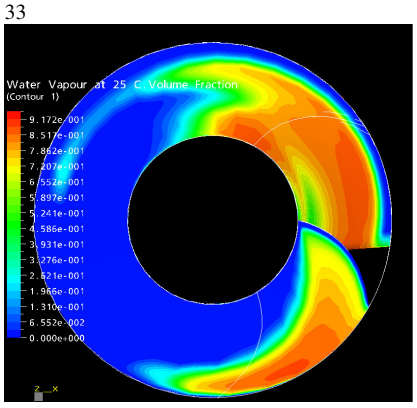
25



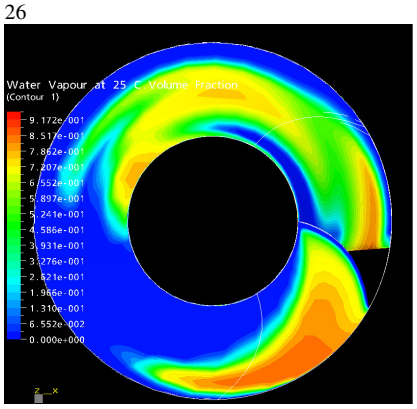
29



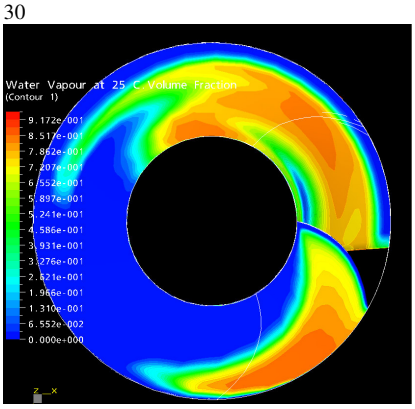
33



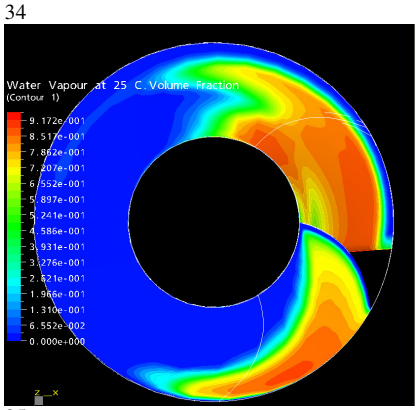
26



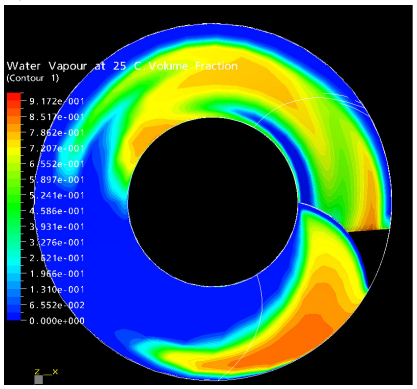
30



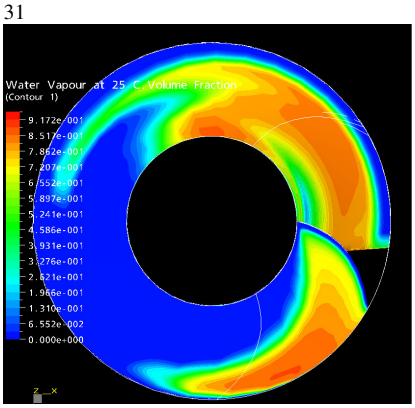
34



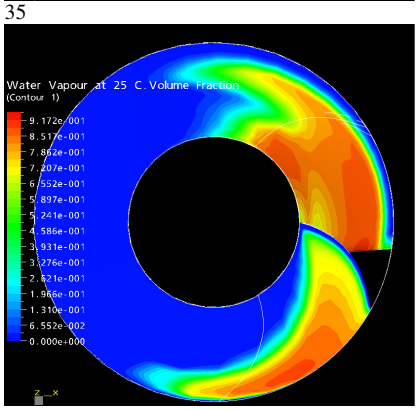
27



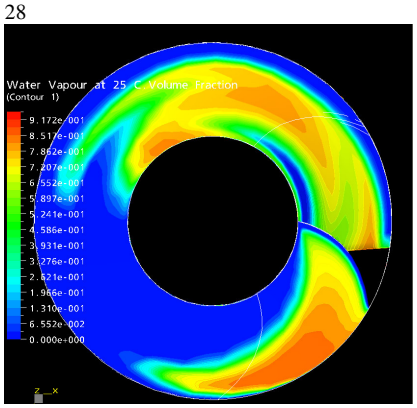
31



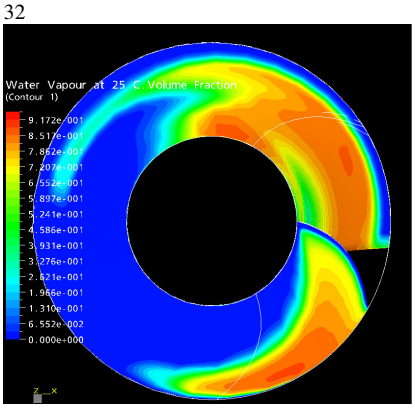
35



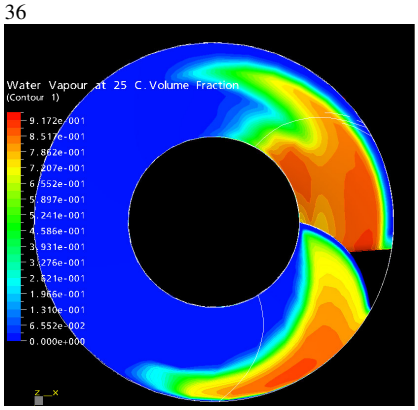
28



32



36



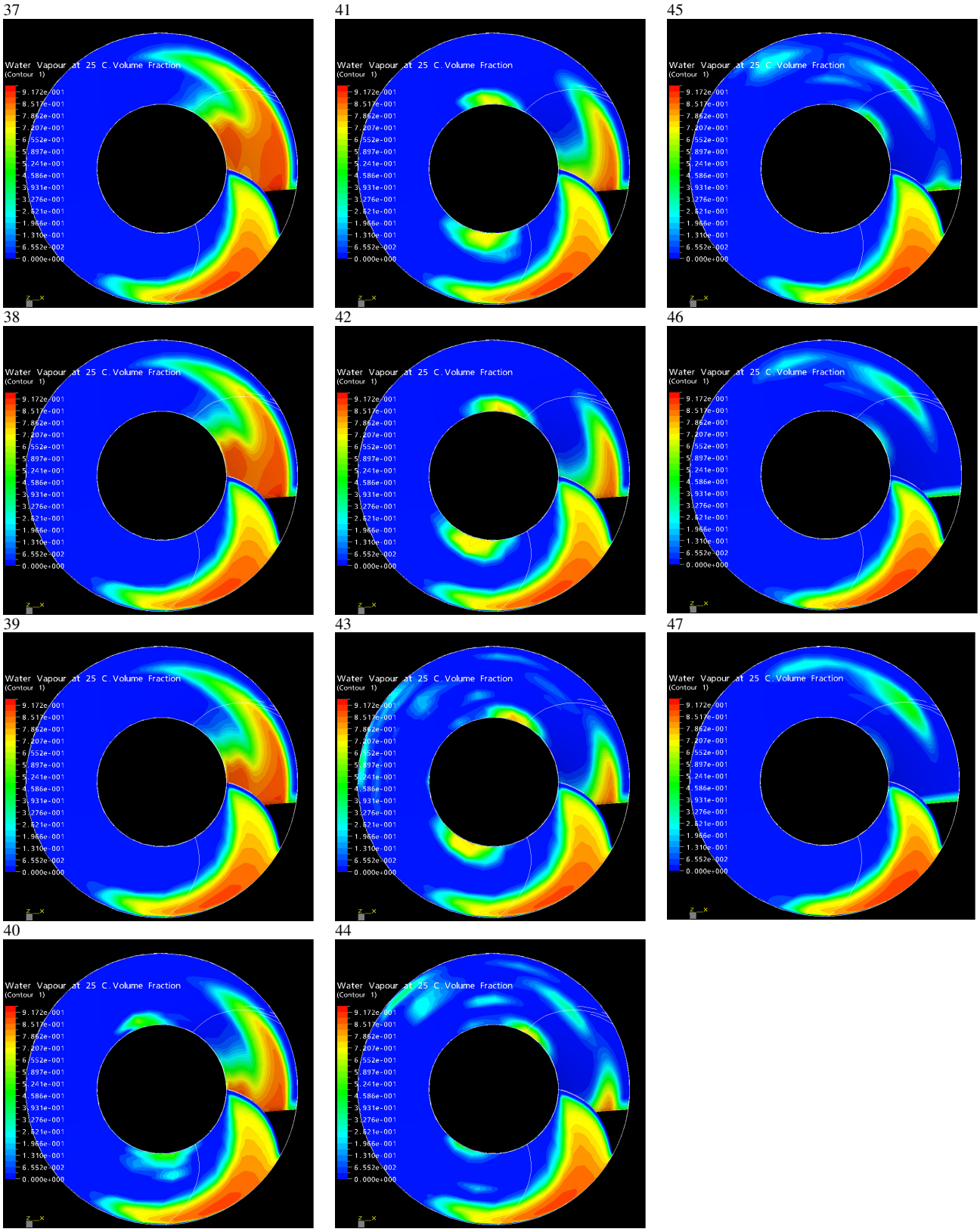


Figure 4-40 : Description détaillée de l'évolution de la fraction volumique de la vapeur à la surface de la pale en vue de face. Conditions opératoires : Q/Q_N=1.09 et σ=0.102.

6- SYNTHESE

S'il existe un nombre croissant de simulations bidimensionnelles d'hydrofoil ou de grilles d'aubes en écoulements cavitant instationnaires, celles concernant les aspects tridimensionnels dans les inducteurs sont très rares et nous avons donc décidé, dans le cadre de ce chapitre, de porter nos efforts dans ce domaine.

1) *L'aspect vibratoire* et les manifestations du phénomène ont tout d'abord été décrits en insistants sur les particularités rencontrées dans les inducteurs. Une attention particulière a été portée aux propriétés du mélange diphasique en terme de fluctuations de pression, enregistrées à divers débits, au fur et à mesure que le coefficient de cavitation baisse dans le temps.

Pour conclure l'étude comparative de l'influence des divers facteurs géométriques, nous dirons que l'augmentation de la coupure du bord d'attaque s'accompagne par une amélioration de la stabilité et des performances cavitantes globales des inducteurs en sur-débit.

Concernant la forme du moyeu, il a été montré une certaine supériorité de l'inducteur 15° au moyeu conique, via un coefficient de cavitation critique à 5% de chute. Par contre, de point de vue stabilité, cet inducteur reste le plus instable parmi les trois testés et c'est l'inducteur B1 muni de son gros moyeu qui s'est avéré être le plus stable. L'inducteur 15° à petit moyeu est caractérisé par une forte instabilité au-dessous de son débit nominal

En comparant les inducteurs 8°, 10°, 13° et 15° qui se différentient par leur angle β_{1T}, angle d'aubage en périphérie au niveau du bord d'attaque, trois critères peuvent être adoptés : un coefficient de cavitation critique correspondant à 5 ou 15% de chute en hauteur, le coefficient de pression produit en régime cavitant et/ou non cavitant et le degré de stabilité de l'inducteur. Concernant ce dernier point, nous avons montré que la stabilité de l'inducteur augmente avec la diminution de l'angle β_{1T}.

2) *Les étapes de la modélisation numérique des écoulements cavitants instationnaires* ont ensuite été présentées dans le cadre de l'étude de l'inducteur B1. Nous nous sommes particulièrement intéressés à leur sensibilité vis-à-vis du pas de temps ainsi qu'au modèle de turbulence utilisé pour les calculs. En particulier, nous avons montré que le pas de temps possède un impact important sur les résultats de la simulation numérique.

Concernant la turbulence, le modèle de cavitation décrit au Chapitre II de ce rapport, a été appliqué avec trois modèles de turbulence et qui sont le k-ε standard, le k-ε *RNG* standard et le k-ε *RNG* modifié par l'expression arbitraire de la viscosité turbulente proposée par [Reboud et al. 1998]. Les résultats des simulations numériques, suggèrent que les mécanismes associés à la formation et à l'évolution des structures de vapeur restent semblables dans le cadre de nos conditions opératoires. Nous avons opté pour le modèle k-ε *RNG* modifié pour le reste de notre étude.

Le comportement instationnaire de l'inducteur B1 a par la suite été analysé à deux conditions de débits différentes: le débit nominal et un sous-débit. Des études numériques approfondies de l'écoulement, ont d'abord été réalisées en sous-débit, pour des conditions opératoires proches de la zone de chute. Ceci a permis d'appréhender la structure des cavités, leur dynamique et les phénomènes de cavitation en vortex de *backflow*, particuliers à ce débit.

Par la suite, une caractérisation numérique du comportement cavitant dans ce même inducteur a été réalisée au débit nominal pour un coefficient de cavitation proche de la zone de chute des performances et un autre qui en est plus éloigné. Ceci a mis en évidence une certaine stabilité de la poche dans ce dernier cas. En effet, la poche garde globalement des dimensions qui sont faibles ainsi qu'une position et une dynamique interne qui sont pratiquement inchangée au cours du temps. La petite taille de cette structure de vapeur fait donc que celle-ci adopte un comportement plutôt stationnaire avec de faibles fluctuations des grandeurs physiques (fraction volumique, vecteur vitesse de la phase vapeur, etc.) moyennement constantes.

Quant au faible coefficient de cavitation, les simulations tridimensionnelles ont permis d'étudier, de manière détaillée, la structure interne de l'écoulement et des écoulements secondaires. Le caractère complexe du mélange diphasique ainsi que les instabilités qu'il engendre (courants de retours à l'intérieur de la poche, tailles et emplacements des structures de vapeur, zones de recirculation, aspect dynamique instationnaire de la progression des cavités, etc.) ont ainsi pu être mis en évidence.

Une prédiction efficace des divers phénomènes, suggère que les mécanismes associés à la cavitation sont probablement correctement simulés par le modèle, même si ce dernier nécessiterait quelques améliorations tel que nous l'avons précisé dans le cadre du Chapitre III.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES DU CHAPITRE IV

Coutier-Delgosha O., Fortes-Patella et Reboud J. L., 2003, "Evaluation of the Turbulence Model Influence on the Numerical Simulations of Unsteady Cavitation". *Journal of Fluids Engineering*, ASME, Vol. 125 pp. 38-45.

Hosanghadi A., Ahuja V. and Ungewitter R.J., 2005, "Simulations of Inducers at Low-Flow Off-Design Flow Conditions", ASME Fluids Engineering Conference - Fifth Pumping Machinery Symposium. June 19-23, Houston, Texas. USA.

Offtinger, C.,Henry, C., Morel, R., 1996, ″ Instabilité de fonctionnement en débit partiel d'un inducteur fretté. Comparaison avec le cas non fretté, ″ 3ème journée cavitation, SHF Grenoble France, pp. 31 – 38, (in French).

Orszag S.A. 1993, "Renormalization Ggroup Modelling and Turbulence Simulations Near Wall Turbulent Flows", Elsevier Science Publishers B.V., Amsterdam, Les Pays-bas.

Reboud J. L., Stutz B. et Coutier O., 1998, "Two-phase flowStructure of Cavitation: Experiment and Modeling of Unsteady Effects". Third *International Symposium on Cavitation, Grenoble, France* .

Tsujimoto, Y., Yoshida, Y., Maekawa, Y., Watanabe, S., Hashimoto, T., 1997, ″ Observations of Oscillating Cavitation of an Inducer″, *Journal of Fluids Engineering*, Vol. 119, pp. 775-781. ASME.

Tsujimoto, Y., Kamijo, K., et Brennen, C. E., 2001, "Unified Treatment of Flow Instabilities of Turbomachines," AIAA J. of Propulsion and Power, **17-3**, pp. 636–643.

Tsujimoto Y. Horiguchi H. et Qiao X., 2005, "Backflow from Inducer and its Dynamics", ASME Fluids Engineering Conference - Fifth Pumping Machinery Symposium. June 19-23, Houston, Texas. USA.

CONCLUSION GENERALE

CONCLUSION GENERALE

La mise en oeuvre de calculs tridimensionnels cavitants a permis d'analyser les caractéristiques de l'écoulement dans les différentes configurations d'inducteurs pour des régimes de fonctionnement stables et instables, et de détecter les paramètres les plus importants affectant leur bon fonctionnement. Une méthodologie de modélisation des caractéristiques a pu ainsi être mise en oeuvre et appliquée sur différentes géométries avec succès.

Le second objectif est de mieux cerner à la fois expérimentalement et numériquement, le phénomène de cavitation particulièrement dans ce type de machines. Ceci a permis d'établir des méthodes précises pour la prédiction de son apparition et du développement de ses différents aspects afin de repousser les limites techniques qu'elle engendre.

Une pompe nécessite, pour un fonctionnement optimal vis-à-vis de la cavitation, l'installation d'un inducteur : comment le choisir ? Dans ces travaux, nous avons tenté de répondre à cette question pour le cas des écoulements stationnaires, en analysant diverses variantes d'inducteurs industriels, en régimes cavitants et subcavitants. Pour procéder à un choix optimal, une bonne évaluation numérique et expérimentale de l'écoulement s'est imposée. En effet, un choix judicieux exige d'abord de bien connaître les conditions de fonctionnement d'un inducteur : quelles conditions opératoires et conditions aux limites va lui imposer son fonctionnement en série avec la pompe ? Quels seront ses diamètres extérieur et intérieur et la forme du moyeu qu'impliquera le champ opératoire ? Le débit qui est imposé à l'inducteur par la pompe devrait-il représenter un débit nominal, un sous-débit ou un sur-débit dans l'inducteur ? Le critère à privilégier pour le choix d'un inducteur parmi d'autres est-il le rendement et la hauteur en régime cavitant ou en régime non cavitant, le niveau vibratoire, le bruit généré, la stabilité de fonctionnement, etc.

Cette mise en lumière des besoins, nous a conduit à déterminer les paramètres de design qui seront les plus appropriés à la situation. Parmi ces paramètres figurent la forme du bord d'attaque, la forme du moyeu et l'angle d'aubage en périphérie, au niveau du bord d'attaque, mais également la longueur des pales et l'ajout d'inter-pales.

Les simulations du comportement cavitant des inducteurs ont été comparées aux résultats d'essais expérimentaux effectués à plusieurs débits. Un très bon accord a été constaté à la fois en ce qui concerne la hauteur réalisée dans chaque cas et la chute progressive des performances. Par ailleurs, le développement de la cavitation dans ces inducteurs est tout à fait cohérent avec les visualisations expérimentales, l'extension de la cavité sur la face en dépression des aubages de certains inducteurs à des valeurs bien déterminées de débit est légèrement sous-estimée par le calcul, mais un bon accord général est néanmoins observé. Ces résultats satisfaisants confirment que le modèle numérique décrit correctement le comportement stationnaire et instationnaire des inducteurs. Le fait que l'emplacement, la taille et le comportement des cavités soient cohérents avec les résultats d'essais dans toute la phase de décroissance du coefficient de cavitation et pour une large gamme de débits, suggère que les mécanismes responsables dans l'écoulement du phénomène de blocage sont correctement décrits par le calcul.

Les observations découlant du travail de recherche expérimental en régime cavitant, réalisé sur les inducteurs, ont justifié la nécessité d'une étude de base sur l'influence des paramètres géométriques sur le comportement vibratoire de ces inducteurs en régime instationnaire. Ces résultats ont été présentés au chapitre IV. Dans le but de quantifier l'influence des conditions opératoires sur le comportement instationnaire cavitant de l'écoulement tridimensionnel, nous avons effectué, dans une seconde étape, une analyse par simulation numérique d'un tel écoulement à travers l'inducteur B1. Les premiers résultats obtenus et présentés dans ce rapport, sont comparés aux observations visuelles expérimentales et cette première comparaison est assez satisfaisante.

L'observation des cavités qui se forment sous plusieurs conditions opératoires en écoulement instationnaire, a permit de conclure que l'emplacement, la taille et la dynamique des cavités sujettes aux instationnarités varient considérablement. Nous avons entre autres montré que dans le cas du débit nominal et pour un coefficient de cavitation assez élevé, l'instationnarité est confinée dans la région du bord d'attaque, de sorte que l'écoulement puisse être considéré comme stable.

Perspectives

Dans le cadre de la poursuite de ces travaux, en utilisant des modélisations telles que celles présentées dans le cadre de ce mémoire, dont la qualité va en s'améliorant, on pourra avoir une approche plus approfondie, du champ d'écoulement du comportement de ces turbomachines à diverses conditions opératoires. Les points d'investigations suivants pour les inducteurs en régime cavitant peuvent être développés :

- une prise en compte du jeu de fonctionnement dans les simulations numériques,

- des études de sensibilité par rapport aux coefficients de vaporisation et de condensation du modèle de cavitation ainsi qu'à d'autres modèles de turbulence dont notamment le DES,

- approfondir les simulations du comportement instationnaire de la cavité : conditions d'apparition, dynamique interne, formation, implosion, …

- réaliser expérimentalement l'exploration des poches par des techniques endoscopiques ou par PIV spécifique cavitation. Ceci permettraient d'avoir un diagnostic complet du champ d'écoulement,

- étudier le couplage roue/inducteur.

ANNEXES

ANNEXE 1 :

INFLUENCE DES INTER-PALES

En plus de l'angle d'aubage en périphérie, de la forme d moyeu et de la forme et l'affûtage du bord d'attaque, nous avons également étudié l'impact d'un autre paramètre de design sur les performances d'un inducteur en régimes cavitants et non cavitants : l'ajout des inter-pales. Cette technique également appelée 'tandem', est utilisée entre autres systèmes sur Ariane et dans les étages compresseurs centrifuges, même si la plupart des publications faites à ce sujet favorisent l'emploi des inter-pales dans des configurations de turbomachines axiales plutôt que centrifuges [Takamatsu et al. 2003, Yamada et al. 2003].

Malgré le fait que les roues en tandem peuvent présenter certains avantages aérodynamiques par rapport aux roues à design conventionnel, elles ne sont que rarement utilisées en raison de leurs faibles performances par rapport à ces dernières, mais également parce qu'elles sont moins simples à réaliser mécaniquement et donc de coût plus élevé. En raison de la pénurie des roues à aubes en tandem, les règles de leur conception sont presque inexistantes et leur impact sur les caractéristiques de l'écoulement sont loin d'être maîtrisées.

Le but des calculs et des mesures menées dans cette annexe est d'étudier les différences de comportement entre l'inducteur 13° et l'inducteur 13° avec inter-pales, que nous noterons 'inducteur 13°i'. Certaines simulations ne prennent pas en compte la cavitation, mais elles permettent d'appréhender dans un premier temps les phénomènes tridimensionnels liés aux écoulements dans ces machines, et de prévoir les conditions probables d'apparition des vibrations et fluctuations de pressions.

Néanmoins, tel que nous le verrons dans ce qui suit, les résultats expérimentaux et numériques montrent que l'ajout d'inter-pales dégrade les performances produites en cavitation et hors cavitation mais qu'en contre partie améliore la stabilité de l'inducteur traduite par les fluctuations de pression.

A1-1- Présentation des inducteurs étudiés :

Ce paragraphe est destiné à la présentation des deux variantes d'inducteurs. La figure ci-dessous montre une vue 3D de chaque machine.

Inducteur 13°.

Inducteur 13°i.

Figure A1-1 : Vues 3D des inducteurs 13° et 13°i.

Les caractéristiques de ces inducteurs sont présentées au tableau ci-dessous.

		***β* (°)**		***γ* (°)**		***m* (mm)**		***l* (mm)**	
	Q_N (m^3/h)	**Au pieds**	**À la périphérie**	**Au pieds**	**À la périphérie**	**Au pieds**	**À la périphérie**	**Au pieds**	**À la périphérie**
Ind. 13°	280	39.8	77	39.8	77	116.39	76.37	151.49	76.37
Ind. 13°i	260								

Tableau A1-1- : Débit nominal, angle d'aubage, calage, longueur méridienne et corde de l'aubage, relatifs à chaque inducteur.

L'inducteur 13° a un débit nominal de 280 m^3/h, une hauteur nominale de 3.8 m correspondant à un NPSH requis de 1.25 m.

La longueur de chaque inter-pale représente environ 70% de la longueur des pales principales. Par ailleurs, dans l'espace inter-aubes, chaque inter-pale est équidistante de la pale principale qui la précède et de celle qui lui succède.

A1-2- Courbes de performances :

Avec l'ajout d'inter-pale, le performances de l'inducteur se sont légèrement dégradées, la hauteur baisse de 6.4% et le rendement de 15% par rapport aux valeurs enregistrées pour l'inducteur 13° (Fig. A1-2).

Etant donné que pour un inducteur, il est préférable d'avoir le $NPSH_C$ le plus petit possible afin que le domaine de fonctionnement de la machine soit le plus large possible en fonction de critères donnés, nous avons comparé ce paramètre pour les deux variantes d'inducteur (Fig.A1-3).

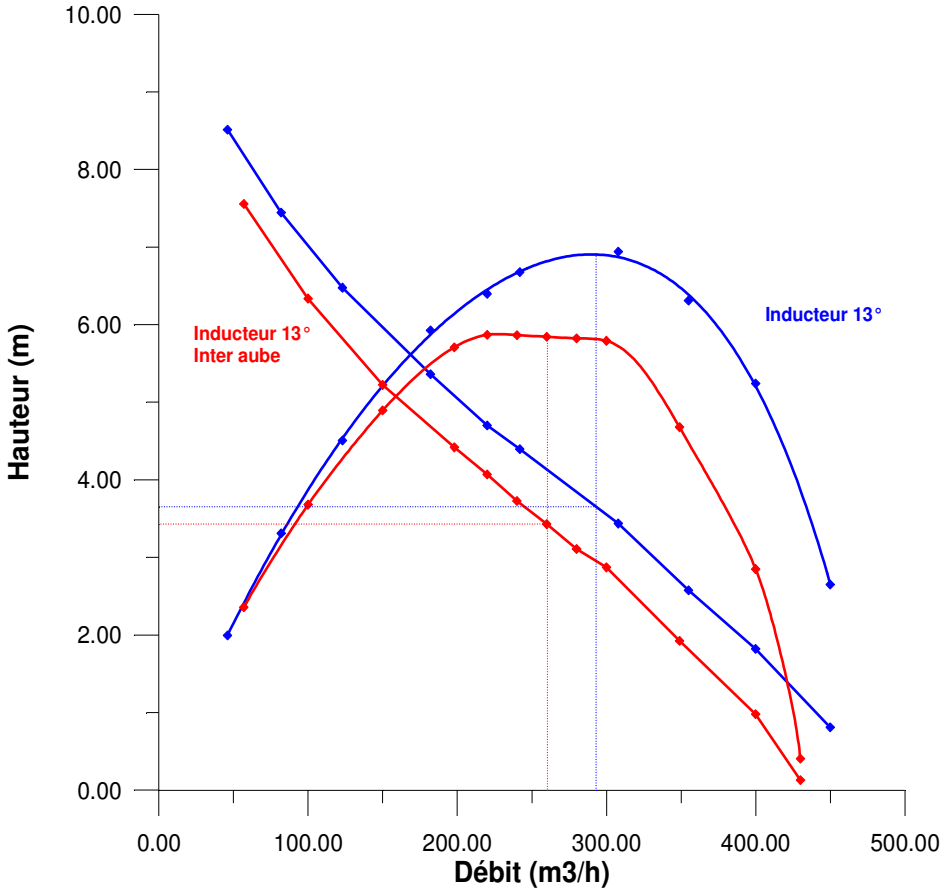


Figure A1-2 : Influence de l'ajout d'inter-pales sur les performances en régimes non cavitants.

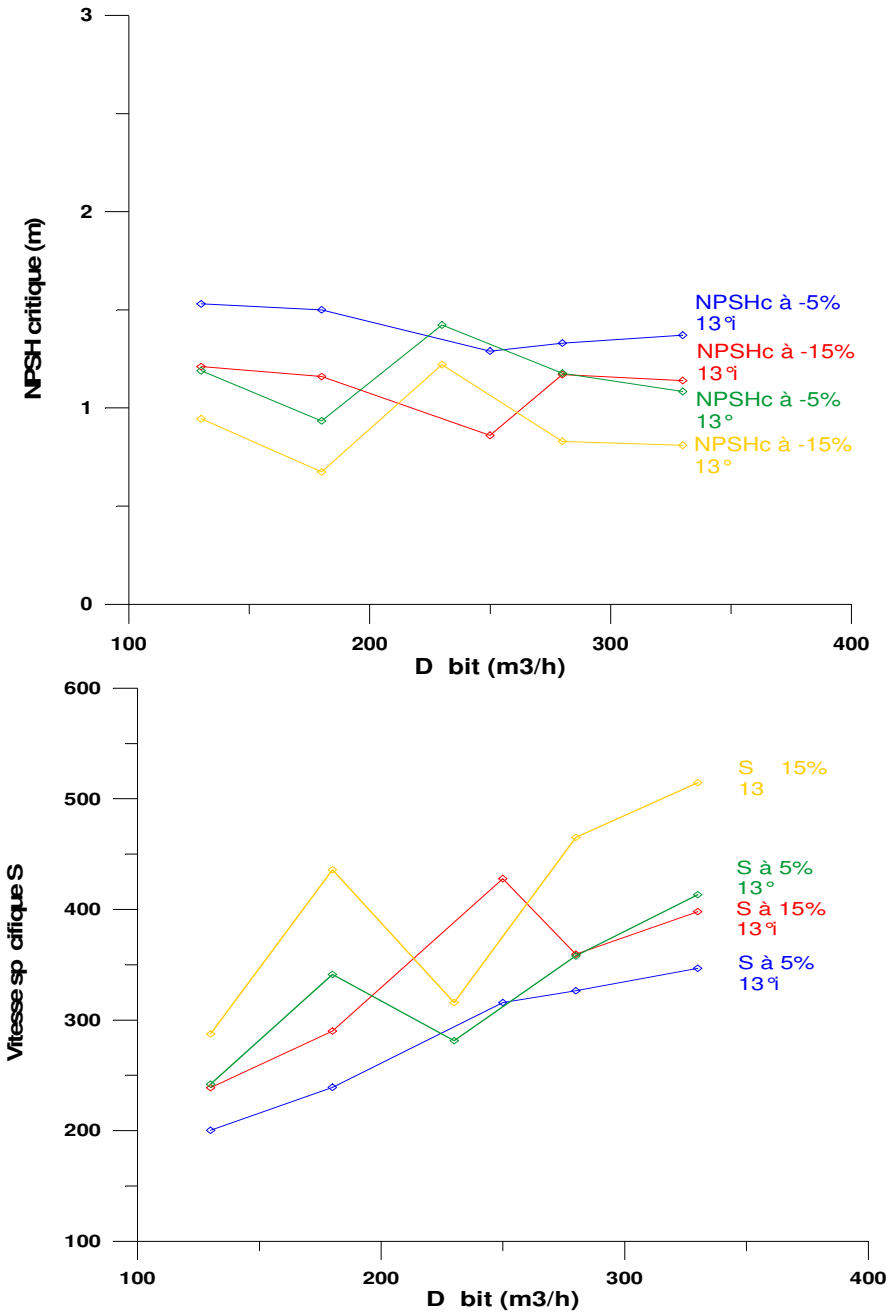


Figure A1-3 : Influence de l'ajout d'inter-pales sur les performances en régimes cavitants.

Nous avons alors constaté qu'en écoulement cavitant, la tendance à la dégradation des caractéristiques avec l'ajout d'inter-pales est également conservée dans le sens où les NPSH critique à 15% et 5% de chute en hauteur affichent de meilleures valeurs dans le cas de l'inducteur sans inter-pales. Cette tendance est également confirmée par la représentation de la vitesse spécifique en fonction du débit de ces deux inducteurs.

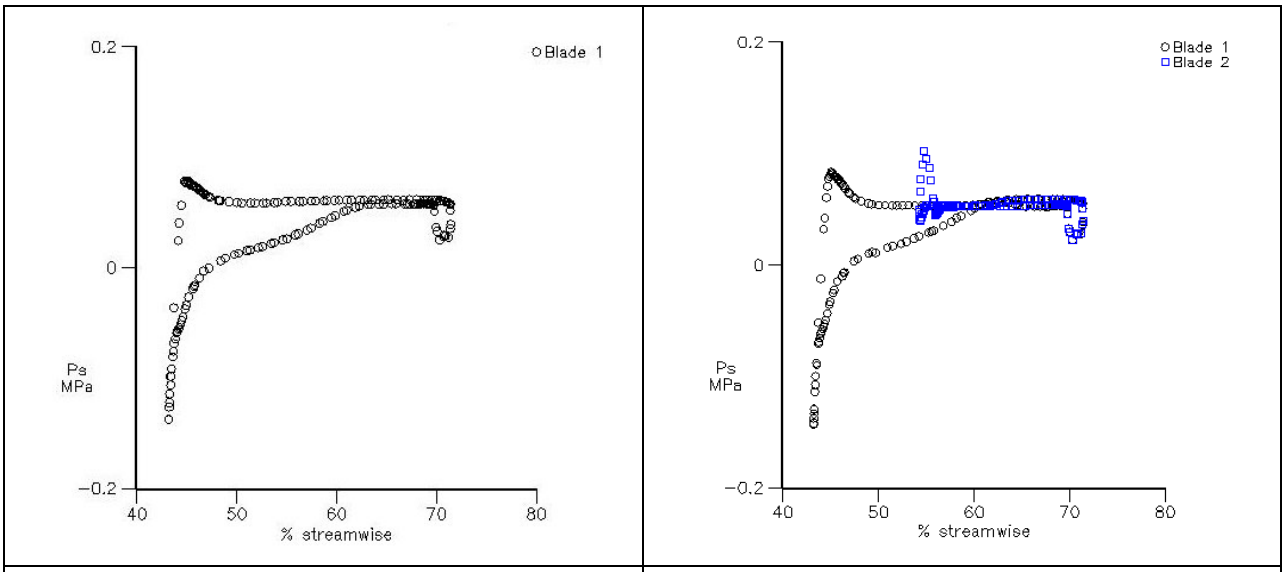
A1-3- Analyses expérimentale et numérique des écoulements internes :

D'une part, nous pouvons dire que la présence d'un espace tandem entre les pales réduit la surface effective sur laquelle s'exerce la portance et altère sa direction. Ceci handicape donc ce design en tandem à la fois en termes d'efficacité réalisable et de rapport de pression.

En contre partie, la proximité des pales courtes et longues peut empêcher l'initiation du décollement du fluide au niveau de la face en dépression et ce, en réorganisant la structure de la couche limite à la surface de la pale à la manière d'une configuration aile-aileron (*'wing-flap'*) sur un avion. Une telle amélioration de la qualité de l'écoulement peut réduire la déformation dans les profils de vitesse en sortie d'aubages, réduisant par conséquence les phénomènes de diffusion et élargissant la plage d'utilisation.

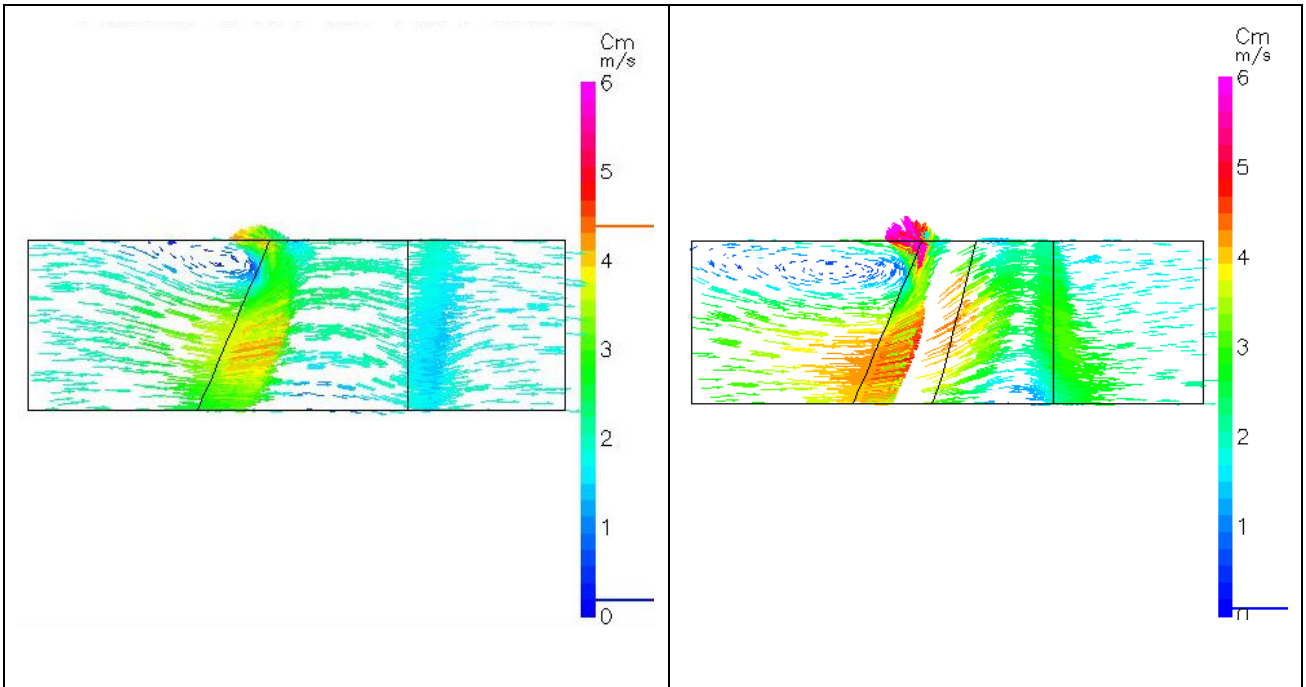
Sur la figure A1-4 sont représentées les distributions de la pression statique sur l'extrados et l'intrados des longues pales (en cercles noirs) et des inter-pales (en carrés bleus) dans les deux inducteurs. Ces résultats sont affichés le long d'une ligne de courant se trouvant à 90% d'envergure (i.e. près de la périphérie).

Ces graphes montrent que l'introduction des inter-pales ne relève que légèrement en sortie d'aubage le niveau de pression statique dans l'inducteur 13°i, tout en y intensifiant le gradient des vitesses. Ce résultat est d'ailleurs confirmé par la figure A1-5 montrant la distribution de la vitesse méridienne dans le plan méridien. En effet, nous constatons l'existence d'une zone de recirculation simulée à l'entrée de la machine. La présence de cette zone est confirmée par des calculs que nous avons réalisés en écoulement cavitant et qui sont illustrés à la figure A1-6 en 3D, près du bord d'attaque, représentant les lignes de courant en présence d'une poche de vapeur dans l'inducteur 13°. On constate sur cette dernière figure que cet effet vortex est le siège d'une poche de vapeur en écoulement cavitant et que la norme du vecteur vitesse est y la plus élevée au sein de l'écoulement. Avec l'ajout des inter-pales, ce vortex s'intensifie et prend plus d'ampleur comme cela a été suggéré par la figure A1-5. Et d'autre part, le gradient de vitesse selon la direction axiale devient plus important entre la mi-corde et la sortie d'aubages.



Inducteur 13°. | *Inducteur 13°i.*

Figure A1-4. Distribution de la pression statique au débit nominal, à 90% d'envergure selon une ligne de courant sur l'extrados et l'intrados des longues pales (en cercles noirs) et des inter-pales (encarrés bleus).



Inducteur 13°. | *Inducteur 13°i.*

Figure A1-5 : vitesse méridienne en vue méridienne au débit nominal.

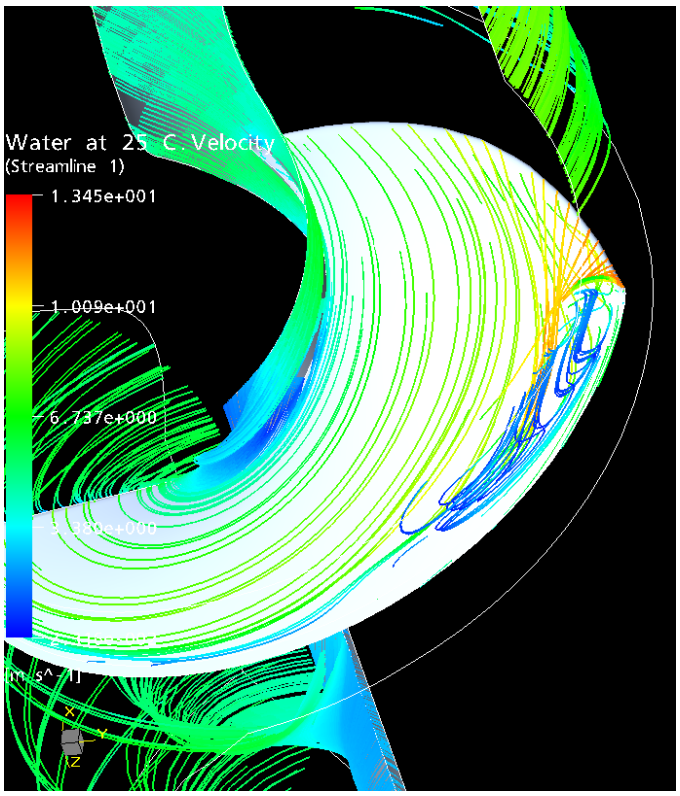


Figure A1-6 : Inducteur 13° : lignes de courant à partir du bord d'attaque en écoulement cavitant à $Q/Q_N=1$.

Figure A1-6 : Lignes de courants et vitesses méridiennes dans les inducteurs 13° et 13°i.

A ce stade de l'analyse, l'ajout d'inter-pales avec la manière dont il a été conduit (choix de l'inducteur, caractéristiques et positions des inter-pales) dans l'inducteur 13° ne semble pas constituer un bon choix vis-à-vis de la cavitation au débit étudié.

A1-4- Influence de l'ajout d'inter-pales sur les fluctuations de pression :

Les mesures de fluctuations de pressions confirment les résultats auxquels nous avons aboutis et qui montrent que l'ajout d'inter-pales s'accompagne d'une détérioration du comportement de l'inducteur. En effet la figure ci-dessous illustre bien l'augmentation du niveau de fluctuation de pression et par conséquence l'intensification du niveau vibratoire dans l'inducteur 13°i. Pour les *NPSH* élevés, les fluctuations de pression dans l'inducteur 13° dépassent de 200 [mbar] celle de l'inducteur 13°.

Pour les conditions de fonctionnement nominales, i.e. pour un débit de 280 m3/h dans l'inducteur 13° et 260 m3/h dans le 13°i, le comportement vibratoire u premier inducteur est le meilleur.

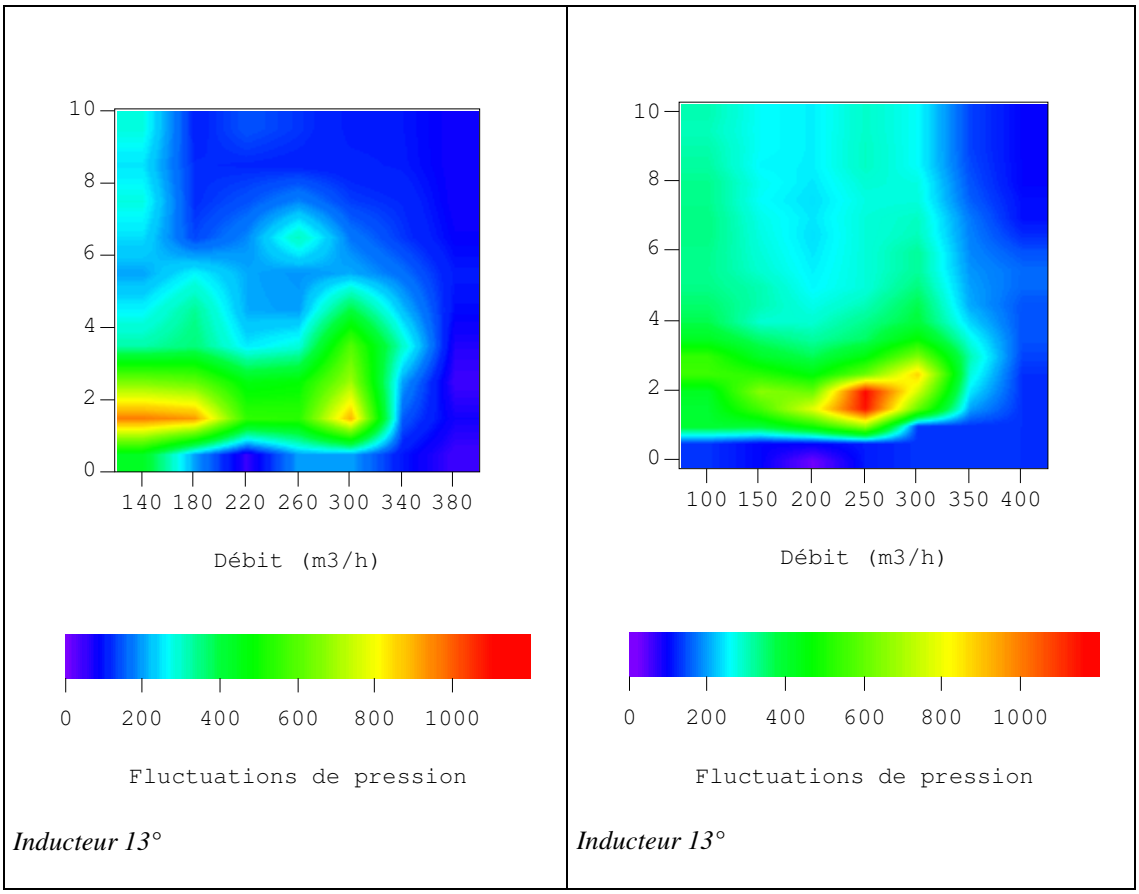


Figure A1-7 : Influence de l'ajout d'inter-pales sur les fluctuations de pression à l'aval des inducteurs.

Références bibliographiques :

Takamatsu, Y., Ishizaki K., Kishikawa T. And Kusaka Y., 2003*, "An Investigation of Tandem-Blade Helical Inducer for Cavitatio-Resistant Centrifugal Pump". Proc. 10th Symposium the International association for Hydraulic Research, Vol.1, pp 291-302.*

Yamada H, Yoshida Y., Shimagaki M., Watanabe, M., 2003*, "Performance of a Tandem Inducer under Noncavitating and Cavitating Condition". Proc. Fifth International Symposium on Cavitation, Cav03, OS-4-008, Osaka, Japon.*

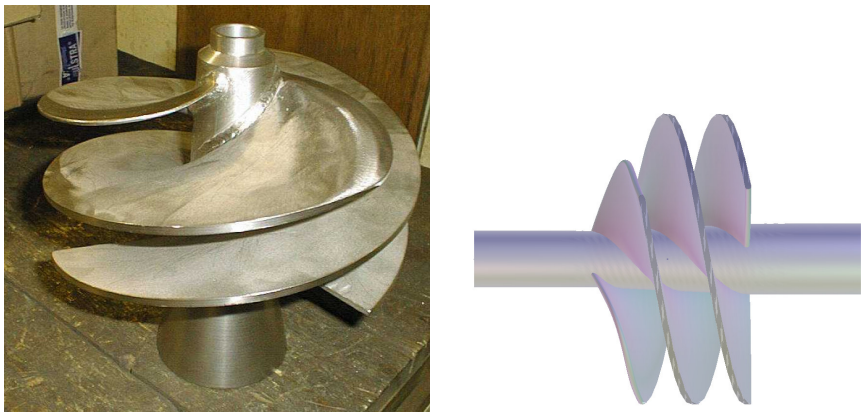
ANNEXE 2 :

INFLUENCE DE LA LONGUEUR DES PALES

Dans cette annexe, nous comparons l'influence de la longueur des pales dans deux inducteurs : l'inducteur 10° et l'inducteur 10° à pales courtes et que nous noterons dorénavant 'inducteur 10°c'. Les calculs numériques présentés sont de deux types : calculs cavitants et calculs non cavitants. Même si ces derniers ne prennent pas en compte la cavitation, ils permettent de comparer deux types de comportements différents, de cerner les particularités de l'écoulement autour de pales courtes et de préparer l'analyse de leurs comportement cavitant. D'ailleurs ils restent bien en accord avec les modélisations numériques effectuées en régime cavitant.

A2-1- Présentation des inducteurs étudiés :

La figure ci-dessous montre des vues 3D les deux machines étudiées.



Inducteur 10°.

Inducteur 10°c.

Figure A2-1 : Vues 3D des inducteurs 10° et 10°c.

Leurs caractéristiques sont résumées au tableau suivant :

		β (°)		γ (°)		Conditions nominales		l (mm)	
	Q_N (m3/h)	Au pieds	À la périphérie	Au pieds	À la périphérie	H_N (m)	$NPSH_{requis}$ (m)	Au pieds	À la périphérie
Ind. 10°	220	47.86	80	47.80	80	4.45	1.24	186.14	491.99
Ind. 10°c	190	47.86	80	47.80	80	3.85	1.8	99.96	280.14

Tableau A2-1 : Débit nominal, angle d'aubage, calage, longueur méridienne et corde de l'aubage, relatifs à chaque inducteur.

A2-2- Courbes de performances :

Nous montrons sur les graphiques ci-dessous, les performances hors cavitation des deux inducteurs. Comme il fallait s'y attendre, la courbe de rendement de l'inducteur 10°c est similaire à celle de l'inducteur 10°, mais elle est décalée vers des hauteurs plus faibles. C'est l'inducteur 10° avec ses pales plus longues qui réalise les meilleurs rendement et en moyenne 1m de plus en hauteur que l'autre inducteur.

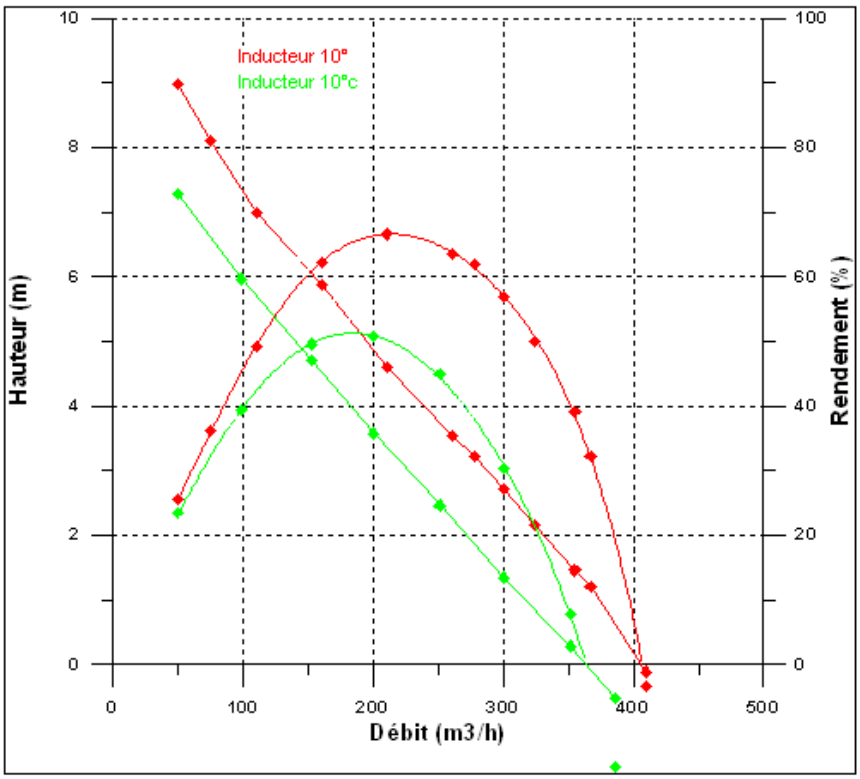


Figure A2-2 : Courbes de performances expérimentales des inducteurs 10° et 10°c.

Nous représentons également dans ce qui suit les *NPSH* critiques relatifs à 5% et 15% de chute en hauteur.

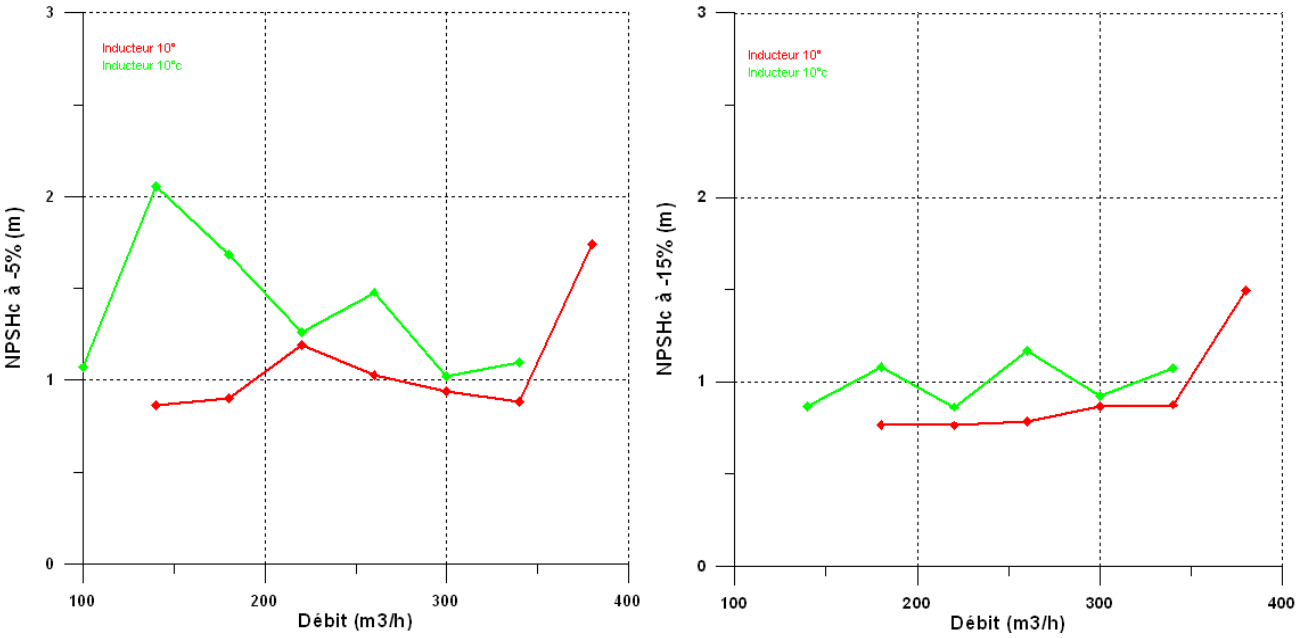


Figure A2-3 : Courbes expérimentales des NPSH critiques correspondant à des pertes de 5% et 15% de hauteur dans les inducteurs 10° et 10°c.

L'inducteur 10° s'avère être meilleur que le 10°c dans le sens où ses $NPSH_C$ sont situés autour de 1m, ce qui lui confère un domaine de fonctionnement meilleur que celui du 10°c. Pour le $NPSH_{C,5\%}$, l'inducteur 10°c est beaucoup moins performant notamment pour des débits inférieurs à 200 m^3/h. Les inducteurs possèdent de bonnes capacités d'aspiration puisque leurs $NPSH_{C,15\%}$, sur une large bande de débits, restent inférieurs à 1m.

A l'aide de ces courbes donnant $NPSH_C$ en fonction du débit Q, et connaissant la vitesse de rotation N, on détermine la vitesse spécifique dont nous rappelons la définition :

$$S = \frac{N(trs/mn) \times \sqrt{Q(m^3/s)}}{(NPSH_{x\%}(m))^{\frac{3}{4}}}$$

On trace alors le graphe des vitesses spécifiques en fonction du débit pour chacun des inducteurs.

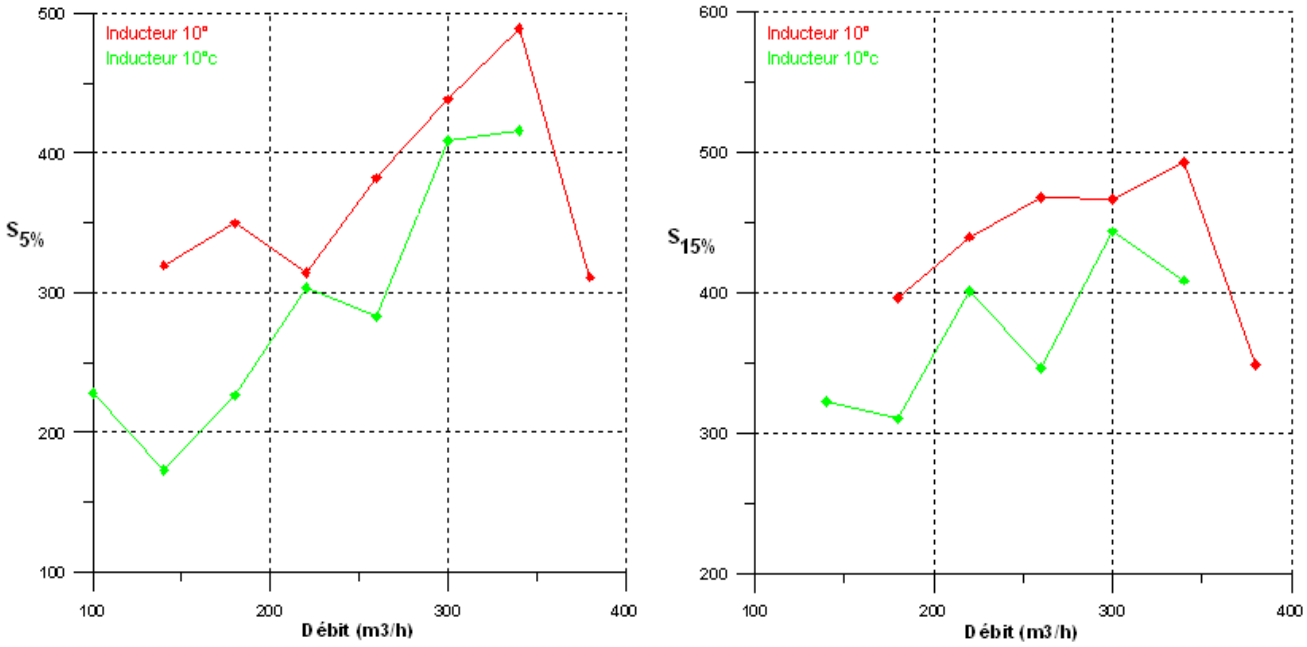


Figure A2-4 : Influence de la longueur de la pale sur la représentation des vitesse spécifiques $S_{5\%}$ et $S_{15\%}$ en fonctions du débit.

Ces graphes confirment les résultats des courbes précédentes : l'inducteur 10° réalise les meilleures vitesses spécifiques pour tous les débits étudiés. La valeur de *S* la plus élevée avoisine les 500 et correspond à 340 m^3/h dans cet inducteur. Ces vitesse spécifiques sont assez satisfaisantes même si elles sont certes loin des 700 que l'on trouve sur les inducteurs utilisés en aérospatial.

Nous pouvons également pousser l'analyse plus loin en représentant le coefficient de Thomas:

$$\sigma_{THOMA,x\%} = \frac{NPSH_{C,x\%}}{H}$$

Ce coefficient adimensionnel caractérise la capacité d'aspiration d'une pompe, et doit évidemment être aussi faible que possible. Tel qu'on peut le constater sur la figure ci-dessous, que ce soit à 5% ou à 15% de pertes en hauteur, l'inducteur 10° se distingue encore avec un coefficient de Thoma plus faible.

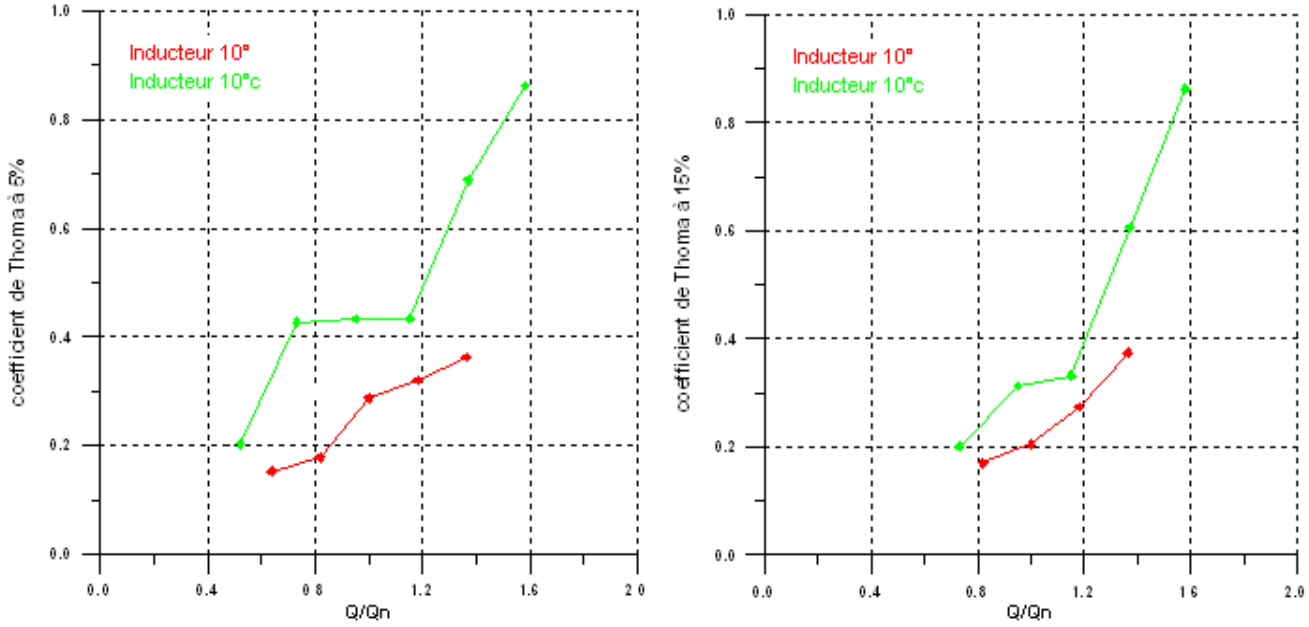
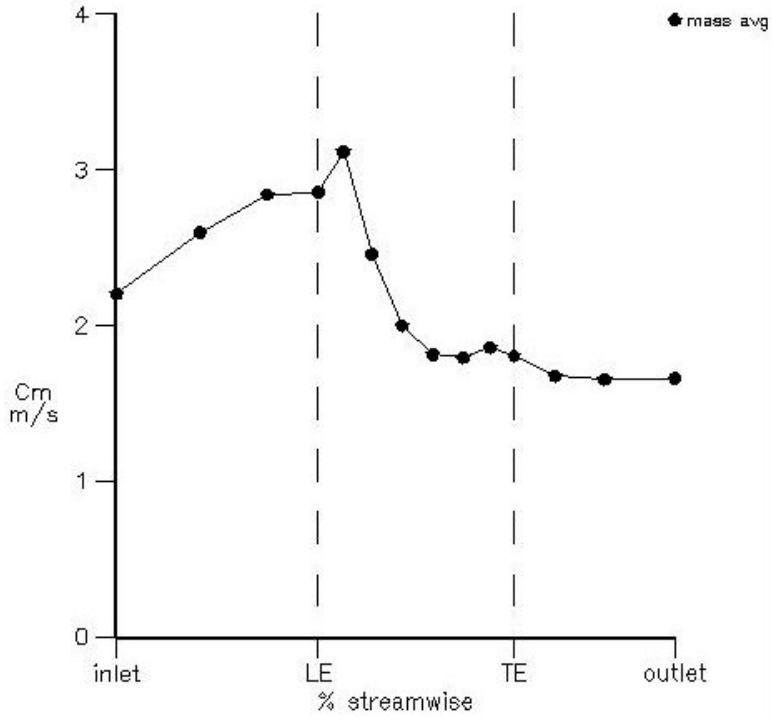


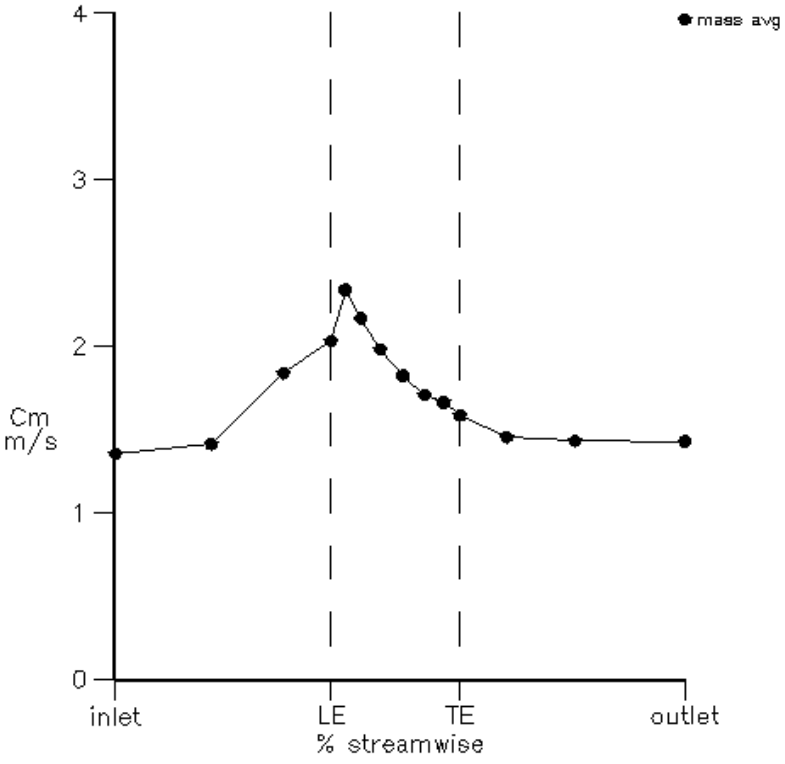
Figure A2-5 : Influence de la longueur de la pale sur les coefficients de Thoma à 5% et 15% de chutes en hauteur.

A2-3- Analyse numérique des écoulements internes :

Rappelons que la mission principale d'un inducteur est d'une part d'augmenter la pression totale dans l'écoulement, de sorte que la roue qui lui fait suite soit capable d'aspirer le fluide sans risque de cavitation, et d'autre part de hausser le niveau de pression statique dans l'espace inter-aubes afin de garantir que les éventuelles zones de vapeur ne dépassent pas le recouvrement des aubes. La figures ci-dessous illustre l'évolution -selon une ligne de courant- de la norme du vecteur vitesse méridienne à un débit proche du débit nominal de chaque inducteur : Q/Q_N=1.05.



Inducteur 10°.



Inducteur 10°c.

Figure A2-6: Influence de la longueur de la pale sur les profils de vitesse méridienne à $Q/Q_N=1.05$, selon une ligne de courant.

Nous constatons que la vitesse méridienne est plus élevée dans l'inducteur avec les pales longues notamment en entrée d'aubage. Ce résultat paraît assez paradoxal car il signifie que le gradient de vitesse entre l'amont et l'aval du bord d'attaque est plus important dans le cas de l'inducteur 10° que dans celui du 10°c. Dans ce cas, ce dernier serait alors plus propice à un écoulement non cavitant.

Pour éclaircir ce point, nous avons réalisé des simulations numériques en écoulement cavitant dans ces deux machines et nous en présenterons à titre d'exemple celles des débits nominaux. Commençons par les courbes de chute de hauteur ci-dessous.

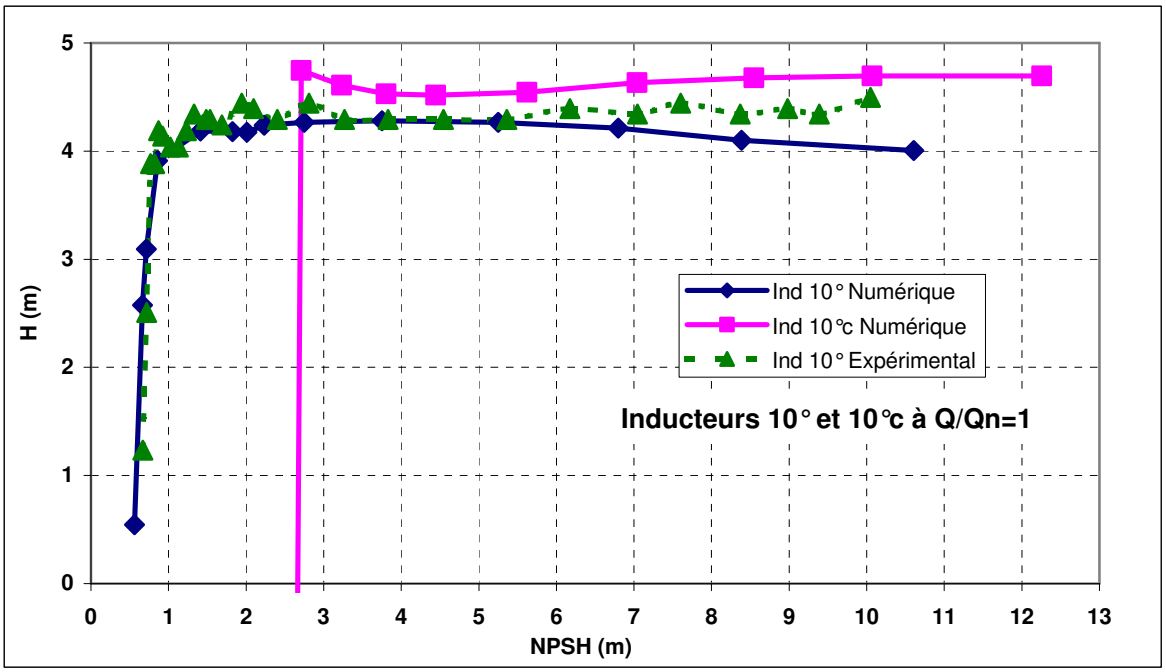
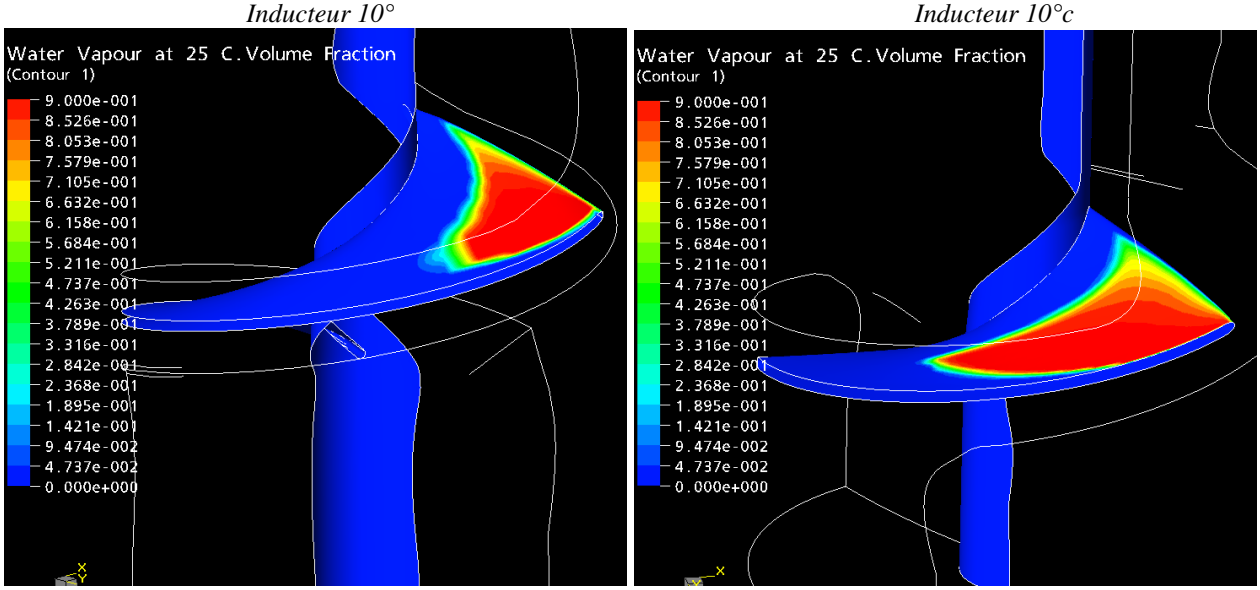


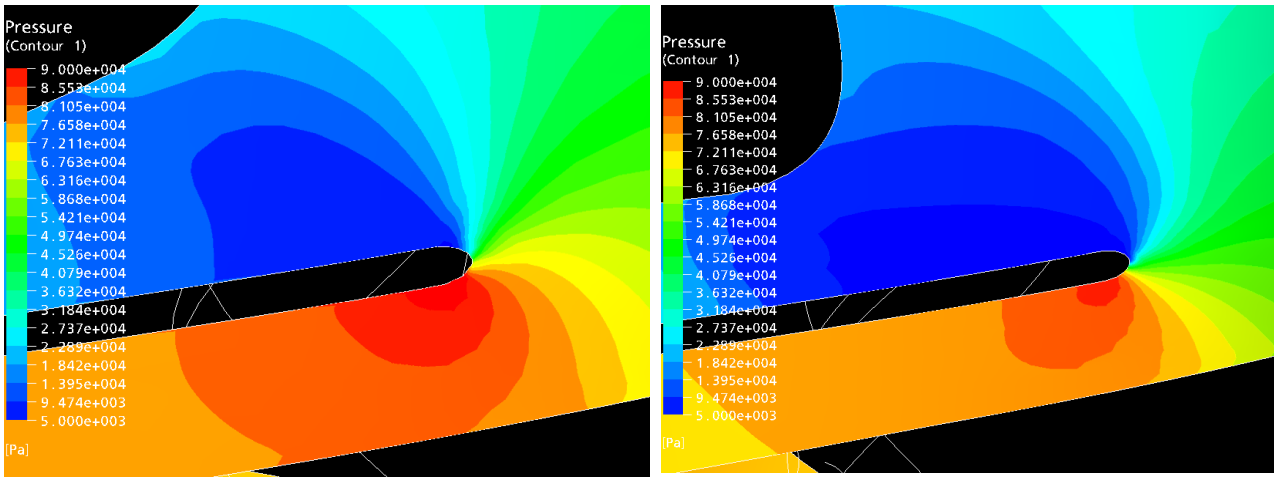
Figure A2-7 : Influence de la longueur de la pale sur les profils de chute de hauteur – Résultas expérimentaux et numériques à $Q/Q_N=1$.

Ces courbes montrent que la chute des performances dans l'inducteur 10° se fait plus tard que dans l'inducteur 10°c. D'ailleurs, ce résultat est confirmé par la visualisation ci-dessous des fractions de vapeur à la surface des faces en dépression des pales. Ces graphiques qui montrent qu'à coefficient de cavitation égal et dans des conditions de fonctionnement similaires, c'est l'inducteur à pales courtes qui est le siège de structures de cavitation plus importantes.

Inducteur 10° *Inducteur 10°c*



Fraction de vapeur à la surface des pales.



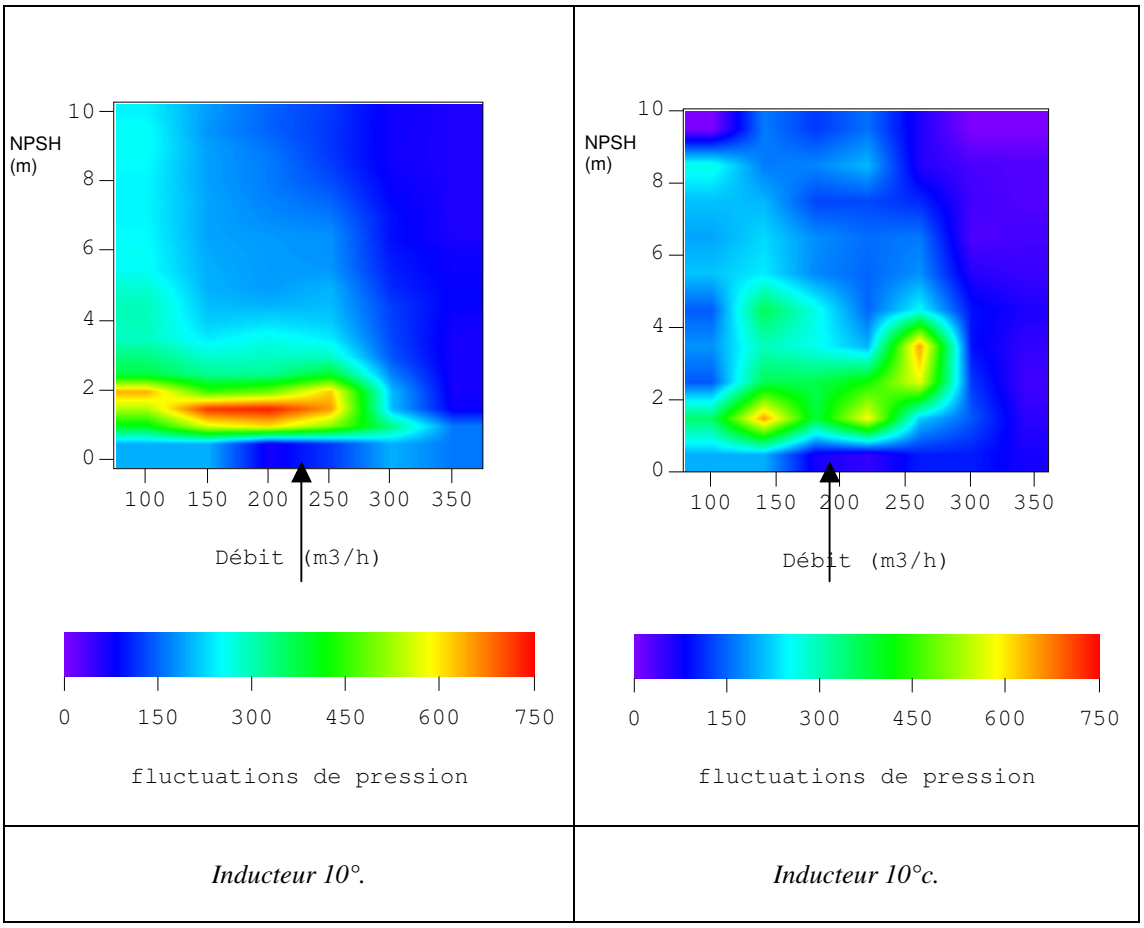
Distribution de la pression statique au rayon extérieur, au niveau du bord d'attaque.

Figure A2-8 : Influence de la longueur de la pale sur la pression statique et la fraction volumique de la vapeur à la surface des pales – Résultas des simulations numériques à Q/Q_N=1 et σ =0.17 (i.e. NPSH ≈2.7m).

Ainsi et à ce niveau de l'analyse, nous pouvons affirmer que la longueur de la pale intervient essentiellement en terme hauteur et c'est l'inducteur muni des pales les plus longues qui réalise la meilleure hauteur. Par ailleurs, ce même inducteur possède les meilleures capacités d'aspiration et le meilleur domaine de fonctionnement en régime cavitant puisque ses coefficients de cavitation critiques $\sigma_{C,5\%}$ et $\sigma_{C,15\%}$ sont plus faibles que ceux de l'inducteur 10°c.

A2-4- Influence de la longueur des pales sur les fluctuations de pression:

Pour clore l'étude précédente, nous étudions dans ce paragraphe l'influence de la longueur des pales sur les fluctuations de pression. Les résultats des mesures de ces fluctuations à l'aval de ces inducteurs sont reportés sur la figure ci-dessous qui illustre globalement une zone d'instabilité plus intense dans l'inducteur 10° pour les faibles *NPSH*. Ces fluctuations dépassent les 750 [mbar] au débit nominal ainsi que pour les sous-débits. Dans l'inducteur à pales courtes, les fluctuations de pression sont de l'ordre de 350 à 475 [mbar] pour les faibles valeurs de *NPSH*. Aux conditions nominales respectives à chaque inducteur, la machine munie des courtes pales enregistre le moins de fluctuations.



Inducteur 10°.	*Inducteur 10°c.*

Figure A2-9 : Mesures des fluctuations de pression en [mbar] à l'aval des inducteur en fonction du débit et du NPSH.

ANALYSE DE L'ECOULEMENT INSTATIONNAIRE CAVITANT DANS LES INDUCTEURS

RESUME:

Dans les turbomachines et plus particulièrement dans les inducteurs, la cavitation reste un sujet de préoccupation majeure. L'évolution rapide de l'industrie dans les turbomachines combinée aux récents progrès réalisés en CFD, permettent une investigation, une analyse et un diagnostic numériques de ces machines par une meilleure connaissance des caractéristiques des écoulements dont elles sont le siège. Dans le cadre de ce travail, nous avons étudié une gamme d'inducteurs qui se différentient par certains critères géométriques en écoulements cavitants et subcavitants. Les interactions entre les divers critères géométriques étudiés, jouent sans le moindre doute un rôle important et nécessitent la prise en compte d'un couplage entre ces paramètres dans les diverses conditions de fonctionnement prévisibles (débit, NPSH, etc.). L' un des objectifs est d'aboutir, à terme, à une amélioration du processus de conception des inducteurs. La mise en oeuvre de calculs tridimensionnels cavitants, a permis d'analyser les caractéristiques de l'écoulement dans les différentes configurations d'inducteurs pour des régimes de fonctionnement stables et instables, et de détecter les paramètres les plus importants affectant leur bon fonctionnement. Une méthodologie de modélisation des caractéristiques a pu ainsi être mise en oeuvre et appliquée sur différentes géométries avec succès. Un autre objectif poursuivi est de mieux cerner à la fois expérimentalement et numériquement le phénomène de cavitation particulièrement dans ce type de machines en écoulement stationnaire et instationnaire. Ceci a permis d'établir des méthodes précises pour la prédiction de son apparition et du développement de ses différents aspects afin de repousser les limites techniques qu'elle engendre. De manière plus générale, notre collaboration avec ANSYS-Canada et l'Université du New Brunswick au cours de ce travail, a donné lieu à la validation du modèle cavitant du code CFX5.7 sur l'un des inducteurs présentés dans ce rapport.

***Mots-clés**: turbomachines, conception des inducteurs, inducteur, cavitation, analyse des performances, analyse expérimentale et numérique des écoulements.*

ANALYSIS OF UNSTEADY CAVITATING FLOW THROUGH INDUCERS

ABSTRACT:

Faced with the problem of design in the pump industry, the main difficulty of manufacturers is to have fast, reliable and accurate methods. So far, inducers have been designed principally on an empirical basis, and we depend on such empirical data for the basic engineering design. However, CFD is becoming a dependable tool to predict steady and even unsteady flow with cavitation. With these CFD new and powerful tools, it is expected that we will be able to obtain explanations for the inducers cavitation instabilities and offer new methodologies for the design of stable and reliable inducers and inducer main-stage performance.

This research work involving both theory and experiments, deals with this topic. We have developed a complete procedure for design, performance analysis and optimization of inducers geometry. First of all, three-dimensional calculations are carried out for inducers in steady cavitating and non cavitating conditions. Based on both numerical results and experimental test, a second stage of analysis is achieved into unsteady flow conditions. The observation of partial cavities under various conditions leads to the conclusion that the characteristic size of the region in which unsteady effects are significant is variable. In deed, it depends on the inducers design parameters. In some cases, cavitating flow unsteadiness is confined in a relatively small region, so that the cavity can be considered as stable, at least from a large scale viewpoint. Cavitation is handled using special experimental and numerical methodologies. The three-dimensional flow study is performed by CFD tools from ANSYS-Canada group, with the collaboration of the New Brunswick University. This study was illustrated on one of our inducers and it provides the means to complete and validate the cavitating flow simulation procedure of the CFX5.7 code.

***Keywords**: turbomachinery, inducers design, inducer, cavitation, performance analysis, experimental and numerical flow analysis.*

ENSAM