



HAL
open science

Simulation numérique des écoulements cavitants instationnaires autour d'un hydrofoil à l'aide d'un code bi-fluide pour la prévision du risque d'érosion de cavitation

Jacques Ferhat

► To cite this version:

Jacques Ferhat. Simulation numérique des écoulements cavitants instationnaires autour d'un hydrofoil à l'aide d'un code bi-fluide pour la prévision du risque d'érosion de cavitation. Science des matériaux [cond-mat.mtrl-sci]. Université Grenoble Alpes [2020-..], 2023. Français. NNT : 2023GRALI059 . tel-04297034

HAL Id: tel-04297034

<https://theses.hal.science/tel-04297034v1>

Submitted on 21 Nov 2023

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.

THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ GRENOBLE ALPES

École doctorale : I-MEP2 - Ingénierie - Matériaux, Mécanique, Environnement, Energétique, Procédés, Production

Spécialité : MEP - Mécanique des fluides Energétique, Procédés

Unité de recherche : Laboratoire des Ecoulements Géophysiques et Industriels

Simulation numérique des écoulements cavitants instationnaires autour d'un hydrofoil à l'aide d'un code bi-fluide pour la prévision du risque d'érosion de cavitation.

Numerical simulations of unsteady cavitating flows around an hydrofoil with a two-fluid code in order to predict cavitation erosion risk.

Présentée par :

Jacques FERHAT

Direction de thèse :

Régiane FORTES-PATELLA

PROFESSEURE DES UNIVERSITES, Université Grenoble Alpes

Directrice de thèse

Stéphane MIMOUNI

expert, Université Gustave Eiffel

Co-directeur de thèse

Rapporteurs :

Marcello MELDI

PROFESSEUR DES UNIVERSITES, ENSAM CER Lille

Eric GONCALVES DA SILVA

PROFESSEUR DES UNIVERSITES, Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique

Thèse soutenue publiquement le **29 septembre 2023**, devant le jury composé de :

Régiane FORTES PATELLA

PROFESSEUR DES UNIVERSITES, Université Grenoble Alpes

Directrice de thèse

Stéphane MIMOUNI

DOCTEUR EN SCIENCES HDR, EDF R&D

Co-directeur de thèse

Sofiane KHELLADI

PROFESSEUR DES UNIVERSITES, ENSAM CER Paris

Président

Jean-Luc REBOUD

PROFESSEUR DES UNIVERSITES, Université Grenoble Alpes

Examineur

Marcello MELDI

PROFESSEUR DES UNIVERSITES, ENSAM CER Lille

Rapporteur

Eric GONCALVES DA SILVA

PROFESSEUR DES UNIVERSITES, Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique

Rapporteur

Invités :

Antoine ARCHER

INGENIEUR, EDF R&D

Fabien LEFEBVRE

INGENIEUR DOCTEUR, CETIM





Nomenclature

Abréviations

CEA	Commissariat à l’Energie Atomique
CETIM	Centre Technique des Industries Mécaniques
CFL	Courant-Friedrichs-Lewy
DBM	Discret Bubble Model
EDF	Electricité de France
EOS	Equation of State
EPFL	Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne
EPM	Energy Potential Model
FCM	Full Cavitation Model
FFT	Fast Fourier Transform
GLM	Gray Level Method
HEM	Homogeneous Equilibrium Model
HRM	Homogeneous Relaxation Model
IFM	Interface Fuzzy Model
IRSN	Institut de Radioprotection et de Sûreté Nucléaire
LEGI	Laboratoire des Ecoulements Géophysiques et Industriels
MIDM	Mushy Interface Discret Model
NPSH	Net Positive Suction Head
QDM	Quantité De Mouvement
REP	Réacteur à Eau Pressurisée
RNR	Réacteur à Neutron Rapide
SAL	Saha - Abu - Ramadan - Li
SIMPLE	Semi-Implicit Method for Pressure Linked Equation
SOLU	Second Order Linear Upwind
TEM	Transport Equation Model

NOMENCLATURE

TTV Transport Taux de Vide

ZGB Zwart - Geber - Belamri

Lettres grecques

α_k	Taux de vide de la phase k	—
α_{ng}	Transfert de taux de vide entre les phases	—
α_{nuc}	Densité de site de nucléation	—
$\bar{\tau}_m$	Tenseur des contraintes visqueuses du mélange	$\text{kg m}^{-1} \text{s}^{-2}$
β	Coefficient de déformation du matériau	—
$\dot{\alpha}$	Transfert de fraction volumique entre les phases	—
ϵ	Dissipation turbulente	$\text{m}^2 \text{s}^{-2}$
η^*	Rendement de transformation de l'énergie potentielle en énergie acoustique	—
η^{**}	Rendement de propagation de l'onde acoustique	—
Γ	Terme source d'échange de masse	$\text{kg}^{-1} \text{m}^{-3} \text{s}^{-1}$
γ	Tension superficielle	N m^{-1}
Γ_k	Terme source d'échange de masse de la phase k	$\text{kg}^{-1} \text{m}^{-3} \text{s}^{-1}$
λ	Conductivité thermique	$\text{W m}^{-1} \text{s}^{-1}$
μ^t	Viscosité dynamique turbulente	$\text{kg m}^{-1} \text{s}^{-1}$
μ_k	Viscosité dynamique de la phase k	$\text{kg m}^{-1} \text{s}^{-1}$
ν^t	Viscosité cinématique turbulente	$\text{m}^2 \text{s}^{-2}$
ν_k	Viscosité cinématique de la phase k	$\text{m}^2 \text{s}^{-2}$
Ω	Angle solide	sr
Ω_{ij}	Angle solide entre la cellule i et la face j	sr
ρ	Masse volumique	kg m^{-3}
ρ_k	Masse volumique de la phase k	kg m^{-3}
ρ_m	Masse volumique du mélange	kg m^{-3}
σ	Nombre de cavitation	—
τ^F	Temps de relaxation du transfert de quantité de mouvement	s
τ_{kl}^F	Temps caractéristique de la turbulence de la phase k vu par la phase l	—

Indices

cav	Cavitation
crit	Critique
def	Déformation
diss	Dissipation
exp	Expérience
fig	Figure
i	incidence

in	Inlet
ini	Initial
m	Mélange
mat	Matériau
num	Numérique
out	Outlet
pot	Potentiel
ref	Référence
sat	Saturation
std	Standard deviation
tab	Tableau
tot	Totale
tresh	Threshold

Lettres latines

$\bar{\bar{S}}_k$	Tenseur des contraintes visqueuses de la phase k	$\text{kg m}^{-1} \text{s}^{-2}$
$\bar{\bar{S}}_k^T$	Tenseur des contraintes turbulente de la phase k	$\text{kg m}^{-1} \text{s}^{-2}$
\bar{R}	Vecteur entre un sommet d'une face de bord et le centre d'une cellule	m
\dot{R}	Dérivée du rayon de la bulle	m
$\frac{\mathcal{P}_{cav}}{V}$	Puissance volumique de cavitation	W m^{-3}
$\frac{\mathcal{P}_{surf}}{S}$	Puissance surfacique de cavitation	W m^{-2}
$\frac{\mathcal{P}}{S}$	Puissance surfacique	W m^{-2}
$\frac{\mathcal{P}}{V}$	Puissance volumique	W m^{-3}
\mathbf{M}_k	Terme source d'échange de masse de la phase k	$\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-2}$
\mathbf{M}_k^D	Terme source d'échange de traînée de la phase k	$\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-2}$
\mathbf{M}_k^I	Terme source d'échange de quantité de mouvement à l'interface de la phase k	$\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-2}$
\mathbf{M}_k^L	Terme source d'échange de portance de la phase k	$\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-2}$
\mathbf{M}_k^{AM}	Terme source d'échange de masse ajoutée de la phase k	$\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-2}$
\mathbf{M}_k^{TD}	Terme source d'échange de dispersion turbulente de la phase k	$\text{kg m}^{-1} \text{s}^{-1}$
\mathbf{u}_k	Vitesse de la phase k	m s^{-1}
\mathbf{u}_m	Vitesse du mélange	m s^{-1}
\mathcal{L}	Chaleur latente de changement de phase	$\text{J Kg}^{-1} \text{K}^{-1}$
\mathcal{P}	Puissance	W
\mathcal{P}_{cav}	Puissance potentielle de cavitation	W
\mathcal{P}_{cav}^α	Puissance potentielle de cavitation, terme de dérivée du taux de vide	W
\mathcal{P}_{cav}^p	Puissance potentielle de cavitation, terme de dérivée de la pression	W
\mathcal{P}_{pot}	Puissance potentielle de cavitation	W

NOMENCLATURE

τ_n	Densité d'impact	s^{-1}
τ_v	Densité volumique d'endommagement	$m^3 s^{-1}$
A_i	Aire interfaciale	m^{-1}
c	Célérité	$m s^{-1}$
C^{AM}	Coefficient de masse ajoutée	$kg m^{-3}$
C^{DT}	Coefficient de dispersion turbulente	—
C^D	Coefficient de traînée	$kg m^{-3} s^{-1}$
C^L	Coefficient de portance	$kg m^{-3}$
c_m	Célérité du mélange	$m s^{-1}$
C_p	Coefficient de pression	—
D_b	Diamètre sphérique équivalent	m
d_b	Diamètre de la bulle	m
d_H	Demi grand axe d'une ellipse (bulle déformée)	m
e_k	Energie interne de la phase k	J
E_o	Nombre d'Eötvös	—
f	Fréquence	Hz
g	Accélération gravitationnelle	$m s^{-2}$
H_k^{tot}	Enthalpie massique totale de la phase k	$J.kg^{-1}$
H_k	Enthalpie massique de la phase k	$J.kg^{-1}$
H_k^I	Enthalpie massique à l'interface de la phase k	$J.kg^{-1}$
H_k^{sat}	Enthalpie massique de saturation de la phase k	$J.kg^{-1}$
I_{cav}	Intensité de cavitation	$W m^{-2}$
I_{cavij}	Intensité de cavitation générée par la cellule i sur la face j	$W m^{-2}$
I_{cavj}	Intensité de cavitation issue de la somme des cellules i sur la face j	$W m^{-2}$
k	Energie cinétique turbulente	$m^2 s^{-2}$
L	Longueur adimensionnée de la poche de cavitation	$\%$
L_{ref}	Longueur de référence	m
n_0	Densité initiale de site de nucléation	—
Nu	Nombre de Nusselt	—
P	Pression	Pa
P_k^I	Pression à l'interface de la phase k	Pa
P_k^{sat}	Pression de saturation de la phase k, identique à P_v	Pa
P_v	Pression de vapeur saturante	Pa
Pe	Nombre de Peclet	—
Pr	Nombre de Prandtl	—
Q'_k	Terme source d'échange d'énergie de la phase k	W

Q_k^I	Terme d'échange de chaleur à l'interface de la phase k	W
R	Rayon de la bulle	m
R_0	Rayon initial de la bulle	m
Re	Nombre de Reynolds	—
S	Surface	m ²
S_j	Surface de la face de bord	m ²
T^{sat}	Température de saturation	K
t_∞	Temps de référence	s
T_k	Température de la phase k	K
u^I	Vitesse à l'interface	m s ⁻¹
u_∞	Vitesse dans l'écoulement	m s ⁻¹
V	Volume	m ³
V_d	Vitesse d'endommagement	m s ⁻¹
V_v	Volume de vapeur	m ³
V_{cell}	Volume de la cellule	m ³
V_{er}	Vitesse d'érosion	m s ⁻¹
V_{jet}	Vitesse du jet	m s ⁻¹

Sommaire

I	Introduction	33
1	Introduction à la cavitation	37
1.1	Introduction	37
1.1.1	Définition du phénomène de cavitation	37
1.1.2	Effets néfastes de la cavitation	38
1.2	Les formes de cavitation	38
1.2.1	Formes de la cavitation à l'échelle d'un composant hydraulique	38
1.2.2	Composants industriels potentiellement concernés par la cavitation	40
1.2.3	Comportement d'une bulle de cavitation	42
1.2.3.1	L'équation de Rayleigh-Plesset	42
1.2.3.2	Bulle proche paroi	43
1.3	L'érosion de cavitation	44
1.3.1	Définition	44
1.3.2	Méthode de mesure de l'érosion de cavitation	44
1.3.2.1	Endommagement par perte de masse	44
1.3.2.2	Endommagement par marquage	45
1.3.3	Mécanismes responsables de l'érosion par cavitation	46
1.3.3.1	Le micro-jet	47
1.3.3.2	L'onde de pression	47
1.3.3.3	Scénario d'amplification dans un nuage de bulles	47
1.4	Contexte industriel : les enjeux de la prévision de l'érosion de cavitation	47
1.4.1	Le domaine de la production d'électricité hydraulique et nucléaire	48
1.4.2	Les domaines de l'industrie navale, spatiale et automobile	48
1.4.3	Quelques applications positives de la cavitation	49
1.5	Objectifs de la thèse	50
2	Présentation du cas d'étude : l'expérience EPFL sur le foil NACA 65012	53
2.1	Motivations	53
2.2	Description générale de la boucle expérimentale	53
2.3	Conditions hydrauliques et réglage de la longueur de poche	54
2.4	Mesures hydrodynamiques disponibles	56
2.4.1	Evaluation du nombre de cavitation	56
2.4.2	Mesure de la longueur de la poche	56
2.4.3	Capture des signaux de pression sur l'hydrofoil	56
2.4.4	Mesures du volume des structures de vapeur par stéréo-tomographie	56
2.4.5	Détermination des fréquences de détachement des structures de vapeur	60
2.5	Mesures de marquage	60

2.5.1	Obtention des mesures de marquage	61
2.5.2	Mesure et post-traitement	61
2.5.3	Résultats disponibles	63
2.5.4	Mise en évidence d'un écart entre les conditions d'essais et discussion	67
2.5.5	Récapitulatif et discussion des résultats expérimentaux	67
II	Simulation hydrodynamique des écoulements cavitants	69
3	Etat de l'art de la modélisation numérique des écoulements cavitants	75
3.1	Introduction	75
3.1.1	Difficultés numériques associées à la modélisation des écoulements cavitants . . .	75
3.1.2	Choix d'une modélisation diphasique	76
3.2	Modèles homogènes	77
3.2.1	Modèle homogène barotrope	78
3.2.2	Modèle homogène à l'équilibre	78
3.2.3	Approches homogènes avec une équation supplémentaire sur le taux de vide . . .	79
3.2.4	Approche homogène avec deux équations supplémentaires	81
3.3	Modèles bi-fluide	81
3.3.1	Modèles à 6 équations	82
3.3.2	Modèles à 7 équations	83
3.4	Point d'intérêt des modélisations eulériennes	84
3.4.1	Prise en compte de la compressibilité	84
3.4.1.1	Prise en compte de la compressibilité de la phase	85
3.4.1.2	Prise en compte de la compressibilité de l'écoulement	85
3.4.2	Prise en compte de la turbulence	86
3.4.2.1	Modélisation RANS appliquée aux écoulements cavitants	86
3.4.2.2	Modélisation LES appliquée aux écoulements cavitants	86
3.4.3	Prise en compte des effets thermiques	87
3.5	Autres modélisations existantes	87
3.5.1	Modélisation Euler-Lagrange	87
3.5.2	Autres formalismes de modélisation	88
3.5.3	Approche avec simulation d'interface à l'échelle des bulles	88
3.6	Synthèse	88
4	Modélisation numérique des écoulements cavitants instationnaires avec le code <i>neptune_cfd</i>	91
4.1	Présentation générale de <i>neptune_cfd</i>	91
4.2	Equations de conservation	91
4.3	Modèles de fermeture de la quantité de mouvement	93
4.3.1	Force de traînée	93
4.3.2	Force de portance	93
4.3.3	Force de masse ajoutée	94
4.3.4	Force de dispersion turbulente	94
4.4	Modèles de fermeture de l'équation d'énergie	95
4.4.1	Lien entre transfert de masse et transfert d'énergie	95
4.4.2	Algorithme de couplage masse-énergie	95
4.4.3	Termes sources de changement de phases disponibles dans <i>neptune_cfd</i>	97
4.4.3.1	Modèle de temps de retour à la saturation	97
4.4.3.2	Modèle à cœur dit "Ranz-Marshall"	97
4.4.3.3	Modèle à bulle de Manon-Berne	97
4.4.3.4	Modèle de Flashing	98

4.4.3.5	Discussion	98
4.4.4	Proposition d'un modèle de changement de phase en enthalpie	99
4.4.4.1	Description du modèle	99
4.4.4.2	Discussion préliminaire du modèle	101
4.5	Modélisation de la turbulence	104
4.5.1	Loi de paroi	104
4.5.2	Modèle de turbulence $k - \varepsilon$ production linéaire	105
5	Méthodologie des simulations numériques de l'hydrofoil cavitant	107
5.1	Objectifs	107
5.2	Domaine de calcul	107
5.2.1	Présentation de la géométrie et des conditions aux limites	107
5.2.2	Présentation des maillages	108
5.2.3	Conditions d'essais simulées	110
5.3	Mise en place des calculs	110
5.3.1	Initialisation	110
5.3.2	Convergence monophasique	111
5.3.3	Convergence diphasique	113
5.3.4	Procédure d'obtention de la longueur de la poche de cavitation	114
5.4	Descriptif des post-traitements employés	114
5.4.1	Le diagramme spatio-temporel	114
5.4.2	Détermination de la longueur de la poche	115
5.4.3	Réalisation des moyennes temporelles	117
5.4.3.1	Densités moyennes de phase	118
5.4.3.2	Le nombre de cavitation	119
5.4.3.3	Coefficients de pression	119
5.4.4	La transformée de Fourier du signal de pression	119
5.5	Etudes de sensibilité aux paramètres numériques	121
5.5.1	Sensibilité à la discrétisation spatiale	121
5.5.1.1	Maillages 2D	121
5.5.1.2	Maillages 3D	121
5.5.2	Sensibilité à la discrétisation temporelle (CFL)	122
5.5.3	Sensibilité au diamètre de bulle	123
5.5.4	Sensibilité au temps de relaxation du modèle	124
5.6	Synthèse	125
6	Simulations numériques d'écoulements cavitants instationnaires sur un hydrofoil NACA 65012 en eau froide : résultats	127
6.1	Résultats des simulations numériques à 4° d'incidence	127
6.1.1	Visualisations de la poche	127
6.1.2	Caractérisation du régime d'écoulement par le diagramme spatio-temporel	129
6.1.3	Caractérisation des fréquences de détachement	133
6.1.4	Analyse des coefficients de pression	136
6.1.5	Résultats globaux des simulations numériques	141
6.1.6	Analyse des champs hydrodynamiques	142
6.1.6.1	Champs moyens	142
6.1.6.1.1	Champ moyenné de taux de vide	142
6.1.6.1.2	Champ moyenné de vitesse	144
6.1.6.1.3	Champ moyenné de pression	147
6.1.6.1.4	Champ moyenné de température liquide	147
6.1.6.2	Champs instantanés	149
6.1.6.2.1	Champ instantané de taux de vide	149

6.1.6.2.2	Champ instantané de vitesse	150
6.1.6.2.3	Champ instantané de pression	151
6.1.6.2.4	Champ instantané de température	152
6.2	Résultats des simulations numériques à 6° d'incidence	153
6.2.1	Visualisations de la poche	153
6.2.2	Caractérisation du régime d'écoulement par le diagramme spatio-temporel	156
6.2.3	Caractérisation des fréquences de détachement	157
6.2.4	Analyse des coefficients de pression	158
6.2.5	Résultats globaux des simulations numériques	159
6.2.6	Analyse des champs hydrodynamiques	160
6.2.6.1	Champs moyennés	160
6.2.6.1.1	Champ moyenné de taux de vide	160
6.2.6.1.2	Champ moyenné de vitesse	162
6.2.6.1.3	Champ moyenné de pression	166
6.2.6.1.4	Champ moyenné de température liquide	167
6.2.6.2	Champs instantanés	168
6.2.6.2.1	Champs de vitesse	168
6.2.6.2.2	Champs de pression	172
6.2.6.2.3	Champs de température vapeur	176
6.3	Discussion des résultats	179
6.3.1	Discussion sur les différences entre le mode stable et instable	179
6.3.2	Discussion sur la limite de l'utilisation des moyennes	179
6.3.3	Discussion sur les températures de la phase vapeur	181
6.3.3.1	Evaluation d'une température d'équilibre	182
6.4	Synthèse	185
III Simulations numériques de l'intensité de cavitation		187
7	Etat de l'art de la prévision de l'érosion de cavitation	191
7.1	Introduction	191
7.1.1	Principe de la méthode de mesure par marquage	191
7.1.2	Limitations de la méthode de mesure par marquage	192
7.1.3	Tendances d'intensité de cavitation rapportées dans la littérature	193
7.2	Méthodes numériques de prévision de l'érosion de cavitation	193
7.2.1	Les méthodes de prévision basées sur le micro-jet	194
7.2.2	Les méthodes de prévision basées sur les ondes de pression	195
7.2.3	Autres méthodes de prévision	196
7.3	Description détaillée de l'approche par cascade énergétique	198
7.3.1	Définition et origine	198
7.3.2	Établissement de la grandeur intensité de cavitation	199
7.3.3	Décomposition du terme d'intensité de cavitation dans la littérature	200
7.4	Synthèse	202
8	Méthodologie des simulations numériques de la prévision de l'intensité de cavitation	203
8.1	Variantes envisageables et interprétations physiques du modèle d'intensité de cavitation	203
8.1.1	Décomposition usuelle du terme d'intensité de cavitation	203
8.1.2	Proposition d'une interprétation physique	204
8.1.3	Seuillage de l'intensité de cavitation	205
8.1.3.1	Origine et objectif	205
8.1.3.2	Application du seuillage et extension de la méthodologie	206

8.1.3.2.1	Seuillage Surfamique	206
8.1.3.2.2	Seuillage Volumique	206
8.1.3.3	Discussion sur les seuillages surfamiques et volumiques	207
8.2	Implémentation du modèle	208
8.2.1	Algorithme pour le calcul de l'intensité de cavitation : méthode par seuillage surfamique	208
8.2.2	Algorithme revisité du calcul de l'intensité de cavitation : méthode par seuillage volumique	210
8.2.3	Obtention des moyennes temporelles et spatiales pour reproduire les mesures expérimentales de marquages	212
8.2.3.1	Moyennes en temps	212
8.2.3.2	Traitement des échantillons	212
8.3	Les méthodes de projection	212
8.3.1	Définition d'un angle solide	212
8.3.2	Les méthodes de projection discrètes	213
8.3.2.1	Méthodes des triangles	213
8.3.2.2	Méthodes des rectangles	214
8.3.3	Discussion sur les méthodes de projection continue	215
8.4	Post-traitements utilisés	215
8.4.1	Visualisation des champs volumiques de la puissance potentielle de cavitation	215
8.4.2	Visualisation de l'intensité de cavitation en surface de l'hydrofoil	216
8.4.3	Surface d'iso-contours de l'intensité de cavitation	217
8.4.4	Profils d'intensité de cavitation en fonction de la corde	217
8.4.5	Comparaison aux profils expérimentaux de marquage	218
8.5	Choix d'une décomposition pour I_{cav}	219
8.5.1	Conditions d'activation et signe de I_{cav}^p	219
8.5.2	Comparaison entre I_{cav}^p et I_{cav}^α	219
8.5.3	Synthèse	221
9	Simulations numériques de l'intensité de cavitation : résultats	223
9.1	Prévision à 4°	223
9.1.1	Moyenne temporelle de la puissance potentielle	223
9.1.1.1	Visualisation de la puissance potentielle	223
9.1.1.2	Effet de la vitesse	225
9.1.1.3	Effet de la longueur de la poche	225
9.1.2	Effet du seuillage sur la puissance potentielle	226
9.1.2.1	Visualisation de la puissance potentielle seuillée dans le volume	226
9.1.2.2	Effet de la vitesse sur les seuils de la puissance surfamique	231
9.1.2.3	Effet de la longueur de poche	232
9.1.3	Comparaison avec l'expérience	234
9.2	Prévision à 6°	242
9.2.1	Moyenne de la puissance potentielle	242
9.2.1.1	Visualisation de la puissance potentielle	242
9.2.1.2	Effet de la vitesse	243
9.2.1.3	Effet de la longueur de poche	243
9.2.2	Effet du seuillage sur la puissance potentielle	244
9.2.2.1	Visualisation de la puissance potentielle seuillée dans le volume	244
9.2.2.2	Effet de la vitesse sur les seuils de la puissance surfamique	249
9.2.3	Comparaison avec l'expérience	253
9.3	Discussion des résultats	258
9.3.1	Comportement du terme de dérivée en pression \mathcal{P}_{cav}^p	258
9.3.2	Effet du seuillage en surface du foil	259

9.3.3	Différences entre les modes stables et instables	259
9.3.4	Mise en évidence de l'existence de deux modes d'endommagement	260
9.4	Synthèse	260
IV	Conclusion et perspectives	263
10	Conclusions et perspectives	265
10.1	Conclusions	265
10.2	Perspectives	267
V	Annexes	283
A	Compléments sur la modélisation numérique	289
A.1	Obtention des équations du modèle bi-fluide	289
A.1.1	Opérateurs et moyennes	289
A.1.2	Applications aux équations de conservation	290
A.2	Obtention des équations RANS de la turbulence	291
A.3	$k - \varepsilon$ modèle de production linéaire	292
A.4	Présentation de l'algorithme de <i>neptune_cfd</i>	293
B	Calculs complémentaires relatifs à l'hydrodynamique	299
B.1	Choix du schéma de discrétisation spatiale	299
B.2	Essai d'un schéma de discrétisation temporelle d'ordre deux	300
B.3	Simulation avec les modèles de changement de phase d'origine de <i>neptune_cfd</i>	300
B.4	Calculs 2D	301
B.4.1	4 °	301
B.4.2	6 °	301
B.4.3	Mise en évidence du comportement fluctuant de la poche	302
B.5	Calculs 3D complémentaires à 6 ° d'incidence	303
B.5.1	Transport d'aire interfaciale	303
B.6	Comparaison avec le code homogène Code_Saturne	305
B.6.1	Comparaisons qualitatives	305
B.6.2	Comparaisons quantitatives sur l'hydrodynamique	308
B.6.3	Discussions complémentaires	308
B.7	Analyse complémentaire des signaux de température	309
B.7.1	Figure détaillée des variables du modèle de changement de phase lors d'un cycle	309
B.7.2	Compression d'un gaz parfait	311
B.8	Travaux relatifs à la simulation d'une pompe en régime cavitant	312
C	Travaux complémentaires relatifs à l'intensité de cavitation	315
C.1	Détails et vérifications des méthodes de projection	315
C.1.1	Généralisation de la méthode des rectangles	315
C.1.2	Vérification des méthodes de projection	317
C.1.2.1	Cube 3D	317
C.1.2.2	Hydrofoil NACA 65012 2D : maillage grossier	318
C.1.2.3	Discussion sur l'intérêt d'une projection	319
C.2	Détermination du domaine de calcul de $\frac{P_{surf}}{S}$	320
C.2.1	Sensibilité à la taille du domaine en 2D	320
C.2.2	Sensibilité à la taille du domaine en 3D	321
C.3	Influence du CFL sur l'intensité de cavitation	323
C.4	Comparaison supplémentaire entre $\frac{P_{cav}^{\alpha}}{V_{cell}}$ et $\frac{P_{cav}^p}{V_{cell}}$	323

C.4.1	4 °	324
C.4.2	6 °	326
C.5	Figures complémentaires	328
C.5.1	Seuils surfaciques à 6°	328
C.5.2	Comparaison des seuils surfaciques à l'expérience	328
C.5.2.1	4°	328
C.5.2.2	6°	334
C.6	Comparaison des seuils surfaciques et volumiques	334
C.6.1	Synthèse	340
C.7	Évaluation du maximum de I_{cav}	340
C.7.1	Observation des événements maximaux à 4°	340
C.7.2	Observation des événements maximaux à 6°	341
C.8	Comparaison de l'évolution entre I_{cav} et V_d	343
C.8.1	Objectifs	343
C.8.2	Intensités de cavitation simulées par neptune_cfd et vitesses de marquage mesurées à l'EPFL	344
C.8.3	Comparaison relative entre I_{cav} et V_d	347
C.8.3.1	Effet de l'incidence	347
C.8.3.2	Effet de la vitesse	347
C.8.3.2.1	Effet de la vitesse à 4° d'incidence	347
C.8.3.2.2	Effet de la vitesse à 6° d'incidence	349
C.8.3.3	Effet de la longueur de poche	353
C.8.4	Discussions des résultats	356
C.8.4.1	Effet de l'incidence	356
C.8.4.2	Effet de la vitesse	356
C.8.4.3	Effet de la longueur de la poche	358
C.8.5	Synthèse et perspectives	358
D	Données supplémentaires relatives à la thèse	361
D.1	Récapitulatif de la mise en données	361
D.2	Coordonnées du NACA 65012 (sans incidence)	361
E	Etat de l'art de l'effet thermodynamique sur la cavitation	365
E.1	Introduction	365
E.1.1	Définition de l'effet thermodynamique en cavitation	365
E.1.2	Quantification théorique de l'écart thermique dans une poche de cavitation	366
E.2	Etudes expérimentales de l'effet thermodynamique en cavitation	367
E.2.1	Expériences avec des fluides cryogéniques	367
E.2.2	Expériences en eau chaude	368
E.2.3	Influence de la température sur l'érosion de cavitation	370
E.3	Etudes numériques de l'effet thermodynamique en cavitation	372
E.3.1	Modèles de cavitation homogènes résolvant l'équation d'énergie	372
E.3.2	Modèles de cavitation homogènes modifiés	373
F	Méthodologie de l'étude de l'effet thermodynamique sur les écoulements cavitants	375
F.1	Objectifs	375
F.2	Moyens	375
F.2.1	Nombre de cavitation avec prise en compte de la température	375
F.2.2	Etude d'influence	376

G Simulations numériques des effets thermiques en cavitation : résultats	377
G.1 Simulations de l'effet thermodynamique sur une poche stable	377
G.1.1 Effet de la température sur la topologie de la poche	377
G.1.2 Effet de la température sur la dynamique de la poche	382
G.1.3 Résultats numériques sur l'hydrodynamique	384
G.1.3.1 Résultats numériques sur l'hydrodynamique à σ_T constant	384
G.1.3.2 Résultats numériques à longueur de poche constante	385
G.1.4 Résultats numériques sur l'intensité de cavitation	385
G.1.4.1 Résultats numériques sur l'intensité de cavitation à σ_T fixé	385
G.1.4.2 Résultats numériques sur l'intensité de cavitation à longueur de poche fixée	386
G.2 Simulations de l'effet thermique sur une poche instable	387
G.2.1 Effet de la température sur la topologie de la poche	387
G.2.2 Effet de la température sur la dynamique de la poche	390
G.2.3 Résultats numériques sur l'hydrodynamique	392
G.2.3.1 Résultats numériques à σ_T fixé	392
G.2.3.2 Résultats numériques à longueur de poche fixée	393
G.2.4 Résultats numériques sur l'intensité de cavitation	394
G.2.4.1 Résultats numériques sur l'intensité de cavitation à σ_T fixé	394
G.2.4.2 Résultats numériques sur l'intensité de cavitation à longueur de poche fixée	394
G.3 Synthèse	395
H Communications scientifiques	397

Table des figures

1.1	Diagramme pression-température (ou de changement de phase) de l'eau.	37
1.2	Exemple d'érosion d'une roue de pompe [EDF R&D].	39
1.3	Illustration de différents types de cavitation. De gauche à droite et de haut en bas : a) cavitation à bulle, b) cavitation en vortex, c) cavitation à poche, d) supercavitation [Franc, 1995].	39
1.4	Photographie d'une pompe travaillant en régime cavitant [EDF R&D].	41
1.5	Vues de la topologie d'un nuage cavitant sur un hydrofoil à différentes positions de la corde. Le taux de vide local est indiqué dans les encadrés gris [Coutier-Delgosha et al., 2006].	41
1.6	Comparaison d'un résultat expérimental à la solution de Rayleigh-Plesset [Plesset, 1949]	42
1.7	Illustration de l'émission d'onde de pression lors de l'implosion de la bulle [Lauterborn et Ohl, 1997]. De gauche à droite puis de haut en bas.	43
1.8	Illustration de la formation d'un micro jet en proche paroi [Lauterborn et Ebeling, 1977]	44
1.9	Schématisation des étapes caractéristiques de l'érosion de cavitation au cours du temps [Franc, 1995]	45
1.10	Résultat d'une profilométrie laser 3D sur un échantillon d'acier inoxydable (316L) exposé à la cavitation [Fortes-Patella et al., 2012]	46
2.1	Vue isométrique du tunnel hydrodynamique expérimental de l'Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne [Pereira, 1997].	54
2.2	Schéma de l'hydrofoil NACA 65012, sans inclinaison [Pereira, 1997].	54
2.3	Récapitulatifs des conditions hydrodynamiques expérimentales [Pereira, 1997].	55
2.4	Illustration des régimes stables (à gauche) et instables (à droite) [Couty, 2001].	55
2.5	Schéma du principe de la mesure des dimensions de de la poche [Pereira, 1997].	56
2.6	Schéma du placement des capteurs de pression sur l'hydrofoil [Pereira, 1997].	57
2.7	Illustration du banc de prise tomographique prenant position au-dessus de la veine expérimentale. Les quatre caméras sont labellisées C2, C3, C4 (C1 étant cachée par les instruments d'acquisition). [Pereira, 1997].	58
2.8	Exemple de la captation d'une structure de vapeur de forme complexe par stéréo- tomographie. Prises de vues des quatre caméras (C1, C2, C3, C4) et volume reconstitué [Pereira, 1997].	59
2.9	Photographie du NACA 65012 et du mécanisme de capture laser dans la veine expérimentale en fonctionnement [Pereira, 1997].	60
2.10	Emplacements des zones de mesures placées sur l'hydrofoil pour les thèses de Francesco Pereira [Pereira, 1997] (à gauche) et Philippe Couty [Couty, 2001] (à droite).	61
2.11	Exemple de l'état de surface d'un matériau éprouvette (acier inoxydable 316L) exposé à un écoulement cavitant obtenu par profilométrie 3D [Fortes-Patella et al., 2012].	62

2.12	Post-traitement d'un échantillon de cuivre via le logiciel ADRESSE [Couty, 2001]. Échantillon gauche situé à 40% de la corde et droit à 50% de la corde pour un écoulement à 6° , $v_{in}=25$ m/s et une poche de 40%.	62
2.13	Comparaisons des endommagements pour le l'aluminium, le cuivre et l'acier inoxydable. 4° , $v_{in}=30$ m/s, L=20% (gauche) et L=40% de la corde (droite).	65
2.14	Comparaisons des endommagements pour le l'aluminium, le cuivre et l'acier inoxydable. 6° , $v_{in}=15$ m/s, L=20% (gauche) et L=40% de la corde (droite).	66
3.1	Illustrations des différentes échelles de temps et d'espaces mis en jeu par la cavitation [Leclercq, 2017]	76
3.2	Schémas de principe pour la définition du taux de vide	77
3.3	Illustration de l'effet de la modification des coefficients du modèle Full Cavitation Model (FCM) sur la prédiction d'une poche de cavitation sur un hydrofoil NACA 66 <i>fig.3.3a</i> et comparaison des modèles de Zwart, FCM et Kubota une fois leurs coefficients calés à l'aide d'une expérience de référence <i>fig.3.3b</i> [Morgut et al., 2011]	81
3.4	Exemple de comparaison d'une simulation incompressible (a) et compressible (b) sur une géométrie de venturi à 4° [Goncalves et al., 2010]	85
4.1	Diagramme simplifié des étapes du schéma numérique de <i>neptune_cfd</i>	96
4.2	Illustration dans le plan $H_l - H_v$ des conditions d'activation des termes sources pour le modèle en enthalpie présenté.	100
4.3	Illustration des possibilités du modèle en enthalpie présenté dans le plan Pression - Enthalpie (PH). Les échelles ne sont pas respectées et les distances sont exagérées pour faciliter la visibilité.	101
4.4	Evolution de quelques variables d'intérêt du modèle lors d'un cycle. La première moitié du cycle représente la vaporisation de la poche et la seconde moitié du cycle représente la condensation de la poche au niveau d'une sonde située à 20% de la corde de l'hydrofoil considéré (voir <i>chap.2</i>).	103
4.5	Illustration d'une loi de paroi standard à une échelle et de la loi de Van Driest à deux échelles [Huffeteau, 2008].	104
5.1	Géométrie étudiée et conditions aux limites appliquées	108
5.2	Visualisations comparatives des maillages 2D utilisés pour l'étude de sensibilité.	109
5.3	Schéma des étapes d'initialisation d'un calcul cavitant	111
5.4	Convergence du champ de pression lors de l'initialisation monophasique.	112
5.5	Convergence du champ de vitesse longitudinale lors de l'initialisation monophasique.	112
5.6	Convergence du champ de pression pendant de la rampe en pression diphasique (0,3 s à 0,35 s) et au delà.	113
5.7	Convergence du champ de vitesse longitudinale pendant de la rampe en pression diphasique (0,3 s à 0,35 s) et au delà.	114
5.8	Illustration de la procédure itérative d'obtention de la bonne longueur de poche par ajustement successif de la pression de sortie.	114
5.9	Explication de la lecture d'un diagramme spatio-temporel.	115
5.10	Taux de vide moyenné en temps et iso-taux de vide moyennés en temps {0,01 ; 0,1 ; 0,25 ; 0,5 ; 0,75} en blanc, iso-ligne $\alpha_v \alpha_l = 0.25$ en rose. $v_{in}=15$ m/s, $\sigma = 1,59, 3D$	116
5.11	Illustration du calcul de $\nabla \bar{P}$ pour capturer la taille de la poche. Les lignes blanches représentent les iso-taux de vide moyennés {0,01 ; 0,1 ; 0,25 ; 0,5 ; 0,75}. $v_{in}=15$ m/s, $\sigma = 1,59, 3D$	116
5.12	Visualisations comparatives du taux de vide moyenné durant respectivement 1, 5 et 10 réalisations. Les lignes blanches représentent les iso-taux de vide moyennés {0,01 ; 0,1 ; 0,25 ; 0,5 ; 0,75}. Coupe à mi-envergure, $v_{in}=15$ m/s, $\sigma = 1,59, 3D$	118

5.13 Influence de la taille du fenêtrage de la transformée de Fourier sur l'évaluation de la fréquence de détachement pour les paramètres de simulation sélectionnés dans notre étude (pas de temps $3 \mu s$). $v_{in}=15$ m/s, $\sigma = 1,59$, 3D. 120

5.14 Exemple de résultat d'une transformée de fourrier sur un signal de pression en entrée du domaine a) et sur le signal du volume total de vapeur c). 120

5.15 Visualisations comparatives avec les maillages z50, z100 et z200 sur un lâcher de structures en fer-à-cheval pour une taille de poche similaire. $v_{in}=15$ m/s. 122

5.16 Effet de la variation du paramètre diamètre de bulle sur la répartition du taux de vide pour de mêmes paramètres de simulation. $v_{in} = 15m/s$, $p_{out} = 1,75$ bar, 3D. 124

6.1 Comparaisons des visualisations expérimentales [Pereira, 1997] et numériques de la poche de cavitation de 20% de la longueur à 4° à $v_{in} = 15m/s$. Vue latérale en haut et vue de dessus en bas. Les figures sont tronquées et ne présentent pas la géométrie entière.128

6.2 Visualisation numérique instantanée 3D du volume de vapeur d'une poche stable à 4° d'incidence, $v_{in}=15$ m/s et une longueur de poche de 40% de la corde. Iso-taux de vide à 10% superposé par transparence avec les iso-taux de vide à 25, 50 et 75%. 128

6.3 Diagrammes spatio-temporels d'une poche à 20% de la corde pour quatre vitesses d'entrée à 4° 130

6.4 Diagrammes spatio-temporels d'une poche à 30% de la corde pour quatre vitesses d'entrée à 4° 131

6.5 Diagrammes spatio-temporels d'une poche à 40% de la corde pour quatre vitesses d'entrée à 4° 132

6.6 Evaluation de la vitesse de convection des structures convectées à 15 et 32 m/s à l'aide des diagrammes spatio-temporels. La saturation des couleurs a été modifiée pour mettre en avant les structures de plus faible taux de vide. 133

6.7 Analyse de la fréquence de détachement à l'aide d'une FFT sur le signal de pression en entrée (haut) et sur le signal de vapeur (bas). Pour une poche de 20, 30 et 40% de la corde. $v_{in}=15$ m/s, 4° 3D. 134

6.8 Analyse de la fréquence de détachement à l'aide d'une FFT sur le signal de pression en entrée (haut) et sur le signal de vapeur (bas). Pour une poche de 20, 30 et 40% de la corde. $v_{in}=25$ m/s, 4° 3D. 135

6.9 Comparaison des profils du coefficient de pression numériques et expérimentaux pour trois tailles de poches (20, 30, 40% de la corde) à $v_{in} = 15$ m/s. Coefficients de pression à gauche et écart type à droite. 137

6.10 Comparaison des profils du coefficient de pression numériques et expérimentaux pour trois tailles de poches (20, 30, 40% de la corde) à $v_{in} = 20$ m/s. Coefficients de pression à gauche et écart type à droite. 138

6.11 Comparaison des profils du coefficient de pression numériques et expérimentaux pour trois tailles de poches (20, 30, 40% de la corde) à $v_{in} = 25$ m/s. Coefficients de pression à gauche et écart type à droite. 139

6.12 Comparaison des profils du coefficient de pression numériques et expérimentaux pour trois tailles de poches (20, 30, 40% de la corde) à $v_{in} = 32$ m/s. Coefficients de pression à gauche et écart type à droite. 140

6.13 Nombre de cavitation numérique et expérimental en fonction de la vitesse pour différentes tailles de poche. 142

6.14 Visualisation du taux de vide moyenné, les lignes blanches représentent les iso-taux de vide moyennés $\{0,01 ; 0,1 ; 0,25 ; 0,5 ; 0,75\}$. 4° , $v_{in}=15$ m/s, $L=40\%$, $\sigma = 1,08$, 3D. . . . 143

6.15 Visualisation de la vitesse moyenne du champ liquide en surface de l'hydrofoil. 4° $v_{in}=15$ m/s, $L=40\%$, $\sigma = 1,08$, 3D. 145

6.16 Visualisation d'une coupe à mi-envergure de la vitesse moyenne du champ liquide. 4° , $v_{in}=15$ m/s, $L=40\%$, $\sigma = 1,08$, 3D. 146

6.17	Visualisation du champ de pression moyennée et iso-pression moyennée {2340, 5000, 10000, 50000 Pa et 1 bar }. 4° , $v_{in}=15$ m/s, $L=40\%$, $\sigma = 1,08$, 3D.	147
6.18	Visualisation du champ de température moyennée de la phase liquide. 4° , $v_{in}=15$ m/s, $L=40\%$, $\sigma = 1,08$, 3D.	148
6.19	Visualisation de l'iso-contour à 10% du taux de vide lors d'une séquence d'implosion des petites structures de vapeur en fermeture de poche. 4° , $v_{in}=15$ m/s, $L=40\%$, $\sigma = 1,08$, 3D.	149
6.20	Visualisation du taux de vide instantané lors d'une séquence d'implosion d'une petite structure de vapeur en fermeture de poche. Les lignes blanches représentent les iso-taux de vide {0.1, 0.25, 0.5, 0.75 }. 4° , $v_{in}=15$ m/s, $L=40\%$, $\sigma = 1,08$, 3D.	150
6.21	Visualisation du champ de vitesse longitudinale en paroi de l'hydrofoil d'une séquence d'implosion de petites structures en fermeture de poche. Les flèches représentent la norme du vecteur vitesse. 4° , $v_{in}=15$ m/s, $L=40\%$, $\sigma = 1,08$, 3D.	151
6.22	Visualisation du champ de pression instantanée lors d'une implosion de petite structure de vapeur en surface de l'hydrofoil (haut) et zoom sur une coupe à mi-envergure (bas). 4° , $v_{in}=15$ m/s, $\sigma = 1,08$, 3D.	152
6.23	Visualisation 3D des champs de température liquide (en haut) et vapeur (en bas) à la paroi de l'hydrofoil lors de la séquence d'implosion des petites structures en fermeture de poche. 4° , $v_{in}=15$ m/s, $L=40\%$, $\sigma = 1,08$, 3D.	153
6.24	Visualisation en coupe des différents stades du lâcher de structures de vapeur a), état sur le diagramme spatio-temporel b) et évolution du volume total de vapeur dans le domaine c).	154
6.25	Comparaisons des visualisations de dessus et latérales issues de l'expérience [Pereira, 1997] (à gauche) et des simulations avec <i>neptune.cfd</i> (à droite). 6° , $v_{in}=15$ m/s, $L=40\%$, $\sigma = 1,59$, 3D.	155
6.26	Détection expérimentale du rebond des structures de vapeur pour une poche de $L=30\%$ de la corde, 6° , $v_{in}=25$ m/s, $\sigma = 1.74$ [Pereira, 1997].	155
6.27	Diagrammes spatio-temporels issus des simulations numériques 3D à 6° d'incidence pour une poche à 40% de la corde et pour trois vitesses d'entrée.	156
6.28	Evaluation de la vitesse de convection des structures convectées à 15 et 25 m/s à l'aides des diagrammes spatio-temporels. La saturation des couleurs a été modifiée pour mettre en avant les structures de plus faible taux de vide.	157
6.29	Fréquence de détachement à l'aide d'une FFT sur le signal de pression en entrée (haut) et sur le signal de volume total de vapeur (bas). 6° , $v_{in}=15$ m/s, $L=40\%$, $\sigma = 1,59$, 3D.	158
6.30	Profils du coefficient de pression numérique à 6° d'incidence pour une taille de poche de 40% de la corde à trois vitesses différentes.	159
6.31	Comparaison du nombre de cavitation et des fréquences de détachement en fonction de la vitesse obtenus numériquement et expérimentalement.	160
6.32	Visualisation du taux de vide moyenné. Les lignes blanches représentent les iso-taux de vide moyennés {0,01 ; 0,1 ; 0,25 ; 0,5 ; 0,75} (de droite à gauche sur la figure). 6° , $v_{in}=15$ m/s, $L=40\%$, $\sigma = 1,59$, 3D.	161
6.33	Visualisation des composantes du champ vitesse liquide moyennée sur la surface de l'hydrofoil. 6° , $v_{in}=15$ m/s, $L=40\%$, $\sigma = 1,59$, 3D.	162
6.34	Zoom sur une coupe transversale des composantes du champ vitesse liquide. 6° , $v_{in}=15$ m/s, $L=40\%$, $\sigma = 1,59$, 3D.	163
6.35	Profils du champ moyenné de vitesse de la phase liquide à mi-envergure. $v_{in}=15$ m/s, $L=40\%$, $\sigma = 1,59$, 3D.	164
6.36	Profils de la vitesse de glissement moyenne entre les phases et du taux de vide à mi-envergure. 6° , $v_{in}=15$ m/s, $\sigma = 1,59$, 3D.	165
6.37	Visualisation du champ moyenné de pression et des iso-pression moyennées ($2,3.10^3$; $5,10^3$; $1,10^4$; $1,5.10^4$; $2,10^4$; $5,10^4$; 1.10^5 ; $1,5.10^5$ Pa). 6° , $v_{in}=15$ m/s, $L=40\%$, $\sigma = 1,59$, 3D.	166

6.38 Visualisation du champ moyenné de température liquide. 6° , $v_{in}=15$ m/s, $L=40\%$, $\sigma = 1, 59$, 3D. 167

6.39 Illustration du mécanisme de détachement des structures de vapeur par pénétration d'un jet rentrant. Mode 1. 168

6.40 Illustration du mécanisme de détachement des structures de vapeur par pénétration de deux jets rentrants. Mode 2. 169

6.41 Visualisation 3D de l'évolution du jet rentrant en surface de l'hydrofoil. Le temps est relatif au début du cycle de lâcher. La composante longitudinale du champ de vitesse est représentée par le champ coloré, les flèches blanches représentent le vecteur vitesse. La vitesse est adimensionnée par la vitesse d'entrée. 6° , $v_{in}=15$ m/s, $L=40\%$, $\sigma = 1, 59$, 3D. 170

6.42 Zoom sur la coupe à mi envergure de l'évolution du jet rentrant. Le temps est relatif au début du cycle de lâcher. La composante longitudinale du champ de vitesse est représentée par le champ coloré; les flèches blanches représentent le vecteur vitesse. La vitesse est adimensionnée par la vitesse d'entrée. 6° , $v_{in}=15$ m/s, $L=40\%$, $\sigma = 1, 59$, 3D. 171

6.43 Visualisation 3D d'une séquence d'implosion en fermeture de poche (zoom sur l'hydrofoil). Le temps est relatif au début du cycle de lâcher. Le champs de pression est représenté par le champ coloré et le taux de vide par le champ blanc (isocontours à $10^0\%$). 6° , $v_{in}=15$ m/s, $L=40\%$, $\sigma = 1, 59$, 3D. 173

6.44 Schéma du mécanisme d'implosion en chaîne des structures de vapeur en fermeture de la poche de cavitation. 174

6.45 Zoom sur une coupe 2D du champ de pression lors de la séquence d'implosion présentée *fig.6.43*. 6° , $v_{in}=15$ m/s, $L=40\%$, $\sigma = 1, 59$, 3D. 174

6.46 Visualisation du terme source de vapeur Q'_v responsable de la condensation pendant la séquence d'implosion présentée *fig.6.43*. 6° , $v_{in}=15$ m/s, $L=40\%$, $\sigma = 1, 59$, 3D. 175

6.47 Visualisation du terme source de vapeur Q'_v responsable du retour à saturation pendant la séquence d'implosion présentée *fig.6.43*. 6° , $v_{in}=15$ m/s, $L=40\%$, $\sigma = 1, 59$, 3D. 175

6.48 Visualisation d'une séquence d'implosion en fermeture de poche (zoom sur l'hydrofoil). Le temps est relatif au début du cycle de lâcher. $v_{in}=15$ m/s, $L=40\%$, $\sigma = 1, 59$, 3D. 177

6.49 Coupe à mi-envergure du champ de température vapeur et zoom sur la séquence d'implosion. Le temps est relatif au début du cycle de lâcher. 6° , $v_{in}=15$ m/s, $L=40\%$, $\sigma = 1, 59$, 3D. 178

6.50 Diagramme de Tukey illustrant différents paramètres statistiques pour les sondes de pression placées dans les cellules pariétales tous les 10% de la corde. 6° , $v_{in}=15$ m/s, $\sigma=1,59$, $L=40\%$, 3D. 180

6.51 Visualisation du champ moyen de température d'équilibre. $v_{in}=15$ m/s, $L=40\%$, $\sigma = 1, 08, 4^\circ$ 183

6.52 Visualisation du champ moyen de température d'équilibre. $v_{in}=15$ m/s, $L=40\%$, $\sigma = 1, 59, 6^\circ$ 184

7.1 Perte de masse et vitesse d'érosion associée [Fortes Patella et al., 2013]. 192

7.2 Schémas du mécanisme d'érosion par micro-jet [Dular et al., 2006]. 194

7.3 Schéma de principe de la méthode hybride basée sur une modélisation Euler-Lagrange [Arabnejad et al., 2021]. 197

7.4 Schéma du mécanisme d'érosion par cascade d'énergie et rendements proposés par [Fortes-Patella et al., 2012]. 198

7.5 Comparaisons de la valeur moyennée sur 10 lâchers des différentes formes que peut prendre l'indicateur d'érosion (Energy Potential Method, voir *tab.7.2*) dans la littérature. Résultats obtenus sur une surface à 1mm de la paroi de l'hydrofoil puis adimensionnés par leur maximum. L'écoulement va de haut en bas [Geng et al., 2022]. 201

8.1	Schéma illustratif de la conversion de l'énergie potentielle contenue dans un volume de vapeur en énergie acoustique associée au travail des forces de pression. Modèle bulle en haut représentant une situation théorique idéalisée et modèle représentant un piston en bas.	204
8.2	Schéma de la répartition des densités énergétiques contenues dans le fluide et de l'effet du mécanisme de seuillage attribué à la résistance du matériau [Hammit, 1963].	206
8.3	Organigramme de l'algorithme permettant le calcul de l'intensité de cavitation sur une face de bord j en paroi de l'hydrofoil.	209
8.4	Organigramme du nouvel algorithme de calcul de l'intensité de cavitation.	211
8.5	Représentation d'un angle solide : l'aire grise est délimitée par la projection de la surface blanche sur la sphère unité.	213
8.6	Illustration des paramètres du calcul de l'angle solide d'un triangle quelconque [van Oosterom et Strackee, 1983].	214
8.7	Calcul de l'angle solide depuis le centre d'un rectangle.	214
8.8	Exemple de visualisation du champ moyenné de puissance potentielle de cavitation sur les cellules pariétales de l'extrados [W/m^{-3}].	216
8.9	Exemple de visualisation du champ moyen d'intensité de cavitation sur la surface de l'hydrofoil. L'écoulement va de gauche à droite.	216
8.10	Exemple de visualisation de l'iso-contour de l'intensité de cavitation moyenne. Vue de haut de l'hydrofoil, l'écoulement va de gauche à droite.	217
8.11	Exemple de visualisation du profil d'intensité de cavitation.	218
8.12	Exemple de visualisation de profil d'intensité de cavitation seuillée.	218
8.13	Evaluation des termes composants l'intensité de cavitation sur un cas à 4° (gauche <i>fig.8.13a</i>) et un cas à 6° (droite <i>fig.8.13b</i>).	220
8.14	Evaluation de la somme des termes composants l'intensité de cavitation suivant deux conditions pour traiter $\frac{P_{cav}^p}{V_{cell}}$, sur un cas à 4° (gauche <i>fig.8.14a</i>) et un cas à 6° (droite <i>fig.8.14b</i>).	221
9.1	Répartition de la moyenne temporelle de la puissance volumique potentielle de cavitation dans le volume fluide. Simulations à 4° à $v_{in} = 15m/s$, $L=40\%$, $\sigma = 1.06$, 3D.	224
9.2	Intensité de cavitation dimensionnelle et adimensionnée pour différentes vitesses et une même longueur de poche de 40% de la corde à 4°	225
9.3	Intensité de cavitation pour différentes longueurs de poche à 4° à $15m/s$	226
9.4	Répartition de la puissance potentielle volumique de cavitation dans les cellules pariétales pour différents seuils. Simulations à 4° à $v_{in} = 15m/s$, $L=40\%$, $\sigma = 1.06$, 3D.	227
9.5	Zoom sur une coupe à mi-envergure de la puissance potentielle volumique de cavitation pour différents seuils. Simulations à 4° à $v_{in} = 15m/s$, $L=40\%$, $\sigma = 1.06$, 3D.	228
9.6	Répartition du nombre d'évènements par seuil dans les cellules pariétales pour différents seuils. Simulations à 4° à $v_{in} = 15m/s$, $L=40\%$, $\sigma = 1.06$, 3D.	229
9.7	Zoom sur une coupe à mi-envergure du nombre d'évènements par seuil pour différents seuils. Simulations à 4° à $v_{in} = 15m/s$, $L=40\%$, $\sigma = 1.06$, 3D.	230
9.8	Evolution de l'intensité de cavitation seuillée pour les quatre vitesses d'entrées. Simulations à 4° , $L=40\%$, 3D.	231
9.9	Coupe à mi-envergure de l'intensité de cavitation seuillée dans le volume, à $15 m/s$ (gauche <i>fig.9.9a</i>) et $32 m/s$ (droite <i>fig.9.9b</i>). Simulations à 4° , $L=40\%$, 3D.	232
9.10	Evolution du nombre maximum d'évènement par seuils volumiques de l'intensité de cavitation pour les quatre vitesses d'écoulement. Simulations à 4° , $L=40\%$, 3D.	232
9.11	Effet du seuillage surfacique sur l'intensité de cavitation en surface pour différentes longueurs de poche. 4° , $v_{in} = 15m/s$, 3D.	233
9.12	Evolution du maximum de l'intensité de cavitation seuillée en fonction de la longueur de la poche pour les quatre vitesses d'écoulement. Simulations à 4° , 3D.	234

9.13 Comparaison entre les données expérimentales des marquages (densité d'endommagement volumique) et des résultats de la grandeur intensité de cavitation issus des simulations numériques. Simulations à 4° , $v_{in} = 15m/s$, $L=20\%$, 3D. 235

9.14 Comparaison entre les données expérimentales des marquages (densité d'endommagement volumique) et des résultats de la grandeur intensité de cavitation issus des simulations numériques. Simulations à 4° , $v_{in} = 15m/s$, $L=40\%$, 3D. 236

9.15 Comparaison entre les données expérimentales des marquages (densité d'endommagement volumique) et des résultats de la grandeur intensité de cavitation issus des simulations numériques. Simulations à 4° , $v_{in} = 20m/s$, $L=20\%$, 3D. 236

9.16 Comparaison entre les données expérimentales des marquages (densité d'endommagement volumique) et des résultats de la grandeur de cavitation issus des simulations numériques. Simulations à 4° , $v_{in} = 20m/s$, $L=40\%$, 3D. 237

9.17 Comparaison entre les données expérimentales des marquages (densité d'endommagement volumique) et des résultats de la grandeur intensité de cavitation issus des simulations numériques. Simulations à 4° , $v_{in} = 25m/s$, $L=20\%$, 3D. 237

9.18 Comparaison entre les données expérimentales des marquages (densité d'endommagement volumique) et des résultats de la grandeur intensité de cavitation issus des simulations numériques. Simulations à 4° , $v_{in} = 25m/s$, $L=40\%$, 3D. 238

9.19 Comparaison entre les données expérimentales des marquages (densité d'endommagement volumique) et des résultats de la grandeur intensité de cavitation issus des simulations numériques. Simulations à 4° , $v_{in} = 30m/s$, $L=20\%$, 3D. 239

9.20 Comparaison entre les données expérimentales des marquages (densité d'endommagement volumique) et des résultats de la grandeur intensité de cavitation issus des simulations numériques. Simulations à 4° , $v_{in} = 30m/s$, $L=40\%$, 3D. 240

9.21 Comparaison entre les données expérimentales des marquages (densité d'endommagement volumique) et des résultats de la grandeur intensité de cavitation issus des simulations numériques. Simulations à 4° , $v_{in} = 32m/s$, $L=20\%$, 3D. 240

9.22 Comparaison entre les données expérimentales des marquages (densité d'endommagement volumique) et des résultats de la grandeur intensité de cavitation issus des simulations numériques. Simulations à 4° , $v_{in} = 32m/s$, $L=40\%$, 3D. 241

9.23 Répartition de la moyenne de la puissance potentielle de cavitation dans le volume fluide. Simulations à 6° , $v_{in} = 15m/s$, $L=40\%$, $\sigma = 1.59$, 3D. 242

9.24 Intensité de cavitation dimensionnelle et adimensionnée pour différentes conditions d'écoulements à 6° 243

9.25 Répartition de la puissance potentielle volumique de cavitation moyenne dans les cellules pariétales pour différents seuils. Simulations à 6° , $v_{in} = 15m/s$, $L=40\%$, $\sigma = 1.59$, 3D. 245

9.26 Zoom sur une coupe à mi-envergure de la puissance potentielle volumique de cavitation moyennée pour différents seuils. Simulations à 6° , $v_{in} = 15m/s$, $L=40\%$, $\sigma = 1.59$, 3D. 246

9.27 Répartition du nombre d'évènements par seuil dans les cellules pariétales pour différents seuils. Simulations à 6° , $v_{in} = 15m/s$, $L=40\%$, $\sigma = 1.59$, 3D. 247

9.28 Zoom sur une coupe à mi-envergure du nombre d'évènements par seuil pour différents seuils. Simulations à 6° , $v_{in} = 15m/s$, $L=40\%$, $\sigma = 1.59$, 3D. 248

9.29 Evolution de l'intensité de cavitation seuillée pour les trois vitesses d'écoulement simulées. Simulations à 6° , $L=40\%$, 3D. 249

9.30 Evolution de l'intensité de cavitation seuillée et adimensionnée par le maximum pour les trois vitesses d'écoulement simulées. Simulations à 6° , $L=40\%$, 3D. 251

9.31 Coupe à mi-envergure de l'intensité de cavitation seuillée dans le volume, à 15 m/s (gauche *fig.9.31a*) et 25 m/s (droite *fig.9.31b*). Simulations à 6° , $L=40\%$, 3D. 252

9.32 Evolution du nombre maximum d'évènements par seuil de l'intensité de cavitation volumique pour les trois vitesses d'écoulement. Simulations à 6° , $L=40\%$, 3D. 252

9.33	Comparaison entre les données expérimentales des marquages (densité d'endommagement volumique) et des résultats de la grandeur intensité de cavitation issus des simulations numériques. Simulations à 6° , $v_{in} = 15m/s$, $L=40\%$, 3D.	253
9.34	Comparaison entre les données expérimentales des marquages (densité d'endommagement volumique) et des résultats de la grandeur intensité de cavitation seuillée issus des simulations numériques. Simulations à 6° , $v_{in} = 15m/s$, $L=40\%$, 3D.	254
9.35	Comparaison entre les données expérimentales des marquages (densité d'endommagement volumique) et des résultats de la grandeur intensité de cavitation issus des simulations numériques. Simulations à 6° , $v_{in} = 20m/s$, $L=40\%$, 3D.	255
9.36	Comparaison entre les données expérimentales des marquages (densité d'endommagement volumique) et des résultats de la grandeur intensité de cavitation seuillée issus des simulations numériques. Simulations à 6° , $v_{in} = 20m/s$, $L=40\%$, 3D.	256
9.37	Comparaison entre les données expérimentales des marquages (densité d'impact et d'endommagement volumique) et des résultats de la grandeur intensité de cavitation issus des simulations numériques. Simulations à 6° , $v_{in} = 25m/s$, $L=40\%$, 3D.	257
9.38	Comparaison entre les données expérimentales des marquages (densité d'endommagement volumique) et des résultats de la grandeur intensité de cavitation seuillée issus des simulations numériques. Simulations à 6° , $v_{in} = 25m/s$, $L=40\%$, 3D.	258
A.1	Organigramme simplifié de l'algorithme de résolution des équations de <i>neptune_cfd</i>	298
B.1	Illustration du taux de vide moyen obtenus pour le modèle Manon-Berne et le modèle en enthalpie présenté dans cette thèse sur maillage proche du maillage moyen. 6° , $v_{in} = 15$ m/s, $P_{out} = 2$ bar, 3D.	301
B.2	Fréquence en fonction de la longueur de poche	302
B.3	Fréquence en fonction de la vitesse	302
B.4	Mise en évidence de la fluctuation de la longueur de la poche de cavitation. 6° , $v_{in} = 25$ m/s, $\sigma = 1.8$, 2D.	303
B.5	Diagrammes spatio-temporels obtenus avec différentes équations de transport de l'aire interfaciale. Simulations à 6° , $v_{in} = 15$ m/s, $d_b = \{1.10^{-2} - 1.10^{-7}\}$ m, $P_{out} = 1,7$ bar, 3D.	305
B.6	Comparaisons de diagrammes spatio-temporels obtenus avec a) le code homogène Code_Saturne [Leclercq, 2017], et b) le code bi-fluide <i>neptune_cfd</i>	306
B.7	Diagramme spatio-temporel obtenu par niveau de gris d'une visualisation réalisée sur un profil différent (TUD, 4° , 8 m/s, $L=60\%$, $\sigma = 1.09$) [Carrat et al., 2019].	306
B.8	Comparaisons des visualisation de dessus et latérales issues de l'expérience [Pereira, 1997] et des simulations avec <i>neptune_cfd</i>	307
B.9	Exemple de la poche obtenue avec le code homogène Code_Saturne [Leclercq, 2017]. Simulations à 6° , $v_{in} = 15$ m/s, $\sigma = 1,35$, 3D.	307
B.10	Comparaisons des résultats de l'expérience [Pereira, 1997] et des simulations avec <i>neptune_cfd</i> et Code_Saturne [Leclercq, 2017].	308
B.11	Evolution des variables du modèle de changement de phase lors d'un cycle. La première moitié du cycle représente la vaporisation de la poche et la seconde moitié du cycle représente la condensation de la poche au niveau d'une sonde située à 20% de la corde de l'hydrofoil considéré (voir <i>chap.2</i>).	310
B.12	Comparaison de la température vapeur T_v obtenue par <i>neptune_cfd</i> et de la température T_{iso} issue d'une compression isentrope. Simulations à 6° , à $v_{in} = 15$ m/s, $\sigma = 1.59$	312
B.13	Illustration de l'algorithme "Transient rotor" utilisé dans <i>neptune_cfd</i> . [Merigoux, 2018]	313
B.14	Domaine de calcul de la pompe, le champ de couleur indique la pression. Le champ est opacifié pour laisser entrevoir l'aube au centre de l'image.	313
B.15	Surface des aubes en blanc, les zones où le fluide est sous la pression de saturation sont mises en évidence en bleu.	314

C.1 Projection du point source et reconstruction d'un rectangle permettant l'application de la formule analytique 8.15 316

C.2 Organigramme de l'algorithme de généralisation de la méthode des rectangles. 317

C.3 Schéma du maillage d'un cube avec trois cellules de côté 318

C.4 Évolution de l'angle solide entre la cellule centrale et les faces de bords pour différents raffinements (l'unité est le stéradian [sr]). 318

C.5 Comparaison de l'angle solide obtenu avec les deux méthodes (triangles à gauche, rectangles à droite) pour un élément de surface donné. 319

C.6 Illustration de la hauteur des différentes boîtes de sélection sur la géométrie étudiée. 320

C.7 Sensibilité de $\frac{P_{surf}}{S}$ à la hauteur des différentes boîtes de sélection pour le calcul 2D. 321

C.8 Illustration de la largeur des différentes boîtes de sélection des cellules de l'hydrofoil. 322

C.9 Sensibilité de $\frac{P_{surf}}{S}$ à la largeur de la surface considérée pour le calcul 3D. 322

C.10 Sensibilité au CFL. Simulations à 6° , $v_{in} = 15$ m/s, $L=40\%$, 3D. 323

C.11 Comparaison entre le terme de dérivée du volume (à gauche) et le terme de dérivée de la pression (à droite) pour estimer l'intensité de cavitation. Simulations à 4° à $v_{in} = 15$ m/s, $\sigma = 1.02$, 3D. 325

C.12 Comparaison entre le terme de dérivée du volume (à gauche) et le terme de dérivée de la pression (à droite) pour estimer l'intensité de cavitation. Simulations à 6° à $v_{in} = 15$ m/s, $\sigma = 1.59$, 3D. 327

C.13 Evolution de l'intensité de cavitation seuillée et adimensionnée par le maximum pour les trois vitesses d'écoulement simulées. Simulations à 6° , $L=40\%$, 3D. 328

C.14 Comparaison entre les données expérimentales des marquages (densité d'impact et d'endommagement volumique) et des résultats de la grandeur intensité de cavitation issus des simulations numériques. Simulations à 4° , $v_{in} = 15$ m/s, $L=20\%$, 3D. 329

C.15 Comparaison entre les données expérimentales des marquages (densité d'impact et d'endommagement volumique) et des résultats de la grandeur intensité de cavitation issus des simulations numériques. Simulations à 4° , $v_{in} = 15$ m/s, $L=40\%$, 3D. 329

C.16 Comparaison entre les données expérimentales des marquages (densité d'impact et d'endommagement volumique) et des résultats de la grandeur intensité de cavitation issus des simulations numériques. Simulations à 4° , $v_{in} = 20$ m/s, $L=20\%$, 3D. 330

C.17 Comparaison entre les données expérimentales des marquages (densité d'impact et d'endommagement volumique) et des résultats de la grandeur de cavitation issus des simulations numériques. Simulations à 4° , $v_{in} = 20$ m/s, $L=40\%$, 3D. 330

C.18 Comparaison entre les données expérimentales des marquages (densité d'impact et d'endommagement volumique) et des résultats de la grandeur intensité de cavitation issus des simulations numériques. Simulations à 4° , $v_{in} = 25$ m/s, $L=20\%$, 3D. 331

C.19 Comparaison entre les données expérimentales des marquages (densité d'impact et d'endommagement volumique) et des résultats de la grandeur intensité de cavitation issus des simulations numériques. Simulations à 4° , $v_{in} = 25$ m/s, $L=40\%$, 3D. 331

C.20 Comparaison entre les données expérimentales des marquages (densité d'impact et d'endommagement volumique) et des résultats de la grandeur intensité de cavitation issus des simulations numériques. Simulations à 4° , $v_{in} = 30$ m/s, $L=20\%$, 3D. 332

C.21 Comparaison entre les données expérimentales des marquages (densité d'impact et d'endommagement volumique) et des résultats de la grandeur intensité de cavitation issus des simulations numériques. Simulations à 4° , $v_{in} = 30$ m/s, $L=40\%$, 3D. 332

C.22 Comparaison entre les données expérimentales des marquages (densité d'impact et d'endommagement volumique) et des résultats de la grandeur intensité de cavitation issus des simulations numériques. Simulations à 4° , $v_{in} = 32$ m/s, $L=20\%$, 3D. 333

C.23 Comparaison entre les données expérimentales des marquages (densité d'impact et d'endommagement volumique) et des résultats de la grandeur intensité de cavitation issus des simulations numériques. Simulations à 4° , $v_{in} = 32$ m/s, $L=40\%$, 3D. 333

C.24	Comparaison entre les données expérimentales des marquages (densité d'impact et d'endommagement volumique) et des résultats de la grandeur intensité de cavitation issus des simulations numériques. Simulations à 6° , $v_{in} = 15$ m/s, $L=40\%$, 3D.	334
C.25	Comparaison entre les données expérimentales des marquages (densité d'impact et d'endommagement volumique) et des résultats de la grandeur intensité de cavitation seuillée issus des simulations numériques. Simulations à 6° , $v_{in} = 15$ m/s, $L=40\%$, 3D.	334
C.26	Comparaison entre les données expérimentales des marquages (densité d'impact et d'endommagement volumique) et des résultats de la grandeur intensité de cavitation issus des simulations numériques. Simulations à 6° , $v_{in} = 20$ m/s, $L=40\%$, 3D.	335
C.27	Comparaison entre les données expérimentales des marquages (densité d'impact et d'endommagement volumique) et des résultats de la grandeur intensité de cavitation seuillée issus des simulations numériques. Simulations à 6° , $v_{in} = 20$ m/s, $L=40\%$, 3D.	336
C.28	Comparaison entre les données expérimentales des marquages (densité d'impact et d'endommagement volumique) et des résultats de la grandeur intensité de cavitation issus des simulations numériques. Simulations à 6° , $v_{in} = 25$ m/s, $L=40\%$, 3D.	337
C.29	Comparaison entre les données expérimentales des marquages (densité d'impact et d'endommagement volumique) et des résultats de la grandeur intensité de cavitation seuillée issus des simulations numériques. Simulations à 6° , $v_{in} = 25$ m/s, $L=40\%$, 3D.	337
C.30	Comparaison des profils d'intensité de cavitation obtenus pour la méthode de seuil surfacique (gauche) et la méthode de seuil volumique (droite). Simulations à 4° , $v_{in} = 15$ m/s, $\sigma = 1.06$	338
C.31	Intensité de cavitation adimensionnée pour la méthode de seuil surfacique (trait bleu continu) et la méthode de seuil volumique (trait rouge discontinu). Simulations à 4° , $v_{in} = 15$ m/s, $\sigma = 1.06$	338
C.32	Comparaison des profils d'intensité de cavitation obtenus pour la méthode de seuil surfacique (gauche) et la méthode de seuil volumique (droite). Simulations à 6° , $v_{in} = 15$ m/s, $\sigma = 1.59$	338
C.33	Intensité de cavitation adimensionnée pour la méthode de seuil surfacique (trait bleu continu) et la méthode de seuil volumique (trait rouge discontinu). Simulations à 6° , $v_{in} = 15$ m/s, $\sigma = 1.59$	339
C.34	Intensité de cavitation maximale relevée sur une durée de calcul de 0,5 s. Simulations à 4° , $v_{in} = 15$ m/s, $\sigma = 1.02$, $L=40\%$, 3D.	341
C.35	Intensité de cavitation maximale relevée pour une durée égale à 0,25 s. Simulations à 6° , $v_{in} = 15$ m/s, $L=40\%$, $\sigma = 1.59$, 3D.	342
C.36	Intensité de cavitation maximale relevée sur les 0,25 s suivantes. Simulations à 6° , $v_{in} = 15$ m/s, $L=40\%$, $\sigma = 1.59$, 3D.	343
C.37	Histogrammes de l'intensité de cavitation, des seuils surfaciques et de la vitesse de marquage du cuivre adimensionnés pour les deux angles d'incidence (4° en bleu et 6° en rouge) à 15 m/s et $L=40\%$	347
C.38	Histogrammes de l'intensité de cavitation, des seuils surfaciques et de la vitesse de marquage du cuivre adimensionnés pour différentes vitesse à 4° d'incidence et $L=40\%$. Les résultats du cuivre à 30 et 32 m/s dépassent l'ordonnée maximale du graphique qui a été ajustée pour permettre la visibilité des données.	349
C.39	Histogrammes de l'intensité de cavitation, des seuils surfaciques et de la vitesse de marquage du cuivre adimensionnés pour différentes vitesse à 6° d'incidence et $L=40\%$. Les résultats du cuivre à 25 m/s dépassent l'ordonnée maximale du graphique qui a été ajustée pour permettre la visibilité des données.	351
C.40	Evolution de l'intensité de cavitation seuillée à 10^3 W/m ² et de la vitesse de marquage du cuivre adimensionnés par leur valeur à 20 m/s pour différentes vitesse à 4° d'incidence et $L=40\%$	357

C.41	Evolution de l'intensité de cavitation seuillée à $5 \cdot 10^3 \text{ W/m}^2$ et de la vitesse de marquage du cuivre adimensionnés par leur valeur à 15 m/s pour différentes vitesse à 6° d'incidence et $L=40\%$	357
D.1	Récapitulatif de la mise en données utilisée pour réaliser les calculs cavitants présentés dans cette thèse avec <i>neptune_cfd</i>	361
E.1	Digramme de phase et schématisation de la cavitation avec effet thermodynamique. L'échange d'énergie entraîne une baisse de la température locale du liquide représentée en bleu.	366
E.2	Illustration de l'évolution de la longueur de poche pour deux températures différentes sur une pompe en forane R114 avec des conditions hydrauliques proches [Franc et al., 2004].	367
E.3	Illustration de l'évolution de la température dans une poche de cavitation en eau chaude [Franc et al., 2010].	368
E.4	Illustration de l'évolution d'une poche de cavitation à différentes températures pour de mêmes conditions hydrauliques : $i= 8^\circ$, $\sigma = 2.5$ [Cervone et al., 2005].	368
E.5	Illustration de l'évolution d'une poche de cavitation à différentes températures et différentes conditions hydrauliques dans un venturi [Ge et al., 2021].	369
E.6	Illustration de l'évolution de la longueur d'une poche de cavitation à 50 et 65°C pour un même $\sigma = 1, 15$ [Ge et al., 2021].	370
E.7	Courbes types de l'influence de la température de l'eau sur l'érosion de cavitation. Résultats de [Plesset, 1972] à gauche avec un maximum entre 40 et 50°C sur différents matériaux. Résultats de [Hammitt, 1963] à droite avec un maximum à 120°F soit 50°C sur de l'acier inoxydable 304.	371
E.8	Influence de la température du fluide (eau à droite, sodium à gauche) sur l'érosion de cavitation [Hattori et al., 2006]. La gamme de température est adimensionnée par l'écart entre le point de solidification et le point d'évaporation.	372
G.1	Visualisation de l'iso-contour à 10% du champ moyenné de taux de vide pour différentes températures. Les courbes blanches représentent les iso-taux de vide moyen. $\sigma_T=1.08$, $v_{in} = 15 \text{ m/s}$, 4°	378
G.2	Visualisation de l'iso-contour à 10% du champ instantané de taux de vide pour différentes températures. Les courbes blanches représentent les iso-taux de vide moyen. $\sigma_T=1.08$, $v_{in} = 15 \text{ m/s}$, 4°	379
G.3	Coupe à mi-envergure du champ moyenné de taux de vide pour différentes températures. Les courbes blanches représentent les iso-taux de vide moyen. $\sigma_T=1.08$, $v_{in} = 15 \text{ m/s}$, 4°	380
G.4	Coupe à mi-envergure du champ instantané de taux de vide pour différentes températures. Les courbes blanches représentent les iso-taux de vide moyen. $\sigma_T=1.08$, $v_{in} = 15 \text{ m/s}$, 4°	381
G.5	Diagrammes spatio-temporels pour une poche de cavitation à $\sigma_T=1.08$ à $v_{in} = 15 \text{ m/s}$ pour différentes températures. Les traits horizontaux sont dus à des défauts de sauvegarde des valeurs et ne sont pas à attribuer à l'écoulement.	383
G.6	Longueur de la poche en fonction de la température à $\sigma_T = 1.08$ et $V_{in} = 15 \text{ m/s}$, $i=4^\circ$, 3D.	384
G.7	Evolution de l'intensité de cavitation moyennée sur l'envergure pour différentes températures. $i=4^\circ$, $V_{in} = 15 \text{ m/s}$, $\sigma_T = 1.08$, 3D.	386
G.8	Evolution de l'intensité de cavitation moyennée sur l'envergure pour différentes températures. $i=4^\circ$, $V_{in} = 15 \text{ m/s}$, $L=40\%$, 3D.	386

TABLE DES FIGURES

G.9 Visualisation de l'iso-contour à 10% du champ de taux de vide moyen pour différentes températures. Les courbes blanches représentent les iso-taux de vide moyen. $\sigma_T=1.59$, $v_{in} = 15$ m/s, 6° , 3D. 388

G.10 Coupe à mi-envergure du champ moyenné de taux de vide pour différentes températures. Les courbes blanches représentent les iso-taux de vide moyen. $\sigma_T=1.59$, $v_{in} = 15$ m/s, 6° , 3D. 389

G.11 Diagrammes spatio-temporels pour une poche de cavitation à différentes températures. $\sigma_T=1.59$, $v_{in} = 15$ m/s, 6° , 3D. 391

G.12 Nombre de cavitation, fréquences, longueur de poche et nombre de Strouhal équivalent pour différentes températures à $\sigma_T=1.59$, $v_{in} = 15$ m/s, 6° , 3D. 393

G.13 Evolution de l'intensité de cavitation moyennée sur l'envergure pour différentes températures. $\sigma_T = 1.59$ et $V_{in} = 15$ m/s, $i=6^\circ$, 3D. 394

G.14 Intensité de cavitation pour différentes températures. 395

Liste des tableaux

2.1	Conditions hydrauliques expérimentales [Pereira, 1997] pour deux incidences i , quatre vitesses d'entrées v_{in} et trois longueurs de poches L	55
2.2	Coordonnées des capteurs de pression sur l'hydrofoil [Pereira, 1997].	57
2.3	Récapitulatif des résultats expérimentaux à 6°	60
2.4	Conditions hydrauliques et durées des essais de marquages [Couty, 2001]. O = chevauchement des impacts (Overlapping).	63
2.5	Mise en évidence de l'écart entre les nombres de cavitation utilisés pour les essais de [Pereira, 1997] et ceux de [Couty, 2001] pour de mêmes tailles de poches et vitesses d'écoulement imposées.	67
3.1	Liste non exhaustive des modèles homogènes à 4 équations les plus utilisées pour la simulation d'écoulements cavitants avec leur terme source.	80
3.2	Simulations bi-fluide à une pression traitant de la cavitation avec le logiciel utilisé et leur application.	83
3.3	Liste de quelques modèles bi-fluides à 7 équations et leurs applications respectives.	84
3.4	Liste non exhaustive des modélisations homogènes traitant de la cavitation en résolvant l'équation d'énergie. L'application et les noms sont issues des publications d'origine.	87
3.5	Tableau récapitulatif des modélisations rencontrées en cavitation et résumé succinct de leurs avantages et limitations.	89
4.1	Coefficients du modèle $k-\epsilon$ linéaire.	105
5.1	Nombres de mailles pour les maillages 2D.	108
5.2	Conditions des calculs 3D présentés dans cette partie.	110
5.3	Critères de convergence des équations résolues.	121
5.4	Fréquence des lâchers et nombre de cavitation pour les trois maillages 2D pour une même pression de sortie $P_{out} = 1,7$ bar, $v_{in}=15$ m/s, 6°	121
5.5	Comparaison des résultats obtenus avec les variantes 3D du maillage "moyen".	122
5.6	Effet de la variation du pas de temps pour de mêmes paramètres de simulation. $v_{in} = 15$ m/s, $P_{out} = 1.73$ bar, 2D 6° maillage moyen.	123
5.7	Comparaison des résultats obtenus en variant le paramètre diamètre de bulle pour des mêmes paramètres de simulation. $v_{in} = 15$ m/s, $p_{out} = 1,75$ bar, 3D.	123
5.8	Effet de la variation du paramètre temps de relaxation τ pour de mêmes paramètres de simulation. $v_{in} = 15$ m/s, $p_{out} = 1,75$ bar, incidence 6° , maillage 3D.	124
6.1	Comparaison des simulations numériques 3D sur le maillage moyen aux résultats expérimentaux	141

6.2	Comparaison des simulations numériques 3D sur le maillage moyen aux résultats expérimentaux.	160
7.1	Recensement des familles de méthode de prévision de l'érosion de cavitation à l'aide des codes CFD. Les noms indiqués sont les noms utilisés dans la littérature pour faire référence aux différents modèles.	194
7.2	Nomenclature des différents termes utilisés dans l'étude de [Geng et al., 2022].	201
8.1	Récapitulatif des termes calculés et de leur conditions d'évaluation.	219
A.1	Coefficients du modèle k- ϵ linéaire	293
B.1	Effet du schéma de discrétisation spatiale sur la solution. Simulations à 6° , $v_{in} = 15$ m/s, 2D.	300
B.2	Meilleurs résultats obtenus pour les modèles d'origines de <i>neptune_cfd</i> sur le cas test. Simulations à 6° , $v_{in} = 15$ m/s, 2D.	300
B.3	Comparaison des simulations numériques 2D avec le maillage moyen aux résultats expérimentaux pour une incidence de 6° .	302
B.4	Effet de l'utilisation des différentes équations de transport d'aire interfaciale sur la solution du cas test et modification des bornes du diamètres pour les deux équations les plus prometteuses. Simulations à 6° , $v_{in} = 15$ m/s, $P_{out} = 1,73$ bar, 3D.	304
C.1	Influence de la hauteur de la boîte sur le temps de calcul.	321
C.2	Influence du nombre de cellules surfaciques prises en compte sur le temps de calcul.	323
C.3	Nomenclature des seuils surfaciques présents dans les tableaux de l'annexe	344
C.4	Valeurs brutes des maximums d'intensité de cavitation et des vitesses de marquage pour différentes longueurs de poche et vitesses d'entrée à 4° d'incidence.	345
C.5	Valeurs brutes des maximums d'intensité de cavitation et des vitesses de marquage pour différentes longueurs de poche et vitesses d'entrée à 6° d'incidence.	346
C.6	Intensité de cavitation en fonction de l'angle d'incidence. $v_{in} = 15$ m/s, L=40%. Les valeurs de I_{cav} sont adimensionnées par la valeur de la moyenne temporelle à 15 m/s et L=40%. Les valeurs de V_d sont adimensionnées par la valeur de l'aluminium à 15 m/s et L=40%.	348
C.7	Intensité de cavitation en fonction de la vitesse à 4° d'incidence, L=40%. Les valeurs de I_{cav} sont adimensionnées par la valeur de la moyenne temporelle à 15 m/s et L=40%. Les valeurs de V_d sont adimensionnées par la valeur de l'aluminium à 15 m/s et L=40%.	350
C.8	Intensité de cavitation en fonction de la vitesse à 6° d'incidence, L=40%. Les valeurs de I_{cav} sont adimensionnées par la valeur de la moyenne temporelle à 15 m/s et L=40%. Les valeurs de V_d sont adimensionnées par la valeur de l'aluminium à 15 m/s et L=40%.	352
C.9	Intensité de cavitation en fonction de la longueur de poche à 4° d'incidence, $v_{in} = 15$ m/s. Les valeurs de I_{cav} sont adimensionnées par la valeur de la moyenne temporelle à 15 m/s et L=40%. Les valeurs de V_d sont adimensionnées par la valeur de l'aluminium à 15 m/s et L=40%.	354
C.10	Intensité de cavitation en fonction de la longueur de poche à 4° d'incidence, $v_{in} = 20$ m/s.	355
E.1	Liste non exhaustive de modèles homogènes résolvant une équation d'énergie.	372
E.2	Liste non exhaustive de modèles homogènes de type TTV modifiés pour prendre en compte les effets thermodynamiques en cavitation.	374
G.1	Comparaison de la longueur de poche et de la fréquence de détachement pour différentes températures à $\sigma_T = 1.08$ et $V_{in} = 15$ m/s, $i=4^\circ$, 3D.	384
G.2	Comparaison de la longueur de poche et de la fréquence de détachement pour différentes températures à longueur de poche constante et $i=4^\circ, V_{in} = 15$ m/s, 3D.	385

G.3	Fréquence et longueur de poche pour différentes températures à $\sigma_T = 1.59$	392
G.4	Evolution du nombre de cavitation et des fréquences de détachements en fonction de la température à $v_{in}=15\text{m/s}$ et $L=40\%$	393

Première partie

Introduction

Table des matières

1	Introduction à la cavitation	37
1.1	Introduction	37
1.1.1	Définition du phénomène de cavitation	37
1.1.2	Effets néfastes de la cavitation	38
1.2	Les formes de cavitation	38
1.2.1	Formes de la cavitation à l'échelle d'un composant hydraulique	38
1.2.2	Composants industriels potentiellement concernés par la cavitation	40
1.2.3	Comportement d'une bulle de cavitation	42
1.3	L'érosion de cavitation	44
1.3.1	Définition	44
1.3.2	Méthode de mesure de l'érosion de cavitation	44
1.3.3	Mécanismes responsables de l'érosion par cavitation	46
1.4	Contexte industriel : les enjeux de la prévision de l'érosion de cavitation	47
1.4.1	Le domaine de la production d'électricité hydraulique et nucléaire	48
1.4.2	Les domaines de l'industrie navale, spatiale et automobile	48
1.4.3	Quelques applications positives de la cavitation	49
1.5	Objectifs de la thèse	50
2	Présentation du cas d'étude : l'expérience EPFL sur le foil NACA 65012	53
2.1	Motivations	53
2.2	Description générale de la boucle expérimentale	53
2.3	Conditions hydrauliques et réglage de la longueur de poche	54
2.4	Mesures hydrodynamiques disponibles	56
2.4.1	Evaluation du nombre de cavitation	56
2.4.2	Mesure de la longueur de la poche	56
2.4.3	Capture des signaux de pression sur l'hydrofoil	56
2.4.4	Mesures du volume des structures de vapeur par stéréo-tomographie	56
2.4.5	Détermination des fréquences de détachement des structures de vapeur	60
2.5	Mesures de marquage	60
2.5.1	Obtention des mesures de marquage	61
2.5.2	Mesure et post-traitement	61
2.5.3	Résultats disponibles	63
2.5.4	Mise en évidence d'un écart entre les conditions d'essais et discussion	67
2.5.5	Récapitulatif et discussion des résultats expérimentaux	67

Introduction à la cavitation

1.1 Introduction

1.1.1 Définition du phénomène de cavitation

La cavitation est le nom donné à la vaporisation d'un liquide sous l'effet d'une baisse de pression. Ce phénomène de changement de phase de l'état liquide vers l'état gazeux apparaît lorsque la pression de la phase liquide atteint la pression de saturation. Lorsque cette vaporisation est causée par une augmentation de la température à pression constante, elle est appelée ébullition, qui est plus couramment rencontrée dans la vie quotidienne. Même si ce changement d'état s'accompagne nécessairement d'échanges d'énergie, qui se traduisent le plus souvent par des changements de température, la cavitation de l'eau froide est considérée comme quasi-isotherme et est représentée par un trait bleu vertical dans le plan pression-température de la *fig.1.1*, symbolisant la baisse de pression à température constante. Le trait rouge horizontal représente l'ébullition, à savoir la traversée de la courbe liquide-vapeur par une augmentation de la température à pression constante.

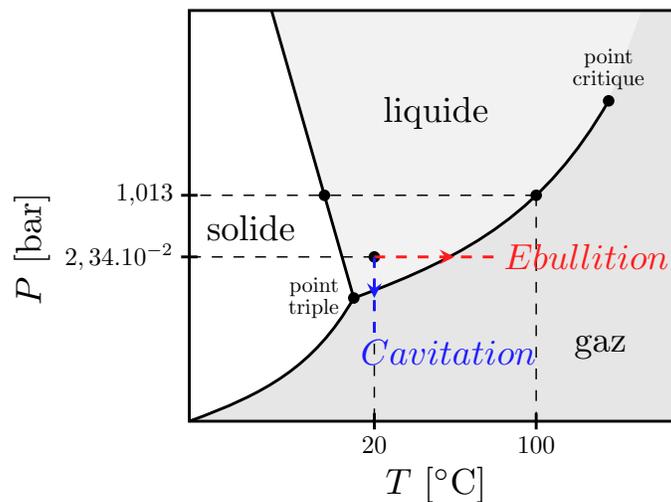


FIGURE 1.1 – Diagramme pression-température (ou de changement de phase) de l'eau.

Lorsque qu'un écoulement liquide est soumis à une baisse de pression, des structures de vapeur se développent donc et sont convectées dans l'écoulement. Arrivées dans une zone de plus forte pression, supérieure à la pression saturante, ces structures commencent à condenser. On donne souvent le nom de cavitation à l'ensemble du phénomène, incluant la vaporisation et la condensation ultérieure de structures de vapeur restant le plus souvent de taille limitée au sein d'un écoulement globalement liquide.

1.1.2 Effets néfastes de la cavitation

Si la cavitation est un sujet qui préoccupe les industriels concepteurs ou exploitants de composants hydrauliques, c'est avant tout parce qu'elle combine trois effets néfastes :

- le bruit et les vibrations,
- la perte de performance hydraulique du composant,
- l'usure des parois solides environnantes.

Les vibrations sont dues aux implosions et aux changements rapides de pression engendrés dans l'écoulement. Ces vibrations sont responsables d'un bruit important et caractéristique qui sert de moyen de reconnaissance de la cavitation. Ces vibrations peuvent perturber le bon fonctionnement de l'équipement hydraulique et du circuit associé, voir l'endommager. En particulier, il est important de s'assurer que les fréquences ne correspondent pas à la fréquence de résonance de l'équipement.

Lorsque la cavitation se développe suffisamment au sein de la veine hydraulique, elle modifie l'écoulement liquide, initialement monophasique, entraînant alors un changement des performances hydrauliques du composant par l'altération du profil de pression et l'ajout de pertes supplémentaires. Cela se traduit par une baisse de poussée pour les hélices, une perte de hauteur pour les pompes ou les turbines, une modification du coefficient de pertes de charge pour les vannes et diaphragmes, ... De plus, si la cavitation est largement développée, elle peut entraîner un blocage de l'écoulement ce qui se traduit par une chute nette des performances, pouvant aller jusqu'au désamorçage (perte du débit) dans le cas des pompes.

Enfin, la cavitation peut générer une usure des matériaux en contact avec l'écoulement dans la zone d'implosion des structures de vapeur. Ce mécanisme d'usure, appelé "érosion de cavitation", entraîne des coûts de maintenance importants pour l'exploitant du matériel hydraulique et compromet à terme la fonction hydraulique du composant. Un exemple d'érosion d'une roue de pompe est donné sur la *fig.1.2*.

1.2 Les formes de cavitation

Dans l'eau, qui est un liquide transparent et pour lequel l'indice du liquide et de la vapeur différent, la présence des interfaces liquide-vapeur est facilement visible à l'œil nu, ce qui facilite l'observation des écoulements cavitants. Nous débuterons la description des formes de cavitation en commençant par ce qui est observé à l'échelle d'un composant hydraulique tel qu'une pompe, une vanne, un diaphragme ou un Venturi. Ensuite, nous décrirons brièvement le comportement d'une bulle unique de vapeur, qui est la représentation la plus simple d'une structure de vapeur.

1.2.1 Formes de la cavitation à l'échelle d'un composant hydraulique

La cavitation à l'échelle du composant hydraulique prend des formes très variées comme illustré en *fig.1.3*. Franc [1995] classe la cavitation selon quatre formes différentes :

- la cavitation à bulles,
- la cavitation de vortex,
- la cavitation à poche.
- la supercavitation



FIGURE 1.2 – Exemple d'érosion d'une roue de pompe [EDF R&D].

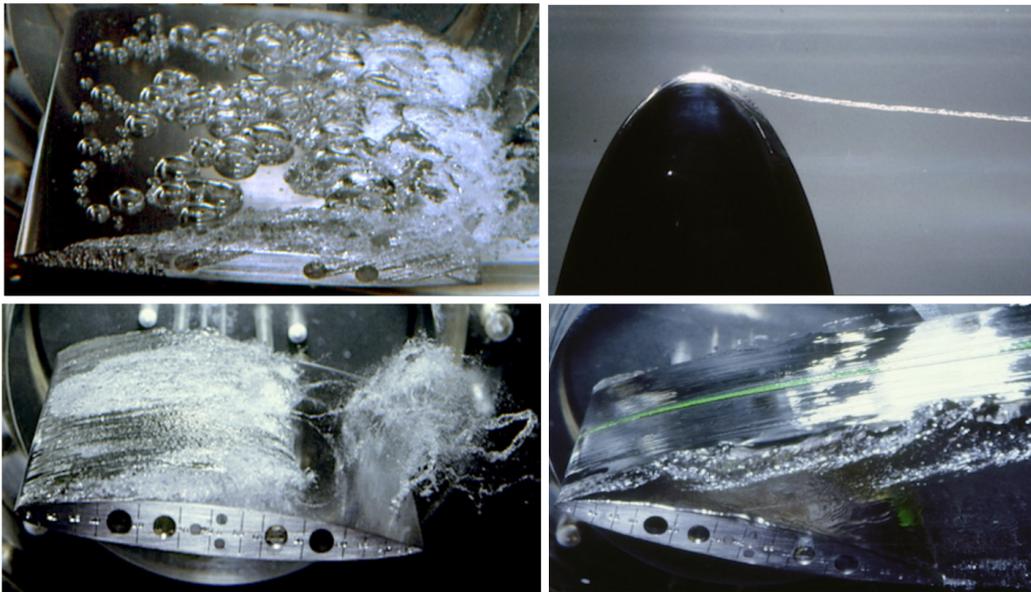


FIGURE 1.3 – Illustration de différents types de cavitation. De gauche à droite et de haut en bas : a) cavitation à bulle, b) cavitation en vortex, c) cavitation à poche, d) supercavitation [Franc, 1995].

La cavitation à bulles se démarque des trois formes suivantes par l'observation de bulles de taille macroscopique dont il est possible de suivre l'évolution. Cette cavitation a pour origine la croissance de *nuclei* (qui sont les germes à partir desquels se développent les bulles) isolés dans des circonstances

particulières qui leur permet de rester isolés les uns des autres.

La cavitation de vortex prend naissance au centre des écoulements fortement cisailés, appelés vortex, dans lesquelles la pression est minimale au centre du vortex. Elle peut ainsi apparaître attachée à une surface (libre ou solide) mais également au cœur de l'écoulement.

La cavitation à poche se forme au contact des surfaces, le plus souvent à partir d'un décollement de l'écoulement, et prend des dimensions variables mais contenues par la taille de l'objet sur laquelle elle se développe, ce qui lui vaut aussi l'appellation de cavitation "partielle". Selon les conditions hydrauliques (pression et vitesse), la poche peut être stable ou instable. Généralement, une petite poche est stable, c'est-à-dire que sa forme est peu variable. Pour d'autres conditions hydrauliques, et souvent pour de plus grandes tailles de poches, la forme de la poche varie dans le temps et des structures de vapeur se détachent en aval, donnant naissance à une cavitation "en nuage". Cette rupture de la poche attachée à la paroi peut être provoquée par un écoulement à contre courant (appelé "contre jet" ou "jet rentrant") se développant en proche paroi et progressant sous la poche de cavitation, jusqu'à parfois couper et détacher la poche en amont, libérant ainsi une structure de vapeur dans l'écoulement. Cette structure est convectée par l'écoulement en dehors de la zone de basse pression ce qui entraîne par suite sa condensation du fait de la pression supérieure. Cette condensation se fait très rapidement et est aussi appelée implosion. Elle est responsable du bruit et des vibrations liés à la cavitation. C'est la forme de cavitation que nous étudierons dans cette thèse, car le plus souvent rencontrée dans les pompes pour des conditions normales de fonctionnement.

Enfin, la supercavitation peut être considérée comme une extension de la cavitation à poche où, prenant des dimensions conséquentes, la cavitation s'étend au delà des dimensions de l'objet et forme souvent une interface nette entre la phase liquide et la phase gazeuse.

1.2.2 Composants industriels potentiellement concernés par la cavitation

Tous les composants fonctionnant avec un liquide peuvent être concernés par la cavitation. Les composants hydrauliques pour l'eau liquide sont évidemment les plus nombreux. Mais la cavitation se rencontre aussi pour des écoulements de plomb liquide ou autres métaux liquides, d'hydrocarbures liquides, de fluides organiques et de fluides cryogéniques comme l'hydrogène ou l'oxygène liquide utilisés dans l'industrie spatiale. Les composants les plus susceptibles de rencontrer de la cavitation dans l'industrie sont les suivants, dans les zones de basse pression :

- les rétrécissements (venturi, tuyères, ...) et les organes de déviation (coudes, tés, ...),
- les organes de régulation (robinetterie et vannes, diaphragmes, ...),
- les composants actifs, comme les turbomachines (pompes, turbines hydrauliques, hélices, ...).

Dans le cadre de cette thèse nous nous intéressons à la cavitation dans les pompes rotodynamiques. La *fig.1.4* illustre les formes variées que peut prendre la cavitation sur un tel composant. Au bord d'attaque des aubes, c'est une cavitation à poche qui apparaît alors que dans un même temps au sein du canal interaube c'est une cavitation en vortex qui peut prendre place. Une approche simplifiée de l'écoulement dans une telle turbomachine, pour laquelle la visualisation et les mesures sont souvent délicates, consiste à recourir à l'étude de la cavitation sur un hydrofoil fixe, ne tournant pas, schématisant une aube.

Il est ainsi plus aisé de caractériser la cavitation que dans une machine tournante. [Coutier-Delgosha et al., 2006] étudient ainsi la structure de la cavitation par poche sur un hydrofoil en combinant des mesures endoscopiques et d'imagerie par rayons X. Les taux de vide mesurés sont bien supérieurs aux mesures précédemment établies par [Stutz et Reboud, 2000] avec un maximum de 50% lorsque la cavitation recouvre l'hydrofoil. La sonde endoscopique placée dans l'hydrofoil, voir *fig.1.5*, permet d'obtenir quelques informations sur la morphologie de l'écoulement dans la zone cavitante. Notons la présence d'un taux de vide maximal au bord d'attaque qui décroît progressivement le long de la corde. L'écoulement capturé est un écoulement à bulles dispersées, typique de la cavitation par poche, qui est mis en évidence sur les miniatures issues des sondes endoscopiques.

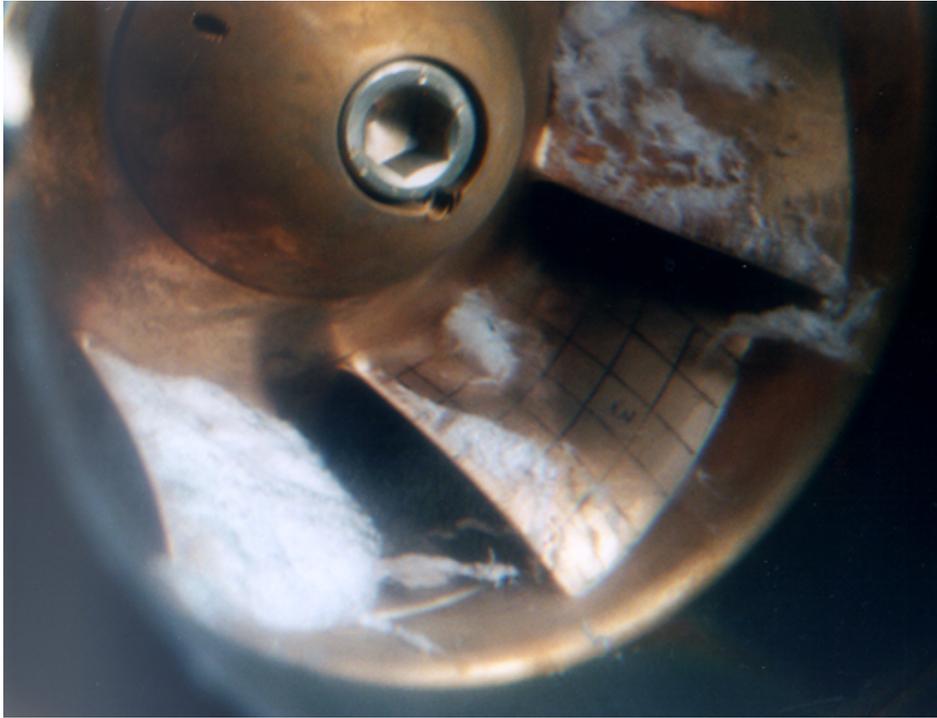


FIGURE 1.4 – Photographie d'une pompe travaillant en régime cavitant [EDF R&D].

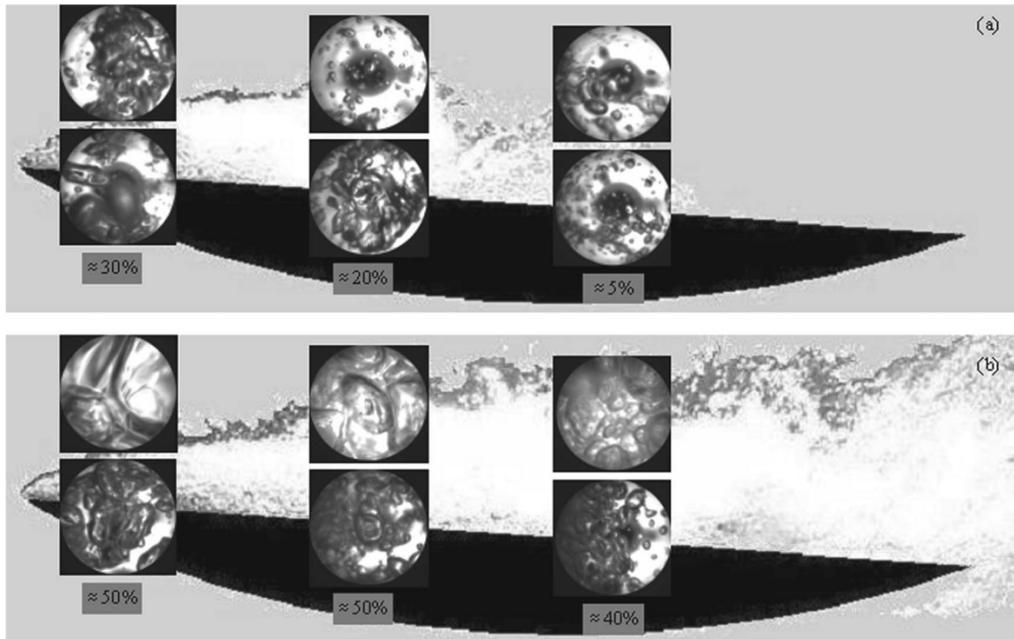


FIGURE 1.5 – Vues de la topologie d'un nuage cavitant sur un hydrofoil à différentes positions de la corde. Le taux de vide local est indiqué dans les encadrés gris [Coutier-Delgosha et al., 2006].

1.2.3 Comportement d'une bulle de cavitation

Nous proposons dans cette sous partie quelques comportements typiques des bulles de cavitation qui nous permettront de comprendre différents mécanismes clefs et différentes modélisations qui seront proposées dans la suite de la thèse.

1.2.3.1 L'équation de Rayleigh-Plesset

L'équation permettant de décrire l'évolution du rayon d'une bulle de vapeur dans un liquide infini au repos est d'abord donnée par [Lord Rayleigh, 1917] puis améliorée par [Plesset, 1949]. Elle est donc désignée sous le nom d'équation de Rayleigh-Plesset dont une forme simplifiée est présentée ci-dessous :

$$\rho_l \left[R \frac{d^2 R}{dt^2} + \frac{3}{2} \frac{dR^2}{dt} \right] = p_l|_R - p_l|_\infty \quad (1.1)$$

avec :

$$\begin{cases} R, \text{ le rayon de la bulle} \\ p_l, \text{ la pression du liquide} \\ \rho_l, \text{ la masse volumique du liquide} \end{cases}$$

Cette équation est établie en considérant l'équilibre des forces de pression de part et d'autre de l'interface liquide vapeur. Dans sa forme simplifiée, la tension superficielle et la viscosité sont négligées. Sa résolution permet d'estimer un temps d'implosion caractéristique et une pression maximale, en fonction de la taille initiale de la bulle et de la pression environnante. La configuration d'une bulle unique a également fait l'objet de nombreux travaux expérimentaux. La *fig.1.6* montre le bon accord entre théorie et expérience pour l'évolution du rayon d'une bulle de cavitation.

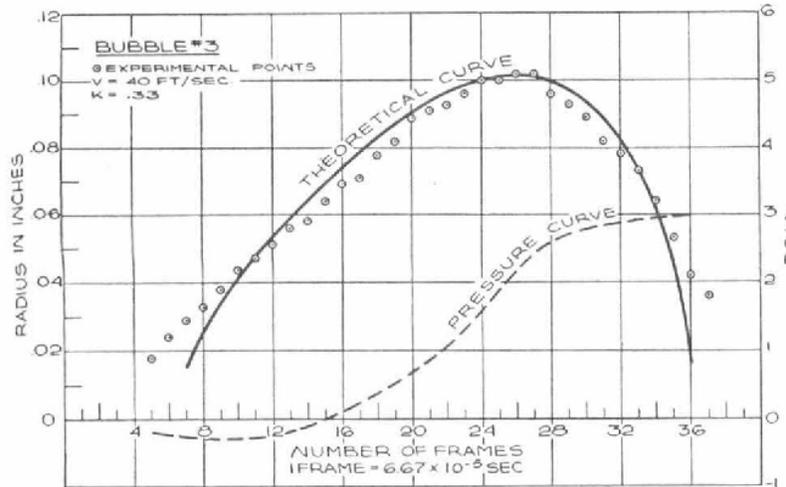


FIG. 6

FIGURE 1.6 – Comparaison d'un résultat expérimental à la solution de Rayleigh-Plesset [Plesset, 1949]

Après un temps de croissance la taille de la bulle atteint un maximum puis décroît. La décroissance de la bulle se fait généralement de façon plus rapide que la croissance et est appelée implosion de la bulle de cavitation. Lors de l'étude de la dynamique des bulles de cavitation [Lauterborn et Ebeling, 1977] ont mis en évidence pour la première fois l'émission d'onde de pression. La *fig.1.7* illustre l'implosion d'une bulle de cavitation conduisant à l'émission d'ondes de pression.

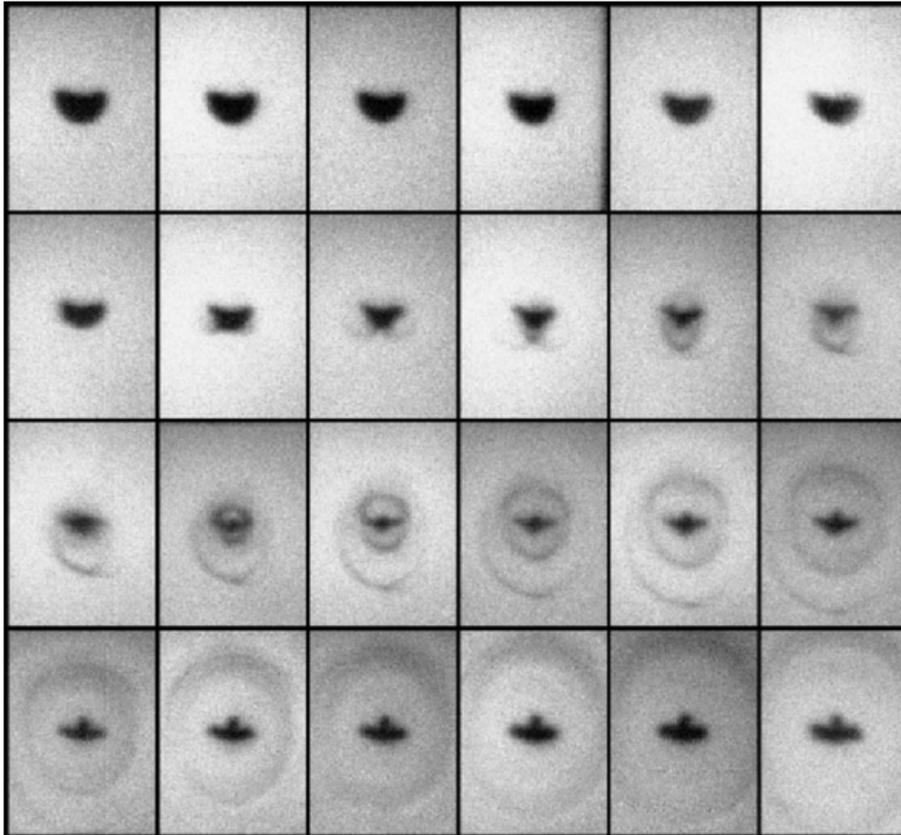


FIGURE 1.7 – Illustration de l'émission d'onde de pression lors de l'implosion de la bulle [Lauterborn et Ohl, 1997]. De gauche à droite puis de haut en bas.

1.2.3.2 Bulle proche paroi

La présence d'une paroi rompt l'hypothèse du milieu infini introduit dans le formalisme de l'équation de Rayleigh-Plesset, et cela modifie l'évolution de la géométrie de la bulle, qui n'est plus symétrique. La *fig.1.8* illustre les étapes d'implosion d'une bulle proche paroi. La bulle prend progressivement la forme d'un tore, avec le développement d'un jet sur la face opposée à la paroi. Ce jet rentre dans la bulle, puis impacte l'interface proche de la paroi ce qui lui donne son nom de "micro-jet".

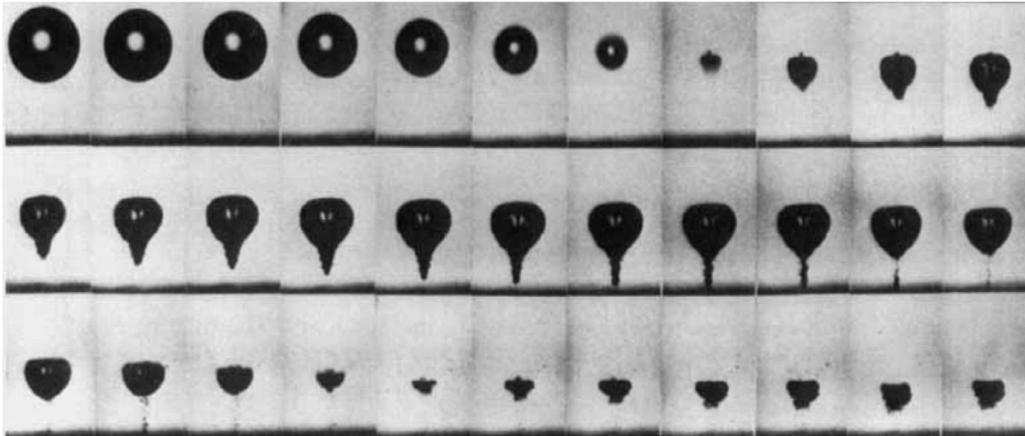


FIGURE 1.8 – Illustration de la formation d’un micro jet en proche paroi [Lauterborn et Ebeling, 1977]

1.3 L’érosion de cavitation

1.3.1 Définition

L’érosion de cavitation est un mécanisme d’endommagement des parois solides entourant un écoulement cavitant, conduisant à une usure et à une perte de masse du matériau de ces parois. La *fig.1.9* représente l’évolution typique de l’érosion de cavitation au cours du temps d’un échantillon de matière solide soumis à un écoulement cavitant. Dans un premier temps le matériau ne perd pas de masse, mais subit uniquement une déformation plastique. Cette période, de durée variable selon les matériaux et les conditions d’écoulement, s’appelle la période d’incubation. Passé ce temps, le matériau commence à perdre de la masse : c’est la période d’accélération de l’érosion. Le plus souvent, on constate une période de stabilisation de la vitesse d’érosion, c’est-à-dire un taux d’usure constant. Ensuite, il peut arriver que l’érosion ralentisse. Mais la cause de l’usure étant l’écoulement, il faut évidemment une modification notable de la géométrie de la paroi pour modifier suffisamment l’écoulement et le risque d’érosion.

1.3.2 Méthode de mesure de l’érosion de cavitation

1.3.2.1 Endommagement par perte de masse

Le stade final de l’érosion de cavitation étant la perte de masse, la méthode la plus évidente pour la mesurer est le suivi de la masse d’un échantillon par pesée régulière de cet échantillon. On obtient alors une quantification de l’usure en kg/s. En considérant non plus la masse, mais le volume perdu, et en le rapportant à la surface usée, la perte de masse peut aussi être quantifiée par une vitesse de perte de masse homogène à une vitesse en m/s. Cette méthode a l’avantage d’être précise (*i.e.* liée à la précision de la balance) et directe pour fournir la vitesse d’érosion de cavitation. En effet, la *fig.1.9* illustre qu’après une période d’incubation sans perte de masse, le matériau subit une dégradation rapide puis s’érode à un rythme régulier qu’il est alors facile de mesurer.

Cependant, cette méthode présente l’inconvénient d’être le plus souvent très longue. De plus, s’il n’est pas possible de reproduire l’écoulement d’intérêt à l’échelle une, en taille et en vitesse, il est alors nécessaire d’utiliser des lois de similitude permettant de réduire la taille de l’essai et d’utiliser des matériaux plus ”mous”. Le problème est que les lois de transposition entre ces essais ”modèle” et la situation d’intérêt ne sont qu’imparfaitement connues. En pratique, les essais de perte de masse sont assez rares. Ils permettent de comparer le comportement des matériaux entre eux mais sont rarement

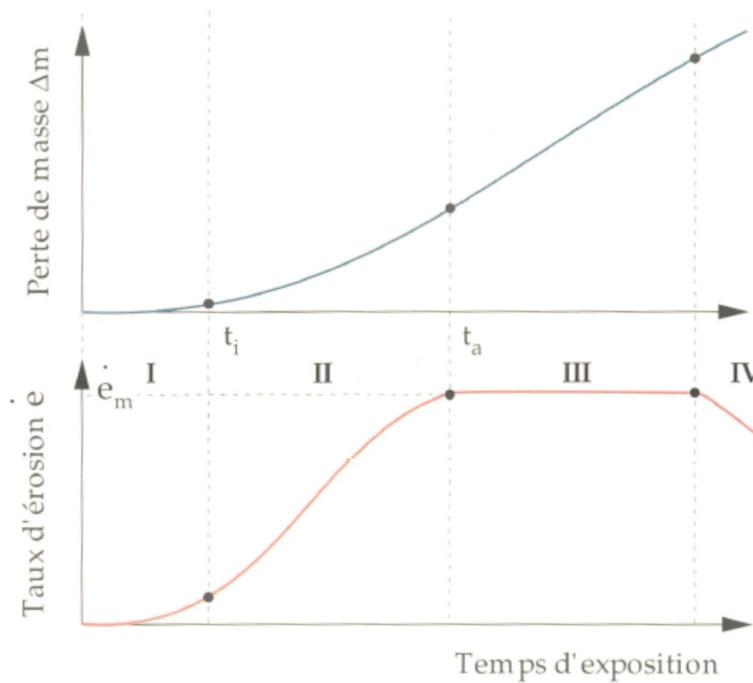


FIGURE 1.9 – Schématisation des étapes caractéristiques de l'érosion de cavitation au cours du temps [Franc, 1995]

utilisés dans une démarche de conception d'un équipement.

Notons enfin que nous pouvons considérer que les données d'usure issues du retour d'expérience de l'exploitation d'un composant sont également des essais de pertes de masse caractérisées par l'évaluation de la perte de masse du composant. La difficulté est alors de bien retrouver l'ensemble des conditions hydrauliques subies par le composant lors de son exploitation pour pouvoir utiliser de façon pertinente ces données.

1.3.2.2 Endommagement par marquage

Avant la perte de masse, durant la période dite d'incubation, la paroi du matériau est soumise à une succession de chargements mécaniques intenses et courts issus de l'implosion des structures de vapeur dans l'écoulement. Ces impacts, s'ils sont assez forts pour dépasser la limite élastique du matériau, génèrent une déformation plastique du matériau. Ces déformations plastiques sont appelées "marquage" et sont nettement visibles sur une surface du matériau initialement polie miroir. Dans le but d'exploiter l'information contenue par ces impacts individuels, [Knapp, 1955] propose de quantifier le volume de ces impacts. En le rapportant à la surface et au temps d'exposition de l'échantillon, il est alors possible de définir une "vitesse de marquage", homogène à une vitesse en m/s. Cette vitesse de marquage quantifie le chargement généré par l'écoulement cavitant sur la paroi, encore appelée "agressivité" ou "intensité" de la cavitation. [Le Fur et David, 1998] a montré expérimentalement que cette vitesse de marquage était proportionnelle à la vitesse d'érosion pour un matériau donné et pour différentes vitesses d'écoulement, ce qui permet d'utiliser cette grandeur à la place de la vitesse de perte de masse. Cette méthode permet de réduire les temps d'essais pour quantifier l'érosion de cavitation, qui passe de quelques centaines d'heures à quelques minutes (en fonction évidemment de l'écoulement et de la nature du matériau). L'exploration de plusieurs conditions de fonctionnement est alors possible

dans un temps raisonnable.

La quantification du volume des impacts est réalisée par exemple à l'aide de méthodes optiques, capables de mesurer des impacts de quelques microns de profondeur, pour un diamètre environ cent fois plus grand. Le volume déformé est ainsi reconstruit, comme par exemple à l'aide d'une profilomètre 3D laser [Archer et Simoneau, 1997]. La *fig.1.10* illustre le profil 3D typique obtenu par un tel profilomètre, l'image correspond à une empreinte de la surface avec le matériau en partie haute de l'image. Le caractère très rugueux de la surface illustre à quel point l'état de surface de l'échantillon est important et influence les mesures. Le polissage du matériau doit être suffisamment fin pour ne pas générer trop d'incertitudes sur les résultats. Ces données brutes sont traitées pour définir un niveau de référence, calculer le volume déformé sous ce niveau et prendre en compte éventuellement le cas des impacts superposés. Pour ce faire un logiciel nommé ADRESSE a été spécialement développé au LEGI [Fortes-Patella et al., 2000].

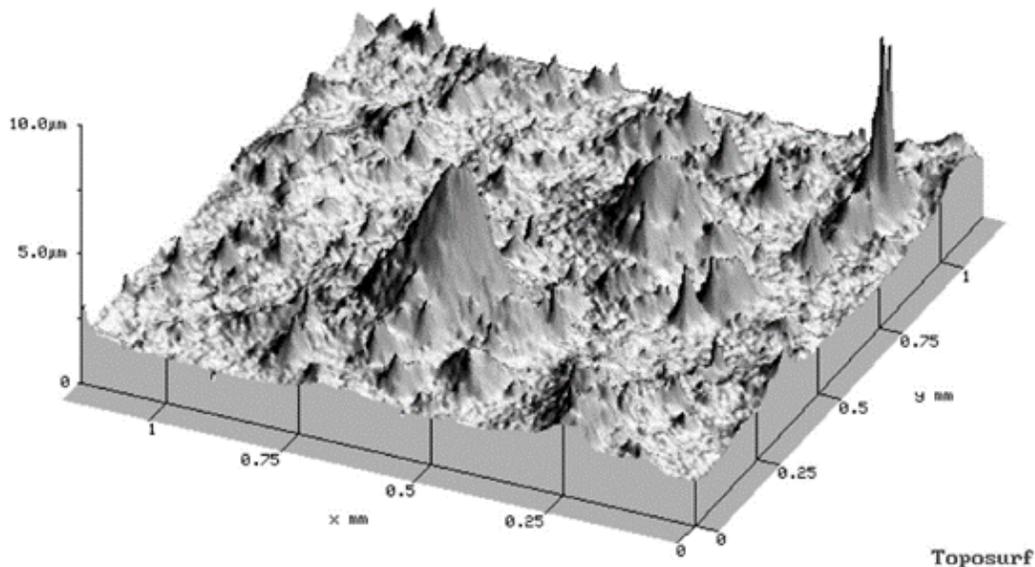


FIGURE 1.10 – Résultat d'une profilométrie laser 3D sur un échantillon d'acier inoxydable (316L) exposé à la cavitation [Fortes-Patella et al., 2012]

D'autres méthodes ont depuis été proposées. Par exemple, après avoir corrélié la surface visible d'un cratère à son volume sur une expérience, [Dular et al., 2018] somme la surface des impacts via un traitement d'image pour remonter à la déformation. Cette méthode est rapide, mais elle ne prend pas en compte le recouvrement possible des impacts, la dépendance aux conditions hydrauliques et repose sur la validité de la corrélation initiale.

1.3.3 Mécanismes responsables de l'érosion par cavitation

La cavitation est capable d'endommager même les matériaux les plus résistants. Les mécanismes locaux menant de l'implosion d'une structure de vapeur à la déformation plastique sont cependant encore largement méconnus à ce jour et différentes hypothèses sont proposées, sans qu'aucun consensus n'émerge pour le moment. Deux mécanismes ont été proposés comme causes de l'érosion, bien qu'aucun n'a encore pu être prouvé suffisamment agressif à lui tout seul pour déformer les matériaux :

- le micro-jet,
- l'onde de pression.

Plus récemment, l'hypothèse d'une amplification du chargement au sein d'un nuage de bulles a également été proposée pour augmenter les niveaux de pression obtenus seulement par un micro-jet ou seulement par une onde.

1.3.3.1 Le micro-jet

Nous avons vu en 1.2.3.2 qu'une bulle proche d'une paroi se déforme. Durant son implosion, le liquide environnant est fortement accéléré ce qui déforme la bulle sous forme de tore et crée un jet. Ce mécanisme est appelé micro-jet et est le premier des mécanismes capturés expérimentalement par [Naude et Ellis, 1961]. En calculant l'énergie cinétique contenue dans le jet et en faisant une hypothèse sur son diamètre, il est possible de remonter au chargement imposé sur le matériau.

1.3.3.2 L'onde de pression

Un peu après la découverte de la formation du micro-jet, la formation d'onde de pression au cours de l'implosion est identifiée par [Lauterborn et Ebeling, 1977]. De part sa nature, l'onde de pression doit également être générée suffisamment proche de la paroi pour avoir un caractère érosif. En effet, la pression de l'onde diminue lors de sa propagation. En ce sens, la mise en évidence de la formation de diverses ondes de pression lors du collapse proche paroi [Lauterborn et Vogel, 2013], en plus de la formation du micro-jet, tend à renforcer la plausibilité de l'hypothèse de la déformation du matériau par l'onde de pression car l'onde est alors suffisamment proche pour ne pas être trop atténuée comme observé par [Isselin et al., 1998].

1.3.3.3 Scénario d'amplification dans un nuage de bulles

Le mode de cavitation par poche instable dit en nuage est connu comme le mode de cavitation le plus érosif. Les structures de vapeur convectées sont constituées de nombreuses bulles. Dès lors il paraît envisageable qu'il existe un mécanisme d'amplification des ondes de pression par interaction entre bulles. L'implosion d'une bulle entraînerait et synchroniserait l'implosion de bulles voisines permettant ainsi un cumul des ondes de pression qui aurait alors une puissance suffisante pour déformer les matériaux.

1.4 Contexte industriel : les enjeux de la prévision de l'érosion de cavitation

Les enjeux d'une meilleure connaissance de la cavitation couvrent à la fois le domaine du dimensionnement des équipements neufs, pour concevoir un composant qui ne cavitera pas de manière érosive, et le domaine de l'exploitation et de la maintenance des équipements existants, afin d'éviter toute usure, ou au moins de la minimiser en jouant éventuellement sur les conditions de fonctionnement, au cours de la durée de vie du matériel. Si une littérature très fournie sur la cavitation est aujourd'hui disponible, il n'existe à l'heure actuelle toujours pas de modèle satisfaisant de prévision de l'érosion de cavitation. De plus, nous avons vu que la réalisation d'essais est possible, mais chère et longue, et cela ne donne des résultats que pour la géométrie étudiée. Dès lors, l'approche par la simulation numérique des écoulements pour reproduire fidèlement, d'abord l'hydrodynamique de la cavitation, puis dans un second temps le chargement induit sur les parois solides, semble une voie prometteuse, à laquelle le présent travail entend contribuer.

Nous allons présenter les enjeux d'une meilleure prévision de l'érosion de cavitation, d'abord dans le domaine de la production d'énergie, puis dans les autres secteurs exploitant les mêmes composants hydrauliques. Enfin, nous terminerons par un bref aperçu des applications de la cavitation dans d'autres secteurs.

1.4.1 Le domaine de la production d'électricité hydraulique et nucléaire

La production électrique d'origine hydraulique est depuis l'origine confrontée au phénomène de cavitation qui impose des altitudes d'enfoncement minimales pour les turbines afin d'éviter de trop grands développements de cavitation. Le niveau de cavitation acceptable résulte donc d'un compromis entre les coûts de génie civil pour assurer cet enfoncement et les coûts de remplacement de matériels érodés. Du fait de la demande récente en flexibilité pour soutenir une production intermittente d'énergie photovoltaïque ou éolienne, les barrages ont vu leurs conditions de fonctionnement modifiées, pas toujours dans le sens d'un évitement des conditions cavitantes, ce qui renouvelle l'intérêt porté à la prévision de la cavitation pour ces matériels.

La production d'électricité d'origine nucléaire est majoritaire en France. Les centrales nucléaires comportent de nombreux circuits fluides, dans lesquelles de l'eau est mise en circulation par des pompes, essentiellement rotodynamiques. Certaines de ces pompes peuvent caviter et certaines peuvent s'éroder, en fonction de leur dessin et des conditions de fonctionnement auxquelles elles sont soumises. L'érosion de cavitation est donc un mécanisme d'usure présent sur certains matériels, entraînant des coûts de surveillance, d'inspection et de remplacement. Il peut également en être de même pour des organes passifs, comme les vannes ou les diaphragmes.

Pour les réacteurs en projet, la cavitation reste une limitation encore non maîtrisée. Si des essais standardisés permettent d'assurer que les performances hydrauliques des pompes seront satisfaites (comparaison entre la hauteur d'aspiration disponible dite "NPSH disponible" pour Net Positive Suction Head et le "NPSH requis 3%"), il n'en est rien pour l'érosion. Pouvoir assurer qu'un matériel ne s'érodera pas permettrait de limiter les marges prises à la conception et de limiter la taille et le coût des matériels en projet. Par exemple, pour les projets de réacteurs surgénérateurs au sodium, la taille de la pompe primaire est dictée par la cavitation acceptable. Cette pompe étant partie de la cuve, la taille et donc le coût de la cuve sont directement liés au risque pris vis-à-vis de l'érosion de cavitation.

1.4.2 Les domaines de l'industrie navale, spatiale et automobile

Les chantiers navals civils et militaires ont été les premiers historiquement à rencontrer la cavitation comme une limitation à l'augmentation de vitesse pour les navires. Si l'érosion est bien sûr un problème potentiel, et si un certain nombre de recherches en cavitation et en érosion sont pilotés par le domaine naval, ces acteurs sont d'abord concernés par les problématiques de bruit rayonné par un organe cavitant, inacceptable pour un sous-marin et gênant pour un navire à passagers, ainsi que les problématiques de performances des hélices. Des applications existent également sur les torpilles, en particulier le développement d'objets sous marins hyper-véloces entourés par une super-cavitation aérée via les gaz de combustion ce qui permet de réduire drastiquement la force de traînée de l'objet.

La fabrication des moteurs de fusées fait appel à des turbopompes lorsque leurs combustibles et comburants sont sous forme liquide, comme c'est le cas pour toutes les grandes fusées civiles. Ces pompes véhiculant de l'oxygène et de l'hydrogène liquide tournent à de très grandes vitesses de rotation et aspirent dans des réservoirs qui sont pressurisés au minimum, pour éviter de trop grandes épaisseurs de parois. L'enjeu essentiel est donc la performance hydraulique : une certaine part de cavitation est tolérée, à condition que les performances de pompage ne soient pas altérées. Ce secteur est le premier à avoir développé les simulations numériques des écoulements cavitants. L'érosion n'apparaît pas encore prioritaire pour ce secteur, du moins tant que les lanceurs réutilisables ne seront pas la règle et la durée de vie de la pompe un facteur limitant.

Le secteur de l'automobile est confronté à l'érosion de cavitation dans les injecteurs Diesel, pour lesquels de très fortes pressions (2000 bars environ) en amont des injecteurs permettent à l'hydrocarbure d'être injectée et de s'atomiser dans la chambre de combustion. Les canaux des injecteurs peuvent alors connaître de la cavitation et s'éroder.

1.4.3 Quelques applications positives de la cavitation

Nous avons principalement parlé de la cavitation comme d'un phénomène à éviter. Cependant, certaines de ses conséquences sont mises à profit dans des domaines très variés. Le nettoyage par bac à ultrason met à profit la cavitation pour nettoyer la surface de pièces mécaniques, que ce soit chez un garagiste, un bijoutier ou un dentiste. La découpe par jet d'eau utilise pour une part l'effet de la cavitation, en plus de l'impact du liquide à haute vitesse. Dans le domaine des traitements de surface, on peut citer également le "jet peening" (martelage par jet en français), utilisé pour durcir des matériaux.

En génie des procédés, la cavitation générée par ultrasons représente un réacteur chimique efficace, le nombre et la rapidité des bulles favorisent les échanges chimiques. On parle alors de "sonochimie".

Le domaine médical utilise également le phénomène de cavitation, à la fois pour la lithotripsie (désagrégation des calculs rénaux par des ondes acoustiques focalisées) et pour les bistouris laser. Des études sont également menées pour délivrer des médicaments au plus proche des cellules cibles, toujours à partir d'ondes ultrasonores focalisées.

1.5 Objectifs de la thèse

Après avoir rappelé le phénomène de cavitation et l'un de ses effets les plus néfastes qui est l'érosion de cavitation, puis listé les enjeux d'une meilleure maîtrise de ce mécanisme d'usure, nous allons présenter les objectifs de nos travaux de thèse.

Cette thèse, menée en partenariat entre le CETIM (Centre Technique des Industries Mécaniques), le LEGI (Laboratoire des Écoulements Géophysiques et Industriels) et EDF (Electricité De France), a pour objectif de proposer une modélisation de la cavitation pour le code bi-fluide *neptune.cfd* et une grandeur "intensité de cavitation", permettant de quantifier le risque d'érosion de cavitation. Elle espère ainsi contribuer à mieux comprendre la cavitation et le phénomène d'érosion qu'elle peut engendrer, afin de proposer à terme une prévision de l'érosion de cavitation par l'approche de la simulation numérique des écoulements.

Elle s'inscrit dans la lignée des travaux précédents menés par EDF, le CETIM et le LEGI. La précédente thèse avait initié la démarche de prévision de la cavitation à partir de simulations numériques, en utilisant l'outil Code_Saturne et une modélisation dite "homogène" de la cavitation. Une grandeur "intensité de cavitation" avait été proposée et évaluée sur un cas d'hydrofoil et sur une pompe centrifuge. Il apparaissait alors que l'hydrodynamique de l'écoulement pouvait être améliorée. Il a alors été proposé l'utilisation d'une modélisation plus complexe de la cavitation, à partir d'un modèle "bi-fluide". Pour cela, le code existant *neptune.cfd* a été utilisé, mais en développant un modèle spécifique pour la cavitation. La grandeur "intensité de cavitation" a été reprise, mais adaptée à ce nouveau formalisme bi-fluide. Le cas expérimental de référence de l'hydrofoil a été également repris. Comme ce nouveau modèle prend en compte les échanges d'énergie, les effets thermiques liés à la nature du fluide sont également examinés.

Cette thèse a donc pour objectifs de :

- mettre en place un modèle dédiée à la cavitation dans le code bi-fluide *neptune.cfd* pour améliorer l'hydrodynamique,
- adapter le modèle d'intensité de cavitation existant au formalisme bi-fluide et analyser ses prévisions,
- étudier les éventuels effets thermodynamiques.

Pour ce faire, cette thèse est divisée en trois parties :

- I le rappel du cas expérimental servant à valider les simulations,
 - II l'étude de l'hydrodynamique à l'aide du code bi-fluide *neptune.cfd* et le modèle de cavitation spécifiquement développé,
 - III la proposition et l'étude d'une grandeur "intensité de cavitation" adaptée au formalisme bi-fluide.
- Chacune de ces parties est divisée en trois chapitres : état de l'art, méthodologie, puis présentation des résultats.

Le cas test servant de validation à nos calculs est l'étude de l'hydrofoil NACA 65012 menée au cours des thèses successives de [Pereira, 1997] et [Couty, 2001] à l'Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne (EPFL). Pour la partie sur l'hydrodynamique des écoulements cavitants, nous commencerons par réaliser un état de l'art de la simulation numérique des écoulements cavitants. Les différences entre la modélisation homogène précédemment utilisée, ainsi que ses variantes, et la modélisation bi-fluide utilisée dans cette thèse sont présentées. Les caractéristiques des modèles les plus répandus dans la modélisation homogène ainsi que dans la modélisation bi-fluide sont détaillées et comparées.

Puis nous présenterons l'outil *neptune.cfd* et la modélisation bi-fluide utilisée pour les simulations numériques. Le modèle de changement de phase développé pour cette thèse est ensuite détaillé. Les outils de post-traitements développés dans le but de visualiser et comparer les simulations numériques de la cavitation instationnaire aux expériences disponibles sont décrits.

Enfin nous présenterons et commenterons les résultats obtenus par les simulations bi-fluide sur l'hydrofoil NACA 65012 pour deux incidences et différentes conditions d'écoulements. Deux types d'écoulements sont reproduits : une poche dite stable à l'incidence de 4° pour laquelle sont disponibles des profils expérimentaux de pression, puis une poche dite instable à l'incidence de 6° qui présente un comportement instable, dit en nuage, pour lequel nous disposons de fréquences expérimentales de détachements des structures. Ceci nous permet de valider notre modélisation via différents critères sur la dynamique de deux types d'écoulement stable et instable.

Dans la troisième partie consacrée à l'intensité de cavitation, un état de l'art de la prédiction expérimentale et numérique de l'érosion de cavitation est réalisé. L'approche défendue dans cette thèse est détaillée et le modèle dit d' « intensité de cavitation » est présenté. Il permet de déterminer à partir des champs de vitesse, de pression et de taux de vide obtenus par des simulations les zones sujettes à l'érosion de cavitation. Enfin, cette grandeur est calculée dans les simulations bi-fluides et comparée aux données expérimentales disponibles.

Une conclusion et une proposition de perspectives achèveront ce mémoire.

Le lecteur trouvera en annexe de nombreux compléments sur les travaux effectués durant cette thèse ainsi que les vérifications numériques nécessaires à la validation de nos travaux.

Une partie supplémentaire est également présente en annexe E. Elle est à vocation exploratoire puisque nous ne disposons pas suffisamment de données quantitatives, et montrera nos apports dans le but d'appréhender l'effet de la température sur la cavitation. Après un état de l'art sur les effets et la prise en compte des effets thermodynamiques sur la cavitation nous présenterons des simulations numériques d'écoulements cavitants en eau chaude et des résultats du modèle d'intensité de cavitation associés.

Les publications réalisées durant la thèse sont également reprises en annexe H.

Présentation du cas d'étude : l'expérience EPFL sur le foil NACA 65012

2.1 Motivations

Le choix du cas test est réalisé de manière à permettre à la fois une validation du modèle de cavitation sur un régime hydrodynamique cavitant, ainsi ainsi qu'une validation du modèle d'intensité de cavitation à partir des résultats des essais de marquage. Peu de données sont disponibles pour valider finement ces deux aspects sur une même géométrie. Nous avons choisi l'expérience de [Pereira, 1997] pour laquelle l'EPFL, le LEGI et EDF se sont impliqués à différents stades de l'étude. Nous disposons donc via cette expérience d'une bonne connaissance des conditions de réalisation des différents aspects clefs de l'expérience. La thèse de [Pereira, 1997] est également suivie de la thèse de [Couty, 2001] qui approfondit l'étude des résultats de marquage.

Nous détaillons dans la suite de ce chapitre les résultats expérimentaux sur lesquels nous nous appuyons. Nous verrons dans un premier temps la méthodologie d'obtention, dans un second temps les résultats obtenus, puis nous discuterons dans un troisième temps de leur limitation.

2.2 Description générale de la boucle expérimentale

Le tunnel hydrodynamique de l'EPFL est schématisé sur la *fig.2.1*. En haut à gauche du schéma se trouve le réservoir pressurisé doté d'une surface libre et d'une pompe à vide permettant de contrôler la pression à l'amont de la section d'essai et notamment de la faire baisser suffisamment pour générer de la cavitation. Ce dispositif permet également de gérer la teneur en gaz dissout dans la boucle expérimentale. La circulation du fluide dans la veine est assurée par une pompe située dans la partie basse de l'installation. Ainsi, cette boucle de cavitation permet de régler indépendamment le débit (donc la vitesse) et la pression dans la veine qui comporte la géométrie d'essai. En haut à droite de la figure, un convergent mène à la section d'essai (l'écoulement se fait de la droite vers la gauche dans la partie haute de la figure), qui est une veine rectangulaire de 750 mm de long pour une section carrée de 150 mm*150 mm. Au centre de celle-ci est placé un hydrofoil bidimensionnel NACA 65012.

Le NACA 65012 est un hydrofoil symétrique de la série NACA-5, ses coordonnées sont données en annexe D.2. L'hydrofoil mesure 100 mm à la corde pour 150 mm d'envergure et une épaisseur maximale de 25 mm, son schéma sans inclinaison est donné dans la figure 2.2.

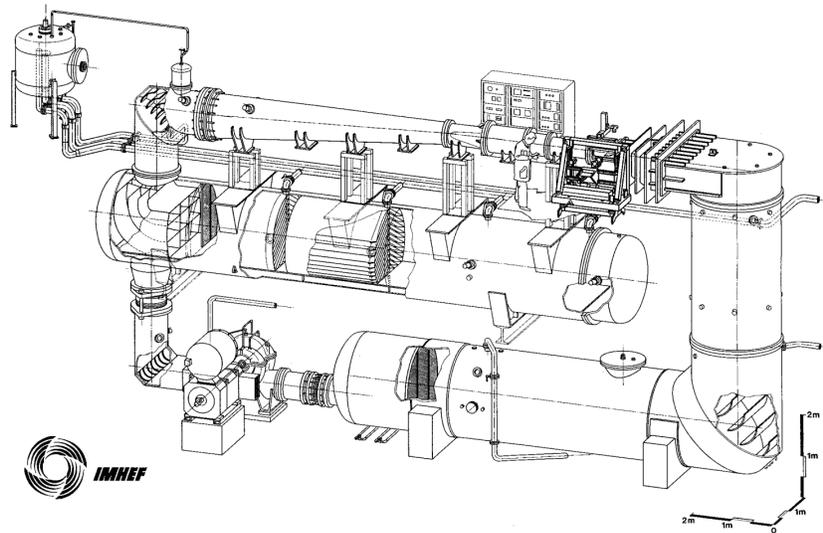


FIGURE 2.1 – Vue isométrique du tunnel hydrodynamique expérimental de l'École Polytechnique Fédérale de Lausanne [Pereira, 1997].

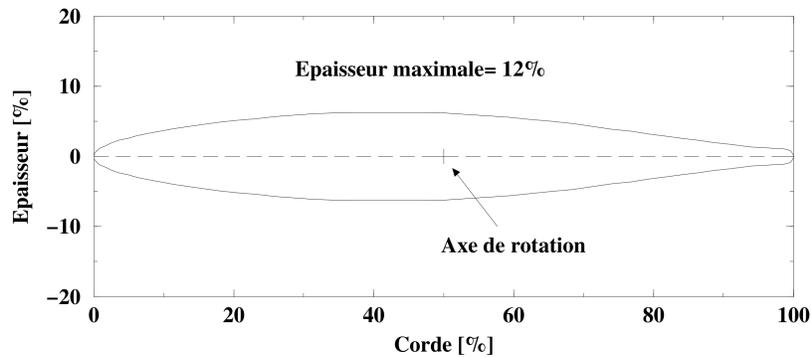


FIGURE 2.2 – Schéma de l'hydrofoil NACA 65012, sans inclinaison [Pereira, 1997].

2.3 Conditions hydrauliques et réglage de la longueur de poche

Les essais sont réalisés pour différents angles d'incidence de l'hydrofoil et à différentes vitesses d'écoulement pour différents nombres de cavitation σ (voir 2.4.1), qui fixe la longueur de la poche. La *fig.2.3* récapitule l'ensemble des points expérimentaux réalisés soit quatre à cinq vitesses d'entrée (15, 20, 25 et 30 m/s et 32 m/s à 4°) et trois longueurs de poches de 20, 30 et 40% de la corde.

Nous nous intéressons particulièrement aux angles d'attaque de 4° et 6° pour lesquels trois tailles de poche de cavitation ont été étudiées. Les conditions hydrauliques effectuées pour chacune de ces incidences sont récapitulées dans le *tab.2.1*. Les essais à l'incidence de 4° sont caractérisés par une poche de cavitation stable pour laquelle il n'est pas observé de détachement de structure de vapeur macroscopique, voir *fig.2.4a*. Les essais à l'incidence de 6° sont caractérisés par une poche de cavitation instable pour laquelle des détachements de structures de vapeur macroscopiques sont observées, voir *fig.2.4a*.

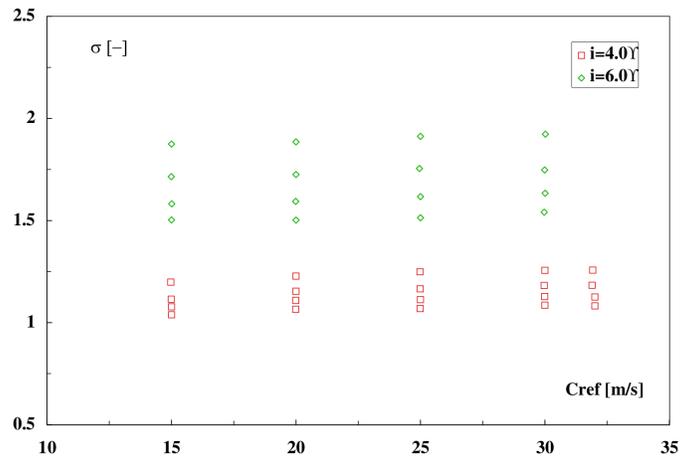
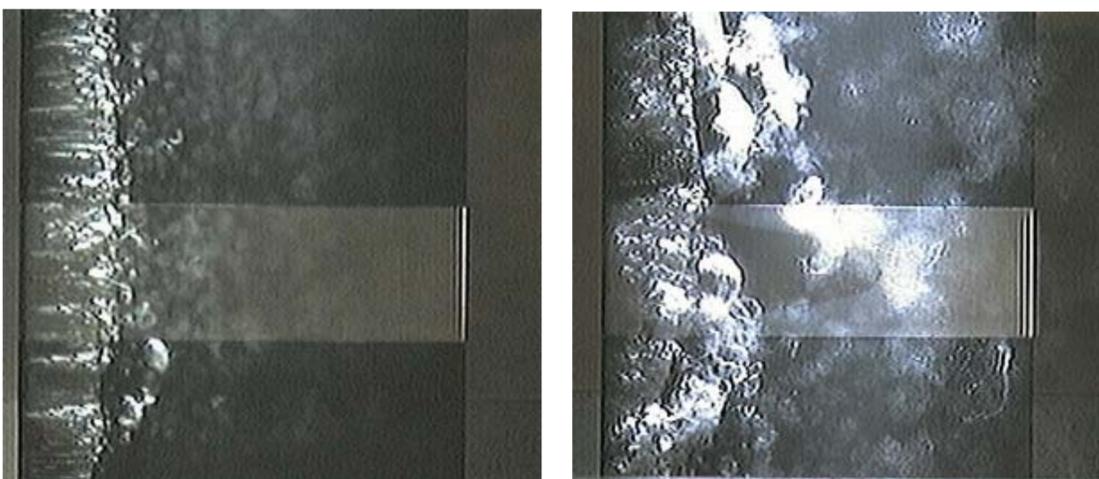


FIGURE 2.3 – Récapitulatifs des conditions hydrodynamiques expérimentales [Pereira, 1997].

i [°]	v_{in} [m/s]	Nombre de cavitation σ [-]		
		L = 20%	L = 30%	L = 40%
4	15	1.20	1.13	1.08
	20	1.23	1.16	1.11
	25	1.25	1.17	1.12
	30	1.26	1.18	1.13
	32	1.26	1.18	1.13
6	15	1.88	1.72	1.59
	20	1.89	1.73	1.60
	25	1.92	1.74	1.62
	30	1.93	1.75	1.63

TABLE 2.1 – Conditions hydrauliques expérimentales [Pereira, 1997] pour deux incidences i , quatre vitesses d'entrées v_{in} et trois longueurs de poches L .



(a) Régime stable, 4° , $L=20\%$, $v_{in} = 30$ m/s.

(b) Régime instable, 6° , $L=20\%$, $v_{in} = 15$ m/s.

FIGURE 2.4 – Illustration des régimes stables (à gauche) et instables (à droite) [Couty, 2001].

2.4 Mesures hydrodynamiques disponibles

Les mesures expérimentales se divisent en deux catégories principales :

- les mesures des conditions hydrodynamiques (pression, débit, comportement du signal issu du laser) et leur analyse (sigma, fréquences,...),
- la visualisation (caméra rapide, stéréo-tomographie).

2.4.1 Evaluation du nombre de cavitation

Le nombre de cavitation est défini comme :

$$\sigma = \frac{(P_{in} - P_{vap})}{0.5\rho V_{in}^2}$$

Avec P_{in} la pression relevée en entrée de la veine expérimentale et V_{in} la vitesse axiale moyenne déduite du débit à l'entrée de la veine. Après stabilisation du signal, une moyenne est réalisée sur 30 s avec 128 mesures à la fréquence d'échantillonnage utilisée (4 Hz).

2.4.2 Mesure de la longueur de la poche

A une incidence et une vitesse donnée, l'ajustement de la longueur de la poche se fait par réglage de la pression dans le pressuriseur et donc du nombre de cavitation. Cet ajustement est réalisé à l'œil nu sous un éclairage continu. Un post-traitement, illustré sur la *fig.2.5*, permet ensuite d'obtenir précisément la longueur de la poche. Le contour de la poche est relevé à l'aide des caméras rapides à différents instants et un polynôme passant par les barycentres de ces relevés permet d'accéder à la longueur et la hauteur de la poche. La valeur de L reportée dans le *tab.2.1* est constituée par 20 relevés dans une période de 5 s après stabilisation de l'écoulement.

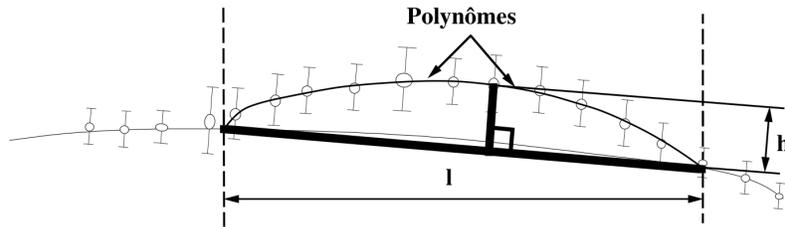


FIGURE 2.5 – Schéma du principe de la mesure des dimensions de la poche [Pereira, 1997].

2.4.3 Capture des signaux de pression sur l'hydrofoil

L'hydrofoil a été équipé de 13 capteurs de pression de type LECROY 6810 dans le but de mesurer le profil de pression sur l'extrados de l'hydrofoil. Ces capteurs sont montés dans l'hydrofoil sous une pastille de 2mm d'épaisseur pour les protéger de l'agressivité de l'écoulement cavitant. Leurs coordonnées et placement sur l'hydrofoil sont récapitulés sur la *fig.2.6* et le *tab.2.2*. La fréquence d'acquisition est de 200kHz sur une période de 2,6 s. Un étalonnage dynamique a été réalisé, l'erreur dans la plage des valeurs mesurée est donnée pour $\simeq 1\%$.

2.4.4 Mesures du volume des structures de vapeur par stéréo-tomographie

La tomographie consiste à reconstruire le volume d'un objet depuis des prises de sa surface sous différents angles. Dans cette expérience, une étude stéréo-tomographique des structures de vapeur a été

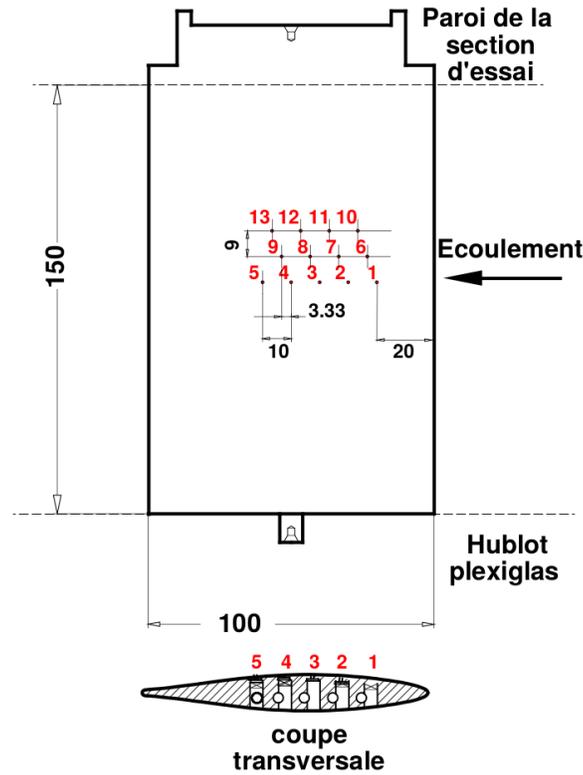


FIGURE 2.6 – Schéma du placement des capteurs de pression sur l'hydrofoil [Pereira, 1997].

Capteur n°	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
X [mm]	20	30	40	50	60	23,33	33,33	43,33	53,33	26,66	36,66	46,66	56,66
Z [mm]	75	75	75	75	75	81	81	81	81	87	87	87	87

TABLE 2.2 – Coordonnées des capteurs de pression sur l'hydrofoil [Pereira, 1997].

réalisée à l'aide de 4 caméras, comme illustré sur la *fig.2.7*. Cette installation bénéficie d'un étalonnage réduisant l'incertitude dans chaque direction à moins de 1,5 millimètre.

La durée de capture d'un évènement est de 20 ms ce qui est bien supérieur au temps de convection d'une cavité mais suffit à capturer les structures convectées. La procédure de capture et d'archivage ayant une latence propre à l'équipement, elle ne permet pas de capturer une suite d'évènement en continue. La fréquence de rafraîchissement est de 7,12 Hz. Un exemple des structures obtenues après post-traitement est donné sur la *fig.2.8*

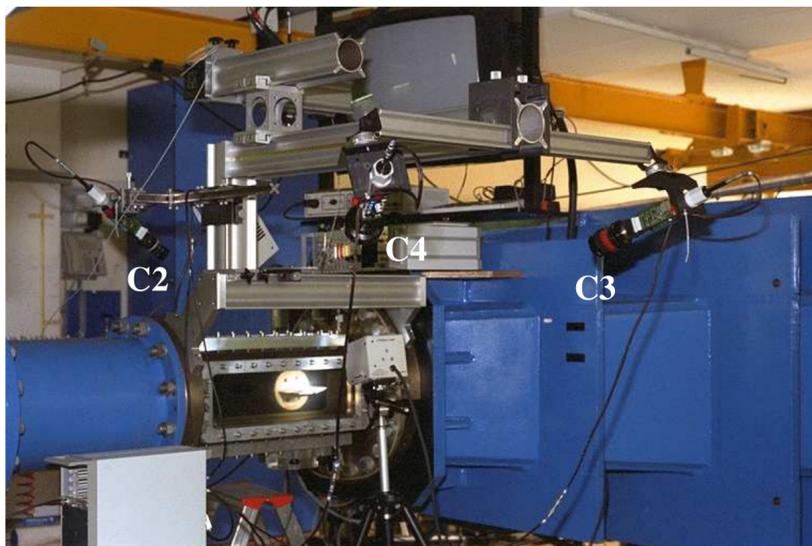


FIGURE 2.7 – Illustration du banc de prise tomographique prenant position au-dessus de la veine expérimentale. Les quatre caméras sont labellisées C2, C3, C4 (C1 étant cachée par les instruments d'acquisition). [Pereira, 1997].

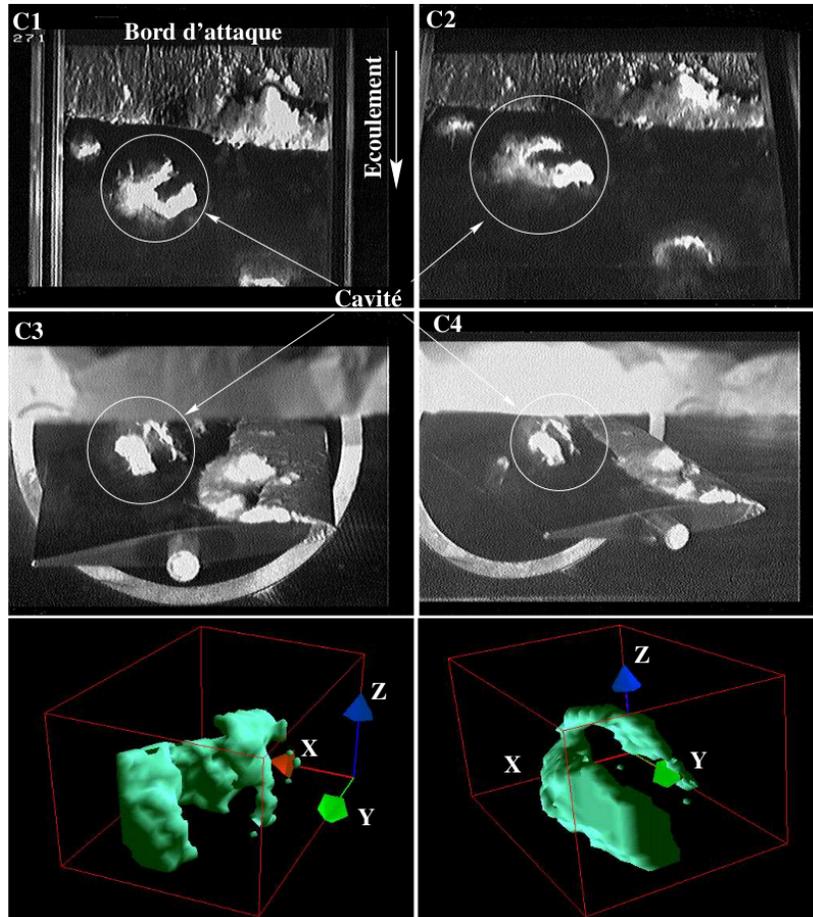


FIGURE 2.8 – Exemple de la captation d’une structure de vapeur de forme complexe par stéréotomographie. Prises de vues des quatre caméras (C1, C2, C3, C4) et volume reconstitué [Pereira, 1997].

2.4.5 Détermination des fréquences de détachement des structures de vapeur

La capture des fréquences de détachement est réalisée à l'aide d'un laser placé perpendiculairement à l'extrados du profil à 5% à l'aval de la fermeture de la poche, voir *fig.2.9*. Le signal obtenu est ensuite traité à l'aide d'une transformée en ondelette permettant d'obtenir la taille et la fréquence caractéristique des lâchers de structure.

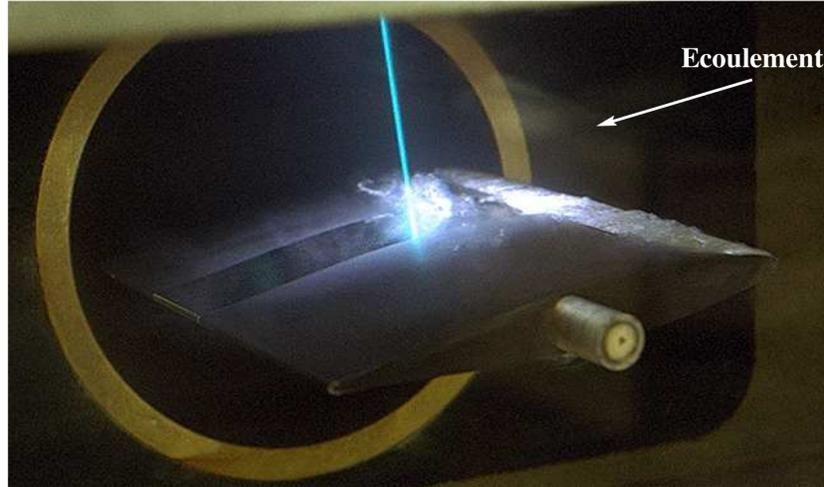


FIGURE 2.9 – Photographie du NACA 65012 et du mécanisme de capture laser dans la veine expérimentale en fonctionnement [Pereira, 1997].

Les résultats des fréquences de détachements à 6° , mode instable pour lequel une fréquence de détachement existe, sont récapitulés dans le *tab.2.3*.

Longueur [%]	Vitesse [m/s]	Nombre de cavitation $\sigma[-]$	Fréquence [Hz]
20	15	1,88	200
	20	1,89	290
	25	1,92	380
	30	1,93	450
30	15	1,72	140
	20	1,73	200
	25	1,74	270
	30	1,75	290
40	15	1,59	100
	20	1,60	140
	25	1,62	190
	30	1,63	220

TABLE 2.3 – Récapitulatif des résultats expérimentaux à 6° .

2.5 Mesures de marquage

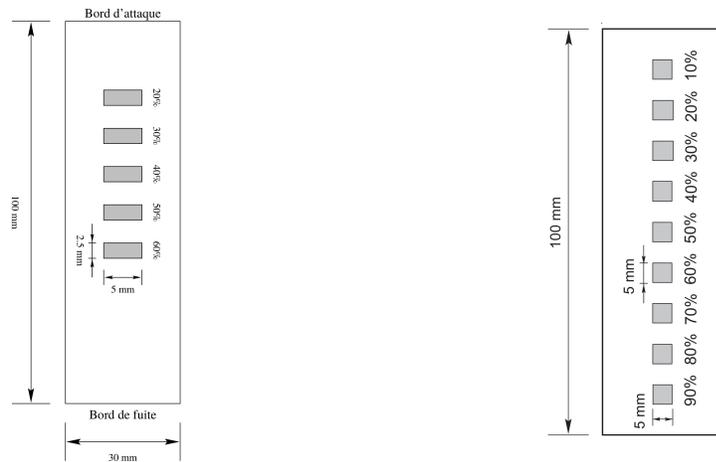
Pour l'étude de la prédiction de l'érosion de cavitation nous utiliserons principalement les résultats de la thèse de [Couty, 2001]. Cette étude poursuit le travail réalisé dans la thèse de [Pereira, 1997]

en étudiant 5 ans plus tard l'érosion de cavitation de manière plus détaillée. Néanmoins nous verrons que les conditions hydrauliques entre les deux thèses ne sont pas identiques, ce qui laisse place à une incertitude que nous tâcherons d'éclaircir et de prendre en compte.

2.5.1 Obtention des mesures de marquage

Les mesures de marquages sont réalisées sur trois échantillons de matériaux différents : l'aluminium AL1050, le cuivre CU996 et l'acier inoxydable IN316L. Les échantillons de matières sont polis et placés sur l'hydrofoil. Des zones d'observation sont définies tous les 10% de la corde à mi envergure de l'échantillon comme illustré sur la *fig.2.10*.

Ces deux mesures sont réalisées dans le même tunnel en suivant la même méthodologie mais les mesures diffèrent par l'utilisation de tailles différentes : 2.5*5 mm pour le premier (voir *fig.2.10a*) et 5*5 mm pour le second (voir *fig.2.10b*). Notre étude sur les résultats numériques n'a pas révélé d'influence du choix de la taille de l'échantillon, aussi nous utiliserons dans la suite de la thèse les résultats de [Couty, 2001] qui sont plus détaillés.



(a) zones de mesure pour la thèse de Pereira (b) zones de mesure pour la thèse de Couty

FIGURE 2.10 – Emplacements des zones de mesures placées sur l'hydrofoil pour les thèses de Francesco Pereira [Pereira, 1997] (à gauche) et Philippe Couty [Couty, 2001] (à droite).

2.5.2 Mesure et post-traitement

Les éprouvettes de matériaux sont analysées à l'aide d'un profilomètre laser. Ce dernier permet de mesurer l'état de surface d'un matériaux par pas de 5 μm avec une précision verticale de 0,02 μm . Un exemple d'état de surface d'un échantillon exposé à un écoulement cavitant obtenue par profilométrie est donné sur la *fig.2.11*. Le résultat brut issu du profilomètre se lit comme une empreinte de la surface, ainsi les pics représentent en réalité les cratères causés par l'impact des ondes de pression. Nous remarquons également qu'en dehors de ces pics, l'état de surface n'est pas régulier.

Ce comportement du matériau entrave la bonne mesure du volume déformé par marquage. Ce n'est d'ailleurs pas la seule considération à prendre en compte pour correctement traiter un échantillon par profilométrie laser et c'est pour cela que le LEGI a développé le logiciel ADRESSE permettant un post-processing avancé des résultats issus du profilomètre laser [Fortes-Patella et al., 2000].

Les mesures consistent à relever le nombre d'impacts par échantillon ainsi que leur dimension (rayon, profondeur) pour calculer le volume déformé sur l'échantillon. Ces données sont ensuite pondérées par la surface d'échantillon et le temps d'exposition pour obtenir des taux (ou densité) d'impact

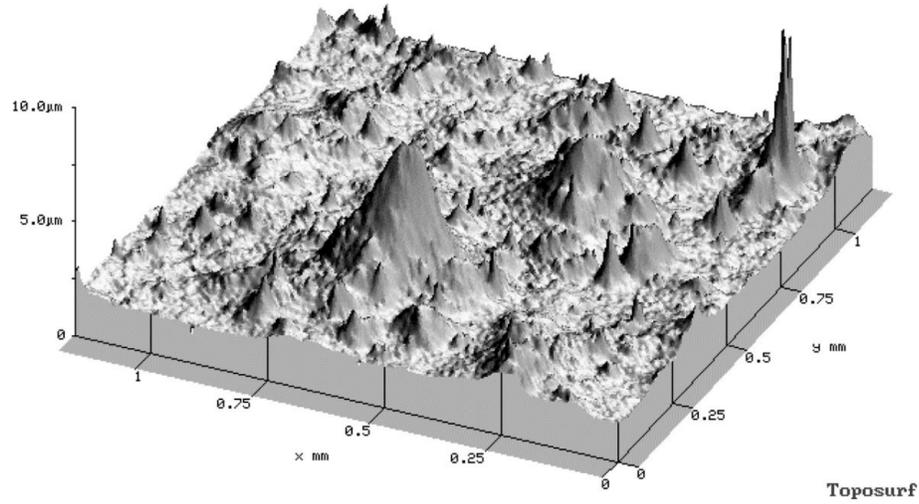


FIGURE 2.11 – Exemple de l'état de surface d'un matériau éprouvette (acier inoxydable 316L) exposé à un écoulement cavitant obtenu par profilométrie 3D [Fortes-Patella et al., 2012].

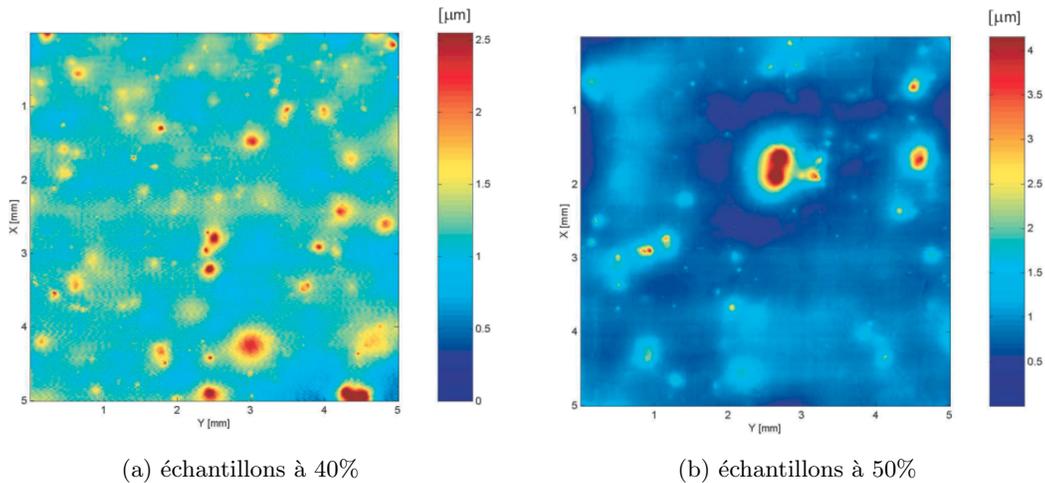


FIGURE 2.12 – Post-traitement d'un échantillon de cuivre via le logiciel ADRESSE [Couty, 2001]. Échantillon gauche situé à 40% de la corde et droit à 50% de la corde pour un écoulement à 6° , $v_{in} = 25$ m/s et une poche de 40%.

$\tau_N [mm^{-2}.s^{-1}]$ et de volume d'endommagement $\tau_{V_d} [\mu m^3.mm^{-2}.s^{-1}]$ homogène à une vitesse en m/s, aussi appelée vitesse de marquage dans la suite de la thèse, qui soient comparables entre les essais.

2.5.3 Résultats disponibles

Les essais de marquage sont réalisés sur trois matériaux. Leur résistance à l'érosion de cavitation étant différente, la durée du test varie pour chaque échantillon. Le *tab.2.4* récapitule les conditions d'essais pour chaque matériau.

Matériau	Cas	Durée d'exposition [min,s]	i [°]	V_{in} [m/s]	L [%]	σ
aluminium	a4152	60	4	15	20	1,2
	a4154	40	4	15	40	1,1
	a4202	40	4	20	20	1,25
	a4204	15	4	20	40	1,1
	a4252	7,30	4	25	20	1,25
	a4302	1,30	4	30	20	1,26
	a4304	1	4	30	40	1,12
	a6152	2,30	6	15	20	1,83
	a6154	3,30	6	15	40	1,55
cuivre	c4202	120	4	20	20	1,25
	c4204	90	4	20	40	1,1
	c4252	90	4	25	20	1,25
	c4254	40	4	25	40	1,11
	c4302	15	4	30	20	1,26
	c4304	10	4	30	40	1,12
	c4322	O	4	32	20	1,26
	c4324	O	4	32	40	1,13
	c6202	14	6	15	20	1,83
	c6204	20	6	15	40	1,55
	c6202	5	6	20	20	1,85
	c6204	5	6	20	40	1,58
	c6252	0,45	6	25	20	1,86
	c6254	1	6	25	40	1,58
acier inoxydable	i4302	125	4	30	20	1,26
	i4304	90	4	30	40	1,12
	i4322	120	4	32	20	1,26
	i4324	100	4	32	40	1,13
	i6152	120	6	15	20	1,83
	i6154	135	6	15	40	1,55
	i6202	40	6	20	20	1,85
	i6204	60	6	20	40	1,58
	i6252	8	6	25	20	1,86
	i6254	12	6	25	40	1,58
	i6302	1,40	6	30	20	1,87
	i6304	2,30	6	30	40	1,6

TABLE 2.4 – Conditions hydrauliques et durées des essais de marquages [Couty, 2001]. O = chevauchement des impacts (Overlapping).

Pour comprendre l'influence de la nature du matériau sur l'érosion de cavitation, nous avons choisi d'illustrer l'évolution des densités d'impact et de volume d'endommagement, en fonction des matériaux et de l'incidence, en choisissant des conditions d'écoulement communes aux trois matériaux.

Du fait de cette dépendance, parmi les nombreux résultats, peu d'essais sont disponibles pour les trois matériaux avec une même condition hydraulique. Il est d'ailleurs à noter que les temps d'exposition pour ces mêmes conditions diffèrent. L'ensemble des graphiques peuvent être retrouvés avec leurs valeurs numériques en annexe.

La *fig.2.13* compare les densités d'impacts et de volume de déformation pour une incidence de 4° et une vitesse de 30 m/s, pour les trois matériaux et les deux longueurs de poche testées expérimentalement. La *fig.2.14* compare les densités d'impacts et de volume de déformation pour une incidence de 6° et une vitesse de 15 m/s, pour les trois matériaux et les deux longueurs de poche testées expérimentalement.

Les tendances observées par [Couty, 2001] sont les suivantes :

- augmentation des densités avec l'angle d'incidence,
- étalement de la zone d'impact sur la corde en augmentant l'angle d'incidence,
- augmentation du volume des impacts avec l'angle d'incidence,
- augmentation des densités avec la vitesse,
- augmentation des densités avec la ductilité du matériau (nous considérons que l'aluminium est plus ductile que le cuivre, lui-même plus ductile que l'acier inoxydable),
- pas d'influence de la longueur de poche sur le volume de déformation.

En étudiant les graphiques présentés, nous observons également (à de rares exceptions près) que :

- pour l'aluminium, les maximaux des densités se localisent au même endroit au niveau de la fermeture de la poche,
- pour le cuivre les maximaux des densités se localisent au même endroit en aval de la fermeture de la poche,
- pour l'acier inoxydable, une distinction apparaît entre l'incidence de 4° , où les maximaux des densités coïncident, et l'incidence de 6° , où un décalage est observé entre la densité d'impact et de volume de déformation.

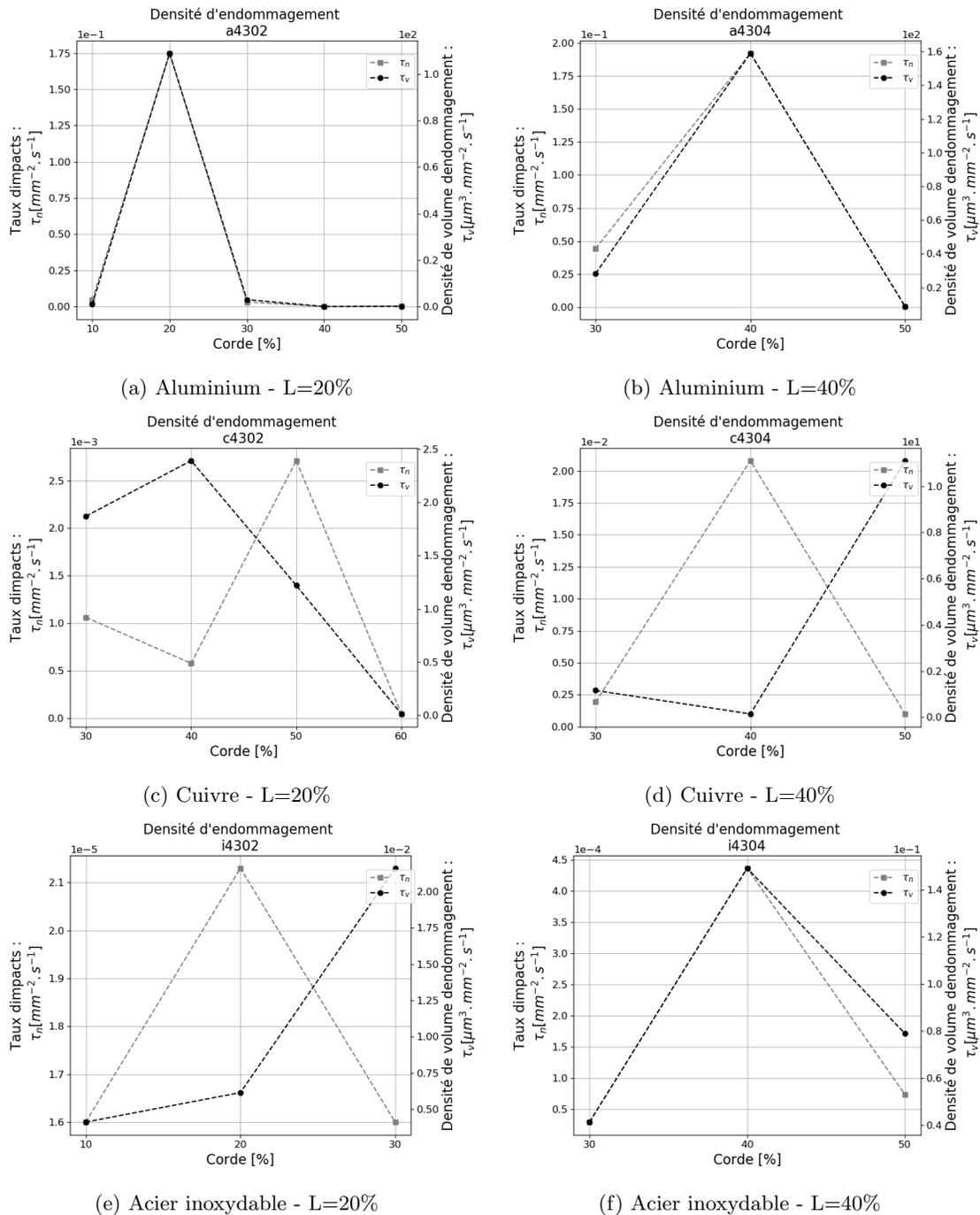


FIGURE 2.13 – Comparaisons des endommagements pour le l'aluminium, le cuivre et l'acier inoxydable. 4° , $v_{in} = 30$ m/s, L=20% (gauche) et L=40% de la corde (droite).

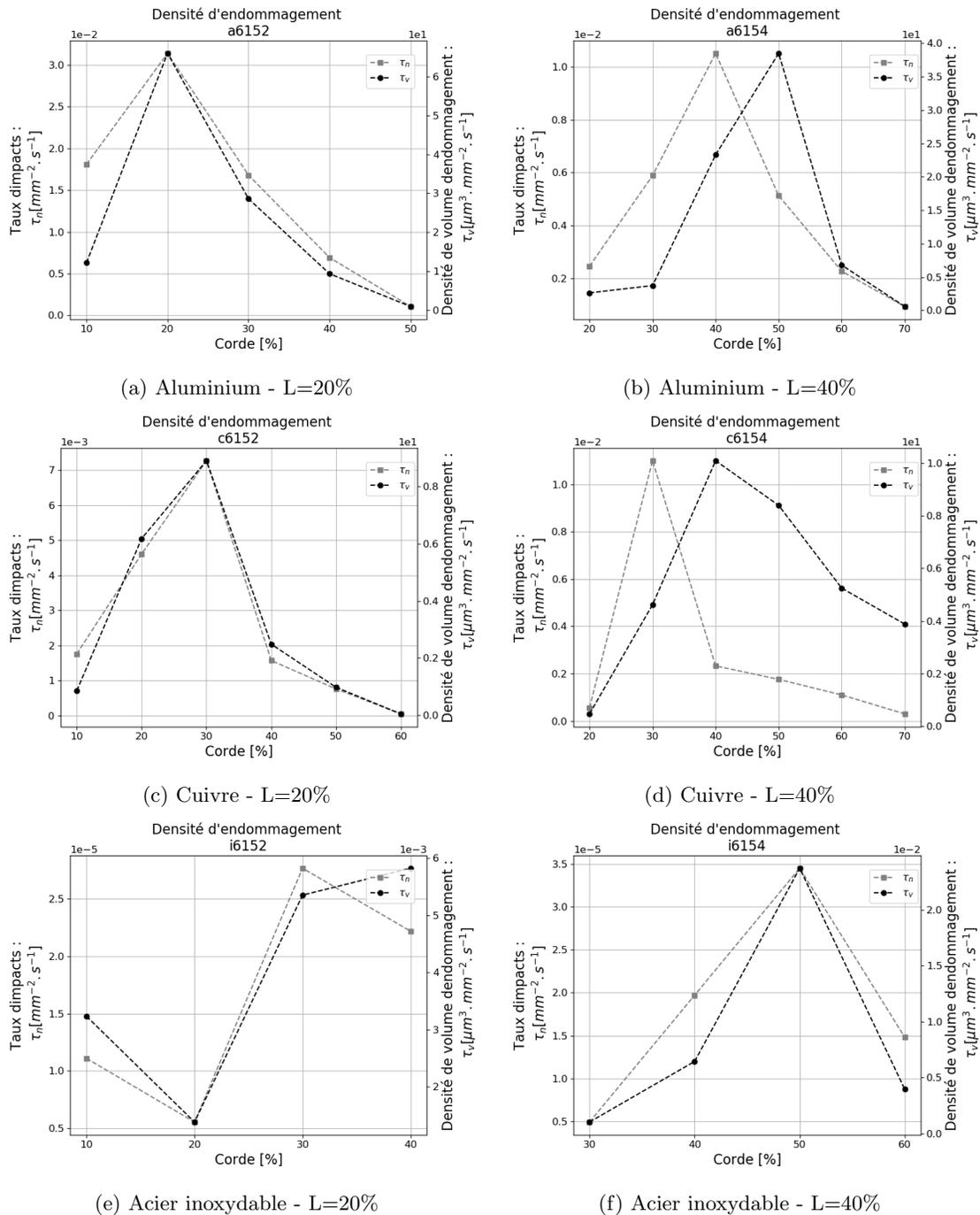


FIGURE 2.14 – Comparaisons des endommagements pour le l'aluminium, le cuivre et l'acier inoxydable. 6° , $v_{in} = 15$ m/s, L=20% (gauche) et L=40% de la corde (droite).

2.5.4 Mise en évidence d'un écart entre les conditions d'essais et discussion

Malgré l'utilisation du même banc d'essai et d'une méthodologie similaire, nous avons constaté que les essais, pour une longueur de poche et une vitesse fixées, de [Couty, 2001] ne sont pas réalisés au même nombre de cavitation que les essais de [Pereira, 1997] dans les mêmes conditions. L'écart est particulièrement marqué à 6° d'incidence. Ceci peut être dû à différents facteurs, dont le caractère fluctuant de la poche en régime instable ainsi que l'incertitude expérimentale, et implique que les longueurs de poche sont probablement légèrement différentes entre les deux expériences.

Cette assertion est corroborée par la comparaison des résultats hydrodynamiques de [Pereira, 1997] aux résultats hydrodynamiques disponibles dans l'article sorti 10 ans après [Escaler et al., 2007]. Bien que la méthode de mesure de la fréquence de détachement soit différente, les fréquences de détachement des structures de cavitation sont inférieures à celles obtenues par [Pereira, 1997]. Cela pourrait s'expliquer par des longueurs de poche plus grandes, ce qui est cohérent avec des valeurs de σ plus petites. En outre, la thèse de [Pereira, 1997] portant sur la mise en place d'une validation poussée de la poche de cavitation, il est probable que la définition de la longueur de la poche y soit plus précise. L'étude de [Pereira, 1997] est donc conservée comme résultat de référence pour la comparaison hydrodynamique de nos simulations (couple v_{in} , σ , longueur de poche et fréquence).

Les conséquences de cette différence sont des amplitudes des taux d'endommagement légèrement surestimés (ce qui a peu d'importance pour l'étude) mais surtout une localisation de la zone d'érosion potentiellement plus en aval (ce qui est plus impactant) dans les résultats de [Couty, 2001].

i [°]	Longueur [%]	v_{in} [m/s]	σ Pereira	σ Couty	Erreur [%]
4	20	15	1,20	1,20	0
		20	1,23	1,25	-1,63
		25	1,25	1,25	0
		30	1,26	1,26	0
	40	15	1,08	1,10	-1,85
		20	1,11	1,10	0,90
		25	1,12	1,11	0,89
		30	1,13	1,12	0,88
6	20	15	1,88	1,83	2,66
		20	1,89	1,85	2,12
		25	1,92	1,86	3,13
		30	1,93	1,87	3,11
	40	15	1,59	1,55	2,52
		20	1,60	1,58	1,25
		25	1,62	1,58	2,47
		30	1,63	1,60	1,84

TABLE 2.5 – Mise en évidence de l'écart entre les nombres de cavitation utilisés pour les essais de [Pereira, 1997] et ceux de [Couty, 2001] pour de mêmes tailles de poches et vitesses d'écoulement imposées.

2.5.5 Récapitulatif et discussion des résultats expérimentaux

Les observations du comportement des poches cavitantes mettent en avant un taux de production des structures de vapeur important en fermeture de poche. Les cavités produites respectent l'hypothèse de sphéricités (sont faiblement déformées) [Pereira, 1997] et le nombre de ces cavités est inversement proportionnel à leur volume.

Le mode stable ne présente pas de détachement macroscopique de structure de vapeur, il y a néanmoins un taux de vide résiduel qui est maintenu le long de la corde comme l'illustre la *fig.2.4a*. Ce

taux de vide peut être associé au détachement de petites structures depuis la fermeture de la poche. Au contraire, des structures de vapeur macroscopiques sont détachées dans le mode instable et des structures de tailles caractéristiques (0,44 et 0,85% de la longueur de poche) sont convectées. Ces dernières sont responsables de pics d'augmentations dans la répartition de la densité d'événements par taille de classe particulièrement pour les deux plus petites poches (20 et 30% de la corde).

Ces résultats sont à relier avec les essais de marquage réalisés par [Pereira, 1997] et [Couty, 2001]. Le mode stable présente globalement de nombreux impacts dans la zone de fermeture dont le volume de déformation est modéré, le maximum de déformation est constitué de ces petits impacts et localisé proche de la fermeture. Le mode instable présente en plus des impacts moins nombreux mais de volume plus important. Le volume maximum de déformation est ainsi mesuré en aval de la fermeture de poche, généralement à 10%, et les maximum du nombre d'impact et de volume ne coïncident pas.

Il est ainsi envisageable de considérer à minima deux classes de volumes de vapeur. Les petits volumes qui sont très nombreux mais peu énergétiques et les grands volumes de vapeur qui sont peu nombreux mais très énergétiques. La première classe est produite en grande quantité à la fermeture de la poche et de façon plus modérée tout le long du profil. Ces structures implosent rapidement en proximité de la fermeture de poche (amont et aval) et représente un chargement constant de faible intensité pour le matériau. Les matériaux les plus durs sont insensibles à leurs implosions et seuls les matériaux suffisamment ductiles y sont sensibles. La seconde classe est produite par le détachement des structures macroscopiques, elles mettent plus de temps à condenser et sont convectées par l'écoulement. Les matériaux les plus durs sont endommagés par ces structures ce qui explique la localisation de la zone d'érosion en aval de la poche. Les matériaux plus ductiles sont eux aussi sensibles à ces structures mais le temps réduit des essais rend moins probable l'apparition d'un tel événement.

Deuxième partie

**Simulation hydrodynamique des
écoulements cavitants**

Table des matières

3	Etat de l'art de la modélisation numérique des écoulements cavitants	75
3.1	Introduction	75
3.1.1	Difficultés numériques associées à la modélisation des écoulements cavitants . . .	75
3.1.2	Choix d'une modélisation diphasique	76
3.2	Modèles homogènes	77
3.2.1	Modèle homogène barotrope	78
3.2.2	Modèle homogène à l'équilibre	78
3.2.3	Approches homogènes avec une équation supplémentaire sur le taux de vide . . .	79
3.2.4	Approche homogène avec deux équations supplémentaires	81
3.3	Modèles bi-fluide	81
3.3.1	Modèles à 6 équations	82
3.3.2	Modèles à 7 équations	83
3.4	Point d'intérêt des modélisations eulériennes	84
3.4.1	Prise en compte de la compressibilité	84
3.4.2	Prise en compte de la turbulence	86
3.4.3	Prise en compte des effets thermiques	87
3.5	Autres modélisations existantes	87
3.5.1	Modélisation Euler-Lagrange	87
3.5.2	Autres formalismes de modélisation	88
3.5.3	Approche avec simulation d'interface à l'échelle des bulles	88
3.6	Synthèse	88
4	Modélisation numérique des écoulements cavitants instationnaires avec le code <i>neptune_cfd</i>	91
4.1	Présentation générale de <i>neptune_cfd</i>	91
4.2	Equations de conservation	91
4.3	Modèles de fermeture de la quantité de mouvement	93
4.3.1	Force de traînée	93
4.3.2	Force de portance	93
4.3.3	Force de masse ajoutée	94
4.3.4	Force de dispersion turbulente	94
4.4	Modèles de fermeture de l'équation d'énergie	95
4.4.1	Lien entre transfert de masse et transfert d'énergie	95
4.4.2	Algorithme de couplage masse-énergie	95

4.4.3	Termes sources de changement de phases disponibles dans <i>neptune_cfd</i>	97
4.4.4	Proposition d'un modèle de changement de phase en enthalpie	99
4.5	Modélisation de la turbulence	104
4.5.1	Loi de paroi	104
4.5.2	Modèle de turbulence $k - \varepsilon$ production linéaire	105
5	Méthodologie des simulations numériques de l'hydrofoil cavitant	107
5.1	Objectifs	107
5.2	Domaine de calcul	107
5.2.1	Présentation de la géométrie et des conditions aux limites	107
5.2.2	Présentation des maillages	108
5.2.3	Conditions d'essais simulées	110
5.3	Mise en place des calculs	110
5.3.1	Initialisation	110
5.3.2	Convergence monophasique	111
5.3.3	Convergence diphasique	113
5.3.4	Procédure d'obtention de la longueur de la poche de cavitation	114
5.4	Descriptif des post-traitements employés	114
5.4.1	Le diagramme spatio-temporel	114
5.4.2	Détermination de la longueur de la poche	115
5.4.3	Réalisation des moyennes temporelles	117
5.4.4	La transformée de Fourier du signal de pression	119
5.5	Etudes de sensibilité aux paramètres numériques	121
5.5.1	Sensibilité à la discrétisation spatiale	121
5.5.2	Sensibilité à la discrétisation temporelle (CFL)	122
5.5.3	Sensibilité au diamètre de bulle	123
5.5.4	Sensibilité au temps de relaxation du modèle	124
5.6	Synthèse	125
6	Simulations numériques d'écoulements cavitants instationnaires sur un hydrofoil NACA 65012 en eau froide : résultats	127
6.1	Résultats des simulations numériques à 4° d'incidence	127
6.1.1	Visualisations de la poche	127
6.1.2	Caractérisation du régime d'écoulement par le diagramme spatio-temporel	129
6.1.3	Caractérisation des fréquences de détachement	133
6.1.4	Analyse des coefficients de pression	136
6.1.5	Résultats globaux des simulations numériques	141
6.1.6	Analyse des champs hydrodynamiques	142
6.2	Résultats des simulations numériques à 6° d'incidence	153
6.2.1	Visualisations de la poche	153
6.2.2	Caractérisation du régime d'écoulement par le diagramme spatio-temporel	156
6.2.3	Caractérisation des fréquences de détachement	157
6.2.4	Analyse des coefficients de pression	158
6.2.5	Résultats globaux des simulations numériques	159
6.2.6	Analyse des champs hydrodynamiques	160
6.3	Discussion des résultats	179

6.3.1	Discussion sur les différences entre le mode stable et instable	179
6.3.2	Discussion sur la limite de l'utilisation des moyennes	179
6.3.3	Discussion sur les températures de la phase vapeur	181
6.4	Synthèse	185

Etat de l'art de la modélisation numérique des écoulements cavitants

Ce chapitre propose un état de l'art de la modélisation des équations de Navier-Stokes appliquées aux écoulements cavitants. Après un exposé général des difficultés liées à la simulation de la cavitation ainsi que de la modélisation diphasique, nous présenterons les modèles de la littérature du plus simple (modèle homogène) au plus complexe (modèle bi-fluide). Ce choix est arbitraire et le lecteur notera qu'il est possible de retrouver les modèles présentés ici en partant, à l'inverse, du plus complexe vers le plus simple par ajout d'hypothèses simplificatrices [Linga et Flaatten, 2019].

A l'issue de la présentation de ces deux grandes familles de modélisation, une courte présentation des modélisations alternatives est réalisée. A savoir, l'approche Euler-Lagrange, la méthode Smooth Particle Hydrodynamics, puis la méthode de Lattice-Boltzman. Une digression est également faite sur les méthodes employées à une échelle inférieure avec la simulation de cluster de bulles dont l'étude permet de faire une remontée d'échelle et de justifier certaines hypothèses utilisées par les autres modélisations.

3.1 Introduction

3.1.1 Difficultés numériques associées à la modélisation des écoulements cavitants

La modélisation de la cavitation comporte de nombreuses difficultés. Les écoulements sont diphasiques (gaz-liquide) et fortement instationnaires, la cavitation apparaît généralement à forte vitesse et donc dans des écoulements fortement turbulents. De plus, la zone cavitante est une zone diphasique dans laquelle la vitesse du son chute grandement ce qui rend l'écoulement localement compressible. Comme illustré dans la figure *fig.3.1*, la cavitation est un phénomène multi-échelle. Les échelles de temps sont de l'ordre de 10^{-5} s pour le temps de vie de la bulle, et de 10^{-2} s pour la convection des structures de cavitation ; pour un temps de simulation qui est généralement de l'ordre de la seconde pour les études présentées dans ce chapitre (du fait du coût de calcul). Les échelles d'espaces sont elles de l'ordre de 10^{-5} m pour les bulles, de 10^{-1} m pour la taille d'un hydrofoil et généralement de l'ordre du mètre en considérant les configurations industrielles.

D'un point de vue numérique, il faut donc pouvoir simuler des pas de temps et d'espace suffisamment petits sur des géométries relativement grandes. Contrairement à l'ébullition, la présence de la cavitation implique des régimes à basse pression ce qui entraîne une alternance périodique avec pressions bien

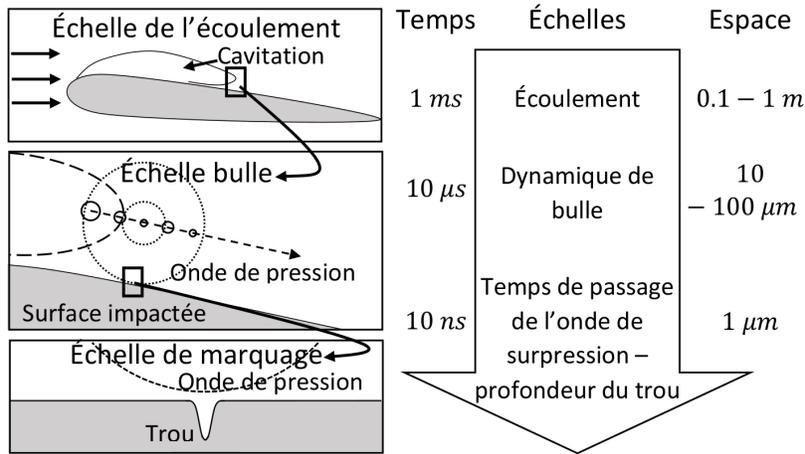


FIGURE 3.1 – Illustrations des différentes échelles de temps et d’espaces mis en jeu par la cavitation [Leclercq, 2017]

plus élevées issues de l’écoulement. Ces variations peuvent déstabiliser les solveurs ou rendre difficile la convergence. De plus certaines propriétés physiques, comme la masse volumique de la vapeur et les propriétés associées, peuvent varier fortement.

Dans le cas des modèles bi-fluides, que nous utilisons dans cette thèse, la multiplication du nombre d’équations différentielles rend le système numérique plus instable avec l’augmentation des valeurs propres et d’ondes parasites. De part l’écart de la masse volumique entre l’eau et la vapeur ainsi que les échelles de temps associées au phénomène, la modélisation du changement de phase implique des variations d’amplitude importantes sur des temps très courts ; le système est dit raide.

3.1.2 Choix d’une modélisation diphasique

Nous nous intéressons à un domaine fluide constitué de deux phases. Nous pouvons le schématiser en deux sous-domaines représentant respectivement la phase liquide et la phase vapeur *fig.3.2a*. Nous définissons alors la fraction volumique, ou taux de vide, comme étant le rapport entre le volume d’une phase sur le volume total du domaine. Dans le cadre de la discrétisation en volumes finis ce domaine représente le volume d’une cellule de discrétisation *fig.3.2b*. L’utilisation du taux de vide est un outil essentiel à la modélisation des systèmes diphasiques que nous retrouverons tout au long de cette thèse :

$$\alpha = \frac{V_{\Omega_l}}{V_{\Omega_{tot}}} \quad (3.1)$$

La première étape pour définir la modélisation à appliquer est de connaître l’échelle de modélisation. Ce choix est grandement déterminé par les capacités de calcul. Une approche eulérienne est traditionnellement utilisée en mécanique des fluides. Puisque nous souhaitons simuler la cavitation à l’échelle d’un composant industriel nous ne résolvons pas non plus l’interface à l’échelle des bulles et nous sommes d’avantage intéressés par le comportement du nuage de cavitation dans sa globalité. Une approche eulérienne sans traitement de l’interface entre les phases est donc utilisée dans notre cas.

En suivant les distinctions de [Bestion et al., 2011], nous nous proposons d’évaluer les usages pour une application aux écoulements cavitants.

- le nombre de fluides à considérer : nous verrons que certains modèles traitent d’un seul fluide dit ”mélange” alors que d’autres simulent des écoulements à n phases ;
- le nombre d’équations de conservation résolues : tous les modèles résolvent à minima les équations de conservation de la masse et de conservation du mouvement. La conservation de l’énergie peut

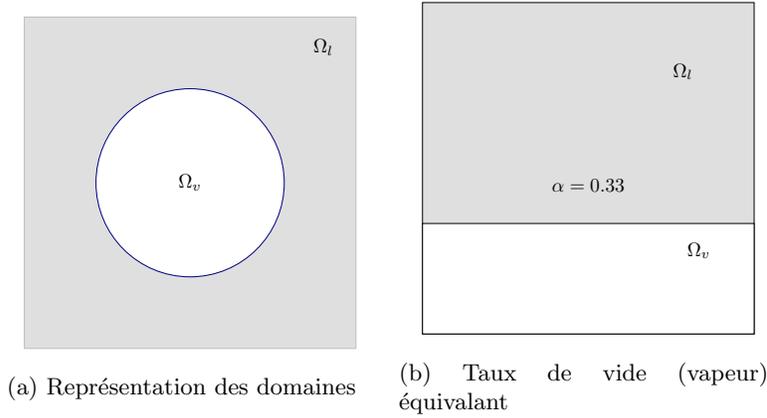


FIGURE 3.2 – Schémas de principe pour la définition du taux de vide

- y être ajoutée. Ensuite d'autres équations peuvent intervenir dans le but de décrire plus finement certaines phénoménologies (compressibilité, turbulence, transport d'aire interfaciale,...) ;
- le choix des lois d'état utilisées pour décrire le comportement des fluides ;
 - les hypothèses d'équilibre entre les phases (équilibre en vitesse, pression, température,...).

Nous nous restreindrons ici au problème à deux phases : une liquide et une vapeur, sans résolution de l'interface. Nous progressons par les hypothèses les plus restrictives en autorisant petit à petit de nouvelles possibilités de modélisation dans la construction du modèle. Cette démarche nous permet d'aborder en premier lieu les choix les plus souvent usités pour l'étude de la cavitation pour finir par des modèles plus complexes. La présentation n'est pas exhaustive et vise à citer différentes approches et possibilités de la littérature afin de placer les travaux de cette thèse dans un contexte global.

3.2 Modèles homogènes

La première grande famille de modèle utilisé en cavitation est celle correspondant au modèle homogène, aussi appelé modèle "1-fluide". La construction de ce modèle réside dans l'utilisation d'un fluide "mélange" (ou "mixture" en anglais) dans lequel les phases sont supposées à l'équilibre mécanique et thermique [Ishii et Takashi, 2011]. Le raccordement aux propriétés physiques des phases se fait via une relation algébrique entre les propriétés des phases pures et la fraction volumique (taux de vide) donnant la présence d'une phase par rapport à l'autre. Ainsi pour la définition de la masse volumique du mélange, nous avons du fait du caractère extensif de la masse :

$$\rho_m = \alpha \rho_v + (1 - \alpha) \rho_l \quad (3.2)$$

Avec :

$$\begin{cases} \rho_m & , \text{ la masse volumique du fluide mélange} \\ \rho_l & , \text{ la masse volumique de la phase liquide} \\ \rho_v & , \text{ la masse volumique de la phase vapeur} \end{cases}$$

Les équations de conservation de la masse et de la quantité de mouvement s'écrivent alors :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_m \mathbf{u}_m}{\partial t} + \nabla (\rho_m \mathbf{u}_m) &= 0 \\ \frac{\partial \rho_m \mathbf{u}_m}{\partial t} + \nabla (\rho_m \mathbf{u}_m \otimes \mathbf{u}_m) &= -\Delta p + \nabla \bar{\bar{\tau}}_m \end{aligned} \quad (3.3)$$

Avec :

$$\begin{cases} \mathbf{u}_m & , \text{ la vitesse du fluide mélange} \\ p & , \text{ la pression} \\ \bar{\tau}_m & , \text{ le tenseur des contraintes du fluide mélange} \end{cases}$$

Une équation de conservation de l'énergie peut également être résolue, mais les écoulements cavitants étant généralement considérés isothermes, elle est rarement présente dans la littérature. Les modèles présentés dans la suite du chapitre ne la résolvent pas sauf mention contraire. Elle s'écrit :

$$\frac{\partial \rho_m e_m}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_m e_m \mathbf{u}_m) = -\mathbf{u}_m \Delta p + \mathbf{u}_m \nabla \cdot \bar{\tau}_m - \nabla \cdot Q_m \quad (3.4)$$

Avec :

$$\begin{cases} e_m & , \text{ l'énergie interne du mélange} \\ Q_m & , \text{ le flux de chaleur du fluide mélange} \end{cases}$$

Le système compte donc 4 inconnues (α , ρ_m , \mathbf{u}_m et p) pour 3 équations (respectivement 5 inconnues pour 4 équations en considérant l'équation d'énergie). Il est alors nécessaire de proposer une équation supplémentaire pour fermer le système. Deux possibilités sont alors envisageables pour fermer le système :

- proposer une loi d'état du fluide mélange (modélisation implicite du changement de phase),
- proposer une loi de conservation supplémentaire (modélisation explicite du changement de phase).

3.2.1 Modèle homogène barotrope

La formulation plus simple du modèle homogène se fait en fermant le système par une loi d'état décrivant les variations de la masse volumique du fluide mélange, ρ_m , par une fonction dépendant de la pression. Cette forme de loi d'état est appelée loi barotrope :

$$\rho_m = f(P) \quad (3.5)$$

Le modèle ne modélise alors pas explicitement le changement de phase qui est implicitement pris en compte par la variation de la masse volumique du mélange permettant de passer d'une phase à l'autre et de quantifier la présence d'une phase. Cette modélisation était très répandue au début de l'utilisation des modèles homogènes. Différentes expressions de $f(P)$ existent dans la littérature, mais la plus répandue est la loi dite sinusoidale [Delannoy, 1990] où les lois d'état des deux phases pures sont reliées par une fonction sinus pour créer la loi d'état du fluide mélange avec une variation continue et dérivable de la masse volumique du mélange. Une évolution de cette loi permet de varier la raideur de la jonction sinusoidale [Coutier, 2001] et donc *in fine* la célérité du son dans le fluide mélange. Dans un même objectif, une loi polynomiale d'ordre cinq est utilisée chez [Song et Qin, 2002] dans le but de décentrer la création de vapeur (qui est nécessairement symétrique pour la loi sinusoidale).

Il est à noter que cette loi n'est pas à l'équilibre mais respecte les lois thermodynamiques sous certaines conditions [Goncalves et Fortes-Patella, 2011].

3.2.2 Modèle homogène à l'équilibre

D'autres choix sont possibles pour la construction de la loi d'état. Certains auteurs choisissent de vérifier un équilibre thermodynamique entre les phases [Saurel et al., 1999] [Schmidt et al., 1997]. Dans ces modèles une célérité du son à l'équilibre est construite à partir des lois d'états des constituants, ce qui permet de déduire une relation entre ρ_m et P . Ce modèle homogène est dit à l'équilibre (ou encore Homogeneous Equilibrium Model HEM dans la littérature anglaise).

Puisqu'ils font nécessairement intervenir la pression dans leur loi d'état, ces modèles sont couramment confondus avec les modèles barotropes (lois barotropes logarithmiques). Ils forment cependant une famille distincte puisque les hypothèses appliquées ne sont pas les mêmes et que ces modèles impliquent généralement la résolution de l'équation de conservation de l'énergie.

3.2.3 Approches homogènes avec une équation supplémentaire sur le taux de vide

Une autre possibilité pour fermer le système homogène est l'ajout d'une équation de conservation supplémentaire. Le système est alors fermé à l'aide d'une équation de transport de la phase vapeur qui contient un terme source pilotant explicitement le changement de phase. Dans la littérature issue du domaine de la thermohydraulique nucléaire ainsi que des laboratoires de mathématiques appliquées, l'équation de conservation (3.6) comporte un terme source de relaxation, noté $\dot{\alpha}$, permettant au système de regagner son état d'équilibre (Homogeneous Relaxation Model où HRM). Le temps de relaxation permettant de gérer un léger déséquilibre est déduit empiriquement par des expériences.

$$\frac{\partial \alpha}{\partial t} + \mathbf{u}_m \nabla(\alpha) = \dot{\alpha} \quad (3.6)$$

Avec : $\dot{\alpha}$, le transfert de fraction volumique entre les phases.

En cavitation, le terme source de relaxation est peu utilisé et les modèles ajoutant une équation de transport du taux de vide sont appelés Transport Equation Model (TEM) ou parfois Transport du Taux de Vide (TTV) dans la littérature française. [Goncalvès, 2014] propose un terme source construit autour de la divergence de la vitesse et [Colombet et al., 2017] propose un terme source basé sur les transferts thermiques entre les phases. Ces deux modèles résolvent une équation d'énergie et construisent une célérité du mélange qui respecte les principes thermodynamiques.

Bien qu'elle soit souvent associée à une équation de transport, la majorité des modèles en cavitation utilisent une équation de conservation de la masse vapeur (3.7). Cette modélisation permet aux auteurs de modéliser explicitement le changement de phase en spécifiant la nature du terme source de masse, \dot{m} , intervenant dans l'équation de conservation. Ce terme source sert donc directement à quantifier le changement de phase et est généralement déterminé empiriquement.

Une confusion persiste dans la littérature : les modèles nommés TEM et utilisant (3.7) sont régulièrement associés aux modèles utilisant (3.6). Il convient, par construction, de les ranger dans une catégorie similaire mais leur terme source et la forme de leur équation de conservation diffèrent. [Goncalves et Fortes-Patella, 2011] et [Hurisse, 2014] mettent notamment en garde sur la validité thermodynamique de ces modèles en plus de leur dépendance généralement forte à la valeur des constantes choisies.

$$\frac{\partial \rho_v \alpha}{\partial t} + \nabla(\rho_v \alpha \mathbf{u}_m) = \dot{m} \quad (3.7)$$

Avec : \dot{m} , le transfert de masse entre les phases ou terme source.

Le terme source des modèles TEM prend une forme empirique basée sur la dépendance de la cavitation aux variables du système. Les coefficients sont ensuite ajustés de manière à faire correspondre les simulations numériques à des expériences de référence.

Ces modèles délivrent généralement, après réglage, de bons résultats ce qui les rend très utilisés. Cette catégorie est donc de loin la plus nombreuse. Nous récapitulons les références les plus citées dans le tableau 3.1. Ces références peuvent se diviser en deux catégories :

- les modèles basés sur la dynamique des bulles sphériques (équation de Rayleigh-Plesset) avec une dépendance en $(P - P_{sat})^{0.5}$. Nous y trouvons par exemple les modèles de Schnerr [Schnerr et Sauer, 2001] et de [Zwart et al., 2004] (appelé ZGB) ;
- les modèles basés sur le transfert de masse empirique avec une dépendance en $(P - P_{sat})^1$ tel que le modèle de Merkle employé lors de la précédente thèse [Leclercq, 2017].

Ces modèles sont présents dans les codes commerciaux ANSYS CFX [ANSYS, 2011], Fluent [ANSYS, 2013], SIEMENS STAR-CCM++ [Kim, 2012], ainsi que dans le code libre OpenFOAM [Greenshields, 2018]. Il est à noter que ces modèles ne résolvent généralement pas l'équation de conservation de l'énergie. Les noms des modèles employés dans le *tab.3.1* correspondent à ceux donnés par les auteurs ou leurs successeurs pour désigner leurs modèles.

Référence	Terme source liquide	Terme source vapeur	Constantes
[Kubota et al., 1992]	$C_p \rho_v (1 - \alpha_l) \frac{(p - p_{sat})}{(0.5 \rho_l U_\infty^2) t_\infty}$	$C_d \rho_l \alpha_l \frac{(p_{sat} - p)}{(0.5 \rho_l U_\infty^2) t_\infty}$	$C_p = 50, C_d = 0.01$
[Merkle et al., 1992]	$C_p \rho_v \alpha_l \frac{(p_{sat} - p)}{(0.5 \rho_l U_\infty^2) t_\infty}$	$C_d \rho_v \alpha_v \frac{(p_{sat} - p)}{(0.5 \rho_l U_\infty^2) t_\infty}$	$C_p = 10^5, C_d = 1, t_\infty = \frac{L_{ref}}{U_{in}}$
[Kunz et al., 2000]	$C_p \rho_v \frac{(\alpha_l - \alpha_{ng})^2 (1 - \alpha_l - \alpha_{ng})^2}{t_\infty}$	$C_d \rho_v \alpha_l \frac{(p - p_{sat})}{(0.5 \rho_l U_\infty^2) t_\infty}$	$C_p = 100, C_d = 100$
[Schnerr et Sauer, 2001]	$\frac{n_0}{1 + \frac{4}{3} n_0 \pi R^3} 4\pi R^2 \sqrt{\frac{2}{3} \frac{p - p_{sat}}{\rho_l}}$	$-\frac{n_0}{1 + \frac{4}{3} n_0 \pi R^3} 4\pi R^2 \sqrt{\frac{2}{3} \frac{p - p_{sat}}{\rho_l}}$	$n_0 = 10^8$
[Singhal et al., 2002]	$C_p \frac{\alpha_v \rho_l \rho_v \sqrt{k}}{\sigma} \sqrt{\frac{2}{3} \frac{p - p_{sat}}{\rho_l}}$	$-C_d \frac{(1 - \alpha_v) \rho_l \rho_v \sqrt{k}}{\sigma} \sqrt{\frac{2}{3} \frac{p - p_{sat}}{\rho_l}}$	$C_p = 0.02, C_d = 0.01$
[Zwart et al., 2004]	$C_p \frac{3\alpha_v \rho_v}{R} \sqrt{\frac{2}{3} \frac{p - p_{sat}}{\rho_l}}$	$-C_d \frac{3\rho_v (1 - \alpha_v) \alpha_{nuc}}{R} \sqrt{\frac{2}{3} \frac{p - p_{sat}}{\rho_l}}$	$C_p = 50, C_d = 0.01$

TABLE 3.1 – Liste non exhaustive des modèles homogènes à 4 équations les plus utilisées pour la simulation d'écoulements cavitants avec leur terme source.

Les termes source ont généralement deux formulations en fonction de la valeur de la pression par rapport à la pression de vapeur. La première formulation s'active lorsque $p < p_{sat}$ et contrôle la vaporisation du liquide. La seconde formulation s'active lorsque $p > p_{sat}$ et contrôle la condensation de la vapeur. Notons également la forte ressemblance des modèles de chaque sous famille pourtant utilisés avec une forte disparité dans la valeur de leurs constantes respectives. La *fig.3.3a* illustre la variation possible de la taille d'une poche de cavitation en modulant la valeur des constantes pour un modèle donné. La *fig.3.3b* illustre la similarité des modèles lorsque leurs coefficients sont ajustés pour correspondre à une taille de poche donnée.

Pour éviter cette dépendance des modèles aux constantes empiriques, certains auteurs proposent d'utiliser la similarité des modèles pour construire un modèle unifié dont les coefficients seraient dépendants de paramètres physiques [Frikha et al., 2008]. Pour les modèles basés sur la dynamique de bulle [Kinzel et al., 2017] propose de ré-écrire les termes source pour correspondre à la forme de l'équation de Rayleigh-Plesset . Il associe ainsi les différents termes composant les modèles à un terme physique de la dynamique des bulles de cavitation. Il justifie ainsi les modifications apportées par certains modèles et juge de l'utilité des différents termes.

Au contraire, une autre approche est de plus en plus utilisée avec le développement des capacités de calculs et consiste à réaliser de nombreux calculs pour prédire la dépendance des modèles à leurs constantes. Cela passe par la construction de surface de réponse [Biluš et al., 2013], la résolution de problème d'optimisation [Zhou et al., 2018], l'évaluation statistique [Bae et al., 2022] ou encore l'utilisation de réseaux de neurones [Sikirica et al., 2020].

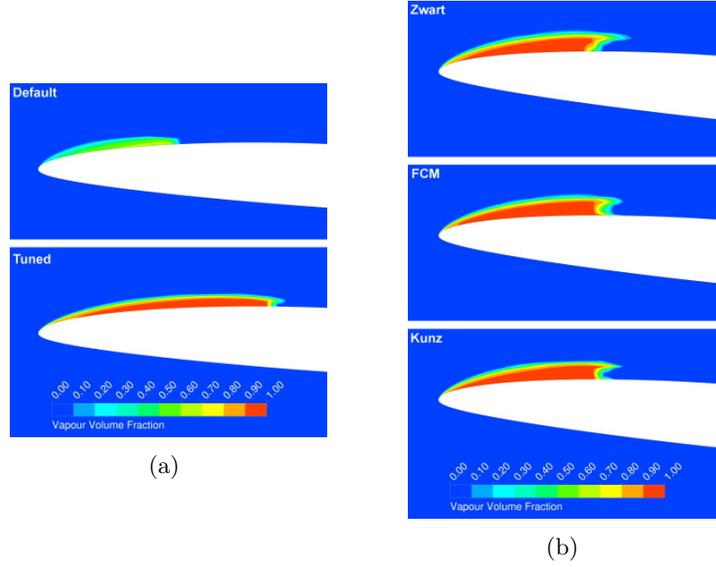


FIGURE 3.3 – Illustration de l’effet de la modification des coefficients du modèle Full Cavitation Model (FCM) sur la prédiction d’une poche de cavitation sur un hydrofoil NACA 66 *fig.3.3a* et comparaison des modèles de Zwart, FCM et Kubota une fois leurs coefficients calés à l’aide d’une expérience de référence *fig.3.3b* [Morgut et al., 2011]

3.2.4 Approche homogène avec deux équations supplémentaires

Toujours dans l’optique de corriger les défauts de l’approche précédente (validité thermodynamique, dépendance aux constantes) et d’élargir les possibilités de modélisation, il est possible d’ajouter une autre équation de conservation au système. Le système comporte alors deux équations de conservation de la masse (liquide et vapeur) en plus d’une équation de transport du taux de vide. Leurs formes varient selon les auteurs.

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial \alpha_v \rho_v}{\partial t} + \nabla (\alpha_v \rho_v \mathbf{u}_m) &= \dot{m} \\
 \frac{\partial \alpha_l \rho_l}{\partial t} + \nabla (\alpha_l \rho_l \mathbf{u}_m) &= -\dot{m} \\
 \frac{\partial \alpha}{\partial t} + \mathbf{u}_m \nabla (\alpha) &= \alpha_l \alpha_v \frac{\rho_v c_v^2 - \rho_l c_l^2}{\alpha_v \rho_l c_l^2 + \alpha_l \rho_v c_v^2} \nabla \cdot \mathbf{u}_m \\
 \frac{\partial \rho_m e_m}{\partial t} + \nabla (\rho_m e_m \mathbf{u}_m) &= -\mathbf{u}_m \Delta p + \mathbf{u}_m \nabla \bar{\tau}_m - \nabla Q_m
 \end{aligned} \tag{3.8}$$

Ces modèles sont dénommés modèles réduits car ils sont obtenus par simplification du modèle bi-fluide présenté ci-après (3.3).

L’avantage de ces modèles sont des systèmes mieux posés mathématiquement et pouvant gérer un déséquilibre supplémentaire [Goncalves, 2013], généralement thermique dans le cas des applications à la cavitation, mais d’autres choix sont possibles [Kapila et al., 1997]. Ces modèles résolvent l’équation d’énergie.

3.3 Modèles bi-fluide

Dans la modélisation bi-fluide chaque phase est traitée comme un milieu continu dans lequel les équations de conservation sont résolues. Ces équations de conservation sont moyennées (moyennes de

phases) et font intervenir le taux de vide caractérisant la quantité (volume) de la phase dans une maille et des termes d'échanges entre les phases. Ces termes doivent être modélisés ce qui entraîne des difficultés notables pour la fermeture du système. Le modèle bi-fluide ne suppose pas *a priori* d'équilibre entre les phases et permet une modélisation plus fine des écoulements. Il est à noter qu'en introduisant les hypothèses des modèles homogènes, le modèle bi-fluide se ré-écrit comme un modèle homogène. Nous pouvons donc considérer que les modèles homogènes sont des cas particuliers, relaxés à l'équilibre, du modèle bi-fluide.

La forme générale des équations de conservations de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie d'un modèle bi-fluide pour une phase k (k prenant la valeur l pour liquide et v pour vapeur) est la suivante :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \alpha_k \rho_k}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha_k \rho_k \mathbf{u}_k) &= \Gamma_k \\ \frac{\partial \alpha_k \rho_k \mathbf{u}_k}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha_k \rho_k \mathbf{u}_k \otimes \mathbf{u}_k) + \nabla \cdot (\alpha_k P_k) - \nabla \cdot (\alpha_k \bar{\bar{\tau}}_k + \bar{\bar{\Sigma}}_k) &= - (P_k - P_k^I) \nabla \alpha_k + \mathbf{F}_k^I \quad (3.9) \\ \frac{\partial \alpha_k \rho_k H_k^{tot}}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha_k \rho_k H_k^{tot} \mathbf{u}_k) - \nabla \cdot (\alpha_k \bar{\bar{\tau}}_k \cdot \mathbf{u}_k) &= \alpha_k \frac{\partial P_k}{\partial t} + \mathbf{F}_k^I \cdot \mathbf{u}_k + \mathbf{Q}_k^I \end{aligned}$$

Avec :

$$\left\{ \begin{array}{ll} \alpha_k & , \text{ la fraction volumique de la phase} \\ \rho_k & , \text{ la masse volumique de la phase} \\ \Gamma_k & , \text{ le transfert de masse entre les phases} \\ \mathbf{u}_k & , \text{ la vitesse de la phase} \\ P_k & , \text{ la pression de la phase} \\ P_k^I & , \text{ la pression à l'interface} \\ \bar{\bar{\tau}}_k & , \text{ le tenseur des contraintes de la phase} \\ \bar{\bar{\Sigma}}_k & , \text{ le tenseur des contraintes turbulentes} \\ H_k^{tot} = e_k + \frac{1}{2} \mathbf{u}_k^2 + \frac{P_k}{\rho_k} & , \text{ l'enthalpie totale} \\ e_k & , \text{ l'énergie interne} \\ \mathbf{F}_k^I & , \text{ la force entre les fluides exercée à l'interface} \\ \mathbf{Q}_k = -\lambda_k \nabla T_k & , \text{ le flux thermique de conduction} \\ T_k & , \text{ la température de la phase} \end{array} \right.$$

Les termes de fermetures étant ici nommés Γ_k , \mathbf{F}_k^I , \mathbf{Q}_k^I et P_k^I , respectivement terme source de transfert de masse, terme source de transfert de quantité de mouvement, terme source de transfert d'énergie interfaciale et pression de la phase à l'interface. Différents types de fermetures et d'hypothèses existent pour fermer le système. Quelques uns sont présentés ci-après mais leur développement ne fait pas l'objet de cette thèse.

3.3.1 Modèles à 6 équations

Le modèle à 6 équations, aussi dit "à une pression", est un modèle bi-fluide pour lequel une hypothèse d'équilibre en pression est prise $P_l = P_{sat} = P_v$. Cette hypothèse permet de simplifier la nature du modèle et de s'affranchir d'une fermeture sur la pression à l'interface. En considérant les temps associés aux équilibres dynamique ou thermique, l'équilibre en pression est le plus rapidement atteint puisque les ondes de pressions sont propagées à la vitesse du son dans la phase [Bilicki et al., 1996]. C'est donc l'hypothèse la plus réaliste faisable sans trop sacrifier en généralité.

Ces modèles sont relativement peu utilisés pour des applications en cavitation mais le sont couramment dans l'industrie nucléaire (RELAP [Allison et Johnson, 1989], *neptune_cfd* [Bestion et al., 2011]). Les logiciels Ansys FLUENT [ANSYS, 2013], AVL FIRE [AVL, 2020], STAR CCM+ [Kim, 2012] ainsi qu'OpenFOAM [Greenshields, 2018] disposent maintenant d'une implémentation de ce modèle (dénommée Euler-Euler ou encore Eulerian multi-fluid) ce qui le rend plus accessible. Il est à

noter que chaque code propose des fermetures de la quantité de mouvement et des implémentations numériques différentes qui ne font pas l'objet de cette thèse. Une illustration de ces choix pourra s'obtenir dans [Marfaing et al., 2018] qui étudie le comportement de *neptune_cfd* et de Star-CCM+ avec leurs fermetures respectives sur différents cas tests adiabatiques.

Dans les codes bi-fluide, la cavitation est modélisée via l'utilisation de terme source de changement de phase. Nous distinguons deux groupes selon l'appartenance du code. Les codes de thermohydraulique nucléaire proposent généralement des fermetures du terme source d'énergie basées sur l'expression d'un flux de chaleur défini via une température de surchauffe (pour des applications au phénomène de flashing notamment). Les codes commerciaux utilisent une implémentation dédiée à la cavitation qui est dérivée des approches homogènes et décrit l'évolution du rayon d'une bulle via un terme source de masse basé sur l'équation de Rayleigh-Plesset. Cette approche utilise un terme de transfert de masse qui ne requiert pas la résolution de l'équation de conservation de l'énergie.

Le *tab.3.2* liste les modèles bi-fluides à une pression appliqués à la cavitation. La majorité de ces articles proposent également une comparaison entre un code homogène et une implémentation bi-fluide. [Kinzel et al., 2019] [Viitanen et Peltola, 2021], utilisent les mêmes modèles de transfert de masse sur les deux codes. Ces auteurs concluent un gain notable du passage au code bi-fluide. Ce gain est obtenu par une meilleure résolution de la quantité de mouvement et la captation des vitesses de glissement entre les phases. [Viitanen et Peltola, 2021] note également un meilleur comportement du modèle de changement de phase sans modifier les coefficients du modèle. Nous pouvons également citer l'approche originale de [Mimouni et al., 2008] qui simule la cavitation dans un diaphragme avec *neptune_cfd* en s'inspirant du modèle de partition de flux des modèles d'ébullition en paroi. Dans cette approche, la cavitation est créée en paroi à l'aide d'une fréquence de nucléation dépendant de l'écart à la température de saturation. Dans le cœur de l'écoulement, l'écart à la température de saturation est remplacée par un écart à l'enthalpie de saturation.

Dans sa comparaison avec le code homogène CONVERGENCE, [Battistoni et al., 2014], remarque la nécessité d'utiliser un maillage plus raffiné pour le code bi-fluide que pour le code homogène. L'utilisation du code bi-fluide permet alors de capturer les phénomènes complexes de l'écoulement que le code homogène ne parvient pas à simuler ou à bien localiser.

Référence	Logiciel	Application
[Mimouni et al., 2008]	<i>neptune_cfd</i>	diaphragme
[Battistoni et al., 2014]	AVL FIRE	injecteur
[Saha et Li, 2016]	Ansys CFX	injecteur
[Kinzel et al., 2019]	Star-CCM+	hydrofoil
[Viitanen et Peltola, 2021]	OpenFOAM	hydrofoil

TABLE 3.2 – Simulations bi-fluide à une pression traitant de la cavitation avec le logiciel utilisé et leur application.

3.3.2 Modèles à 7 équations

Le modèle bi-fluide le plus complet est le modèle à 7 équations, aussi appelé modèle à deux pressions. En plus des 6 équations de conservations (3 par phase) une équation de transport du taux de vide est ajouté; portant le total à 7 équations de conservation.

$$\frac{\partial \alpha_k}{\partial t} + u_I \nabla \alpha_k = S_k \quad (3.10)$$

Avec S_k un terme source.

Une fermeture supplémentaire est à réaliser et différents choix sont fait selon les auteurs (vitesse à l'interface [Baer et Nunziato, 1986], pression à l'interface [Saurel et Lemetayer, 2001], potentiels chimique [Habchi, 2015]).

Ces modèles sont complexes et numériquement lourds. Il est donc généralement supposé que le fluide est non visqueux de manière à rendre le système strictement hyperbolique ce qui est un avantage de la formulation.

Les modèles bi-fluides à 7 équations sont très peu employés en cavitation ; et plus généralement dans le contexte de détonations, où les hypothèses d'équilibres des modèles homogènes ne sont pas toujours valides. Le modèle le plus connu est le modèle de [Baer et Nunziato, 1986] duquel bon nombre de modèles sont dérivés.

Nous citerons tout de même l'apport en cavitation de [Saurel et Lemetayer, 2001] pour les fluides métastables ainsi que [Habchi, 2015] pour les carburants. Notons que ces deux modèles à 7 équations appliqués aux écoulements cavitants utilisent une relaxation en pression et en vitesse. Dans [Habchi, 2015], le terme source modélise explicitement les effets en pression et de température pour modéliser les différents régimes de cavitation. Le couplage entre le transfert de masse et le transfert d'énergie associé se fait par relaxation de l'énergie libre de Gibbs à l'interface.

Référence	Applications	Dimmensions
[Baer et Nunziato, 1986]	tube à choc - détonation	1D
[Saurel et Lemetayer, 2001]	tube à cavitation - eau métastable	1D - 2D
[Zein et al., 2010]	tube à cavitation - eau métastable	1D
[Habchi, 2015]	injecteurs diesel (cavitation)	3D

TABLE 3.3 – Liste de quelques modèles bi-fluides à 7 équations et leurs applications respectives.

3.4 Point d'intérêt des modélisations eulériennes

Nous avons jusqu'à présent détaillé les modèles numériques existants en nous focalisant sur la gestion du changement de phase. Mais nous avons vu en introduction du chapitre que la cavitation fait intervenir de nombreux autres phénomènes complexes tels que la compressibilité et la turbulence. Nous proposons dans cette section de détailler comment ces problèmes sont gérés dans la littérature. Dans la continuité de l'état de l'art réalisé, les références mobilisées ici concernent uniquement les modèles homogènes.

3.4.1 Prise en compte de la compressibilité

En mécanique des fluides, la compressibilité peut recouvrir deux notions distinctes :

- phase compressible, le volume de la phase peut être réduit suite à une compression (augmentation de la pression). La masse volumique varie donc avec la pression.
- écoulement compressible, la vitesse de l'écoulement est comparable ou supérieure à la célérité du son dans la phase.

Pour déterminer si l'écoulement est compressible nous définissons le nombre de Mach :

$$Ma = \frac{v}{c}, \text{ avec } v \text{ la vitesse de l'écoulement et } c \text{ la célérité du son dans le milieu.} \quad (3.11)$$

Lorsque le nombre de Mach est supérieur à 0,3, l'écoulement est dit compressible.

Ces distinctions se répercutent dans la modélisation numérique où il faut distinguer la prise en compte de la compressibilité des phases (via l'utilisation d'équations d'états *ad hoc*) et la simulation d'un écoulement compressible qui nécessite des schémas numériques particuliers.

Nous détaillons la modélisation numérique de ces deux distinctions appliquées aux écoulements cavitants dans les deux sous parties qui suivent.

3.4.1.1 Prise en compte de la compressibilité de la phase

La majorité des simulations homogènes réalisées reposent sur une modélisation incompressible (au sens du fluide et de l'écoulement). La masse volumique est considérée comme indépendante de la pression et la simulation est cantonnée à de bas nombre de Mach sans quoi une erreur de modélisation est introduite.

L'eau liquide étant un fluide en première approche incompressible, ce choix de modélisation est donc justifié. Mais lorsque la cavitation se développe, la vapeur ainsi produite est un fluide compressible. Si l'on veut reproduire ce comportement physique, il faut modéliser la compressibilité de la vapeur, ce qui peut être fait en prenant une loi d'état *ad hoc* comme nous l'avons évoqué en partie 3.2.2. Plusieurs latitudes sont alors possibles, prendre en compte la compressibilité d'une phase, des deux phases ou encore agir sur le fluide mélange dans le cas des modèles homogènes.

Il est à noter que la cavitation occupe là une place particulière dans la modélisation numérique puisque sa modélisation par des modèles homogènes introduit une dépendance à la pression et donc par définition une compressibilité du fluide mélange.

3.4.1.2 Prise en compte de la compressibilité de l'écoulement

[Wallis, 1969] montre que dans un écoulement diphasique la célérité du son baisse fortement ce qui rend l'écoulement dans le mélange fortement compressible, le nombre de Mach local pouvant largement dépasser 1. Pour modéliser correctement la physique d'un tel écoulement il faut donc employer une modélisation compressible capable de capturer les ondes de chocs. Cette observation est appuyée par la découverte d'un mécanisme de condensation par onde de pression dans les écoulements cavitants [Ganesh, 2015].

Plusieurs auteurs [Venkateswaran et al., 2002], [Goncalves et al., 2010], [Park et Rhee, 2015], se sont intéressés à la comparaison entre les méthodes compressibles et incompressibles. Les modélisations incompressibles sont suffisantes pour capturer l'écoulement moyen mais des modifications, associées à la compressibilité, sont nécessaires pour correctement capturer la dynamique des poches cavitantes ainsi que leurs instationnarités [Reboud et al., 1998]. Dans le but de modéliser plus finement les variations de l'écoulement et les structures internes des poches de cavitation (voir *fig.3.4*) il est nécessaire d'utiliser une modélisation compressible. [Venkateswaran et al., 2002], [Goncalves et al., 2010] montrent par exemple que la structure du jet rentrant et des vortex est mieux capturée avec une modélisation compressible. Cette observation est illustrée sur la *fig.3.4*, où [Goncalves et al., 2010] compare un modèle barotrope incompressible à un modèle barotrope compressible. La simulation de la poche de cavitation avec le code compressible révèle la structure interne de la poche avec l'apparition de recirculation mais également une réparation différente du taux vide.

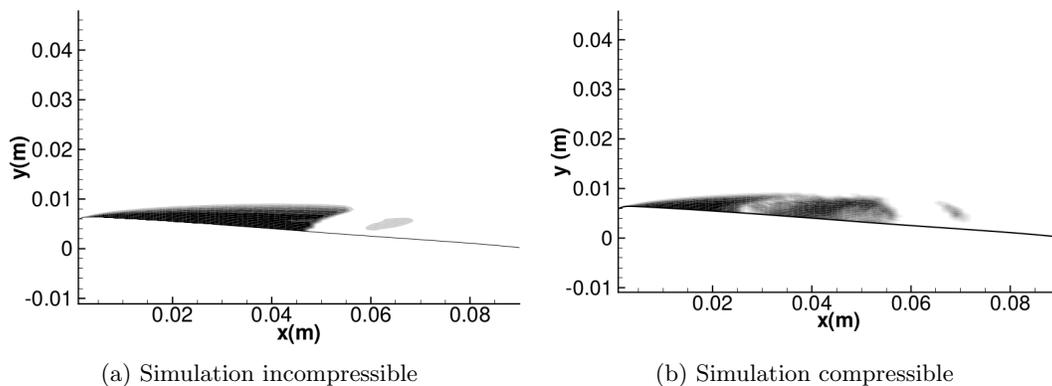


FIGURE 3.4 – Exemple de comparaison d'une simulation incompressible (a) et compressible (b) sur une géométrie de venturi à 4° [Goncalves et al., 2010]

3.4.2 Prise en compte de la turbulence

Nous avons vu que les écoulements cavitants se produisent généralement à haut Reynolds. Ce sont donc des écoulements de nature turbulente. La turbulence se manifeste par la création de structures tourbillonnaires de différentes tailles qui redistribuent l'énergie cinétique turbulente. De part l'existence de ces structures, les écoulements turbulents sont fortement instationnaires.

Une première méthode pour modéliser de tels écoulements est de recourir à la moyenne de Reynolds séparant l'écoulement moyen (simulé) de l'écoulement fluctuant (modélisé), c'est la méthode Reynolds Average Navier Stokes (RANS).

Une seconde méthode pour résoudre ces écoulements est de raisonner spatialement en résolvant les plus grandes structures transportant l'énergie cinétique turbulente, pour ne modéliser que les plus petites responsables de la dissipation de l'énergie cinétique turbulente. C'est la méthode Large Eddy Simulation (LES).

Enfin, il est possible de simuler tout l'écoulement sans appliquer de modélisation, c'est la méthode Direct Numerical Simulation (DNS). Cette méthode est la plus coûteuse et n'est encore aujourd'hui appliquée qu'à des configurations caractérisées par des nombres de Reynolds modestes à des fins académiques.

3.4.2.1 Modélisation RANS appliquée aux écoulements cavitants

L'utilisation d'un opérateur de moyenne en temps sur les équations de Navier-Stokes crée des termes de moyenne croisée qu'il est difficile de modéliser. Nous distinguons ainsi trois familles de modèles RANS selon le degré des termes croisés modélisés.

- les modèles d'ordre zéro (ou algébrique) résolvant une équation algébrique,
- les modèles de premier ordre résolvant un système de deux équations,
- les modèles d'ordre deux résolvant un système d'équation pour le tenseur de Reynolds.

En cavitation, la modélisation de la turbulence se fait majoritairement via le recours à des modèles à deux équations dits du premier ordre. De nombreux modèles ont été testés mais [Goncalvès, 2011] observe une incapacité des modèles de turbulence à correctement modéliser les phénomènes de cavitation ainsi qu'une dépendance forte au modèle de cavitation choisi. [Reboud et al., 1998] propose d'implémenter une correction de la viscosité turbulente qui améliore grandement les résultats. Dès lors, l'utilisation de la correction de Reboud devient indispensable. Avec cette correction l'ensemble des modèles donnent des résultats cohérents avec l'expérience bien que des modèles puissent être privilégiés selon le type d'écoulement.

Les modèles $k - \omega$ SST sont les plus répandus dans la littérature. Rappelons que le modèle $k - \omega$ SST est une correction du modèle $k - \omega$ tendant vers le modèles $k - \epsilon$ loin de la paroi. C'est un modèle polyvalent qui obtient de bons résultats dans des configurations variées et a un bon comportement numérique. Ce modèle est également apprécié dans la communauté diphasique.

3.4.2.2 Modélisation LES appliquée aux écoulements cavitants

Le développement des capacités numériques voit également émerger un certain nombre de simulations LES ou hybride RANS-LES avec des études comparatives [Sedlar et al., 2016]. Il est cependant à noter que les simulations LES nécessitent un raffinement important du maillage pour être pertinentes comme le montre [Wu et al., 2016]. En effet, une simulation LES doit résoudre l'entière des échelles macroscopiques et n'appliquer son modèle qu'aux petites structures dissipatives (échelle de Taylor). Nous ajouterons qu'une évaluation de la qualité de résolution d'une simulation LES peut être obtenue en calculant le spectre turbulent *a posteriori*.

L'apport majoritaire des approches LES est leur capacité à résoudre les phénomènes instationnaires ainsi qu'une partie des effets anisotropes à l'échelle des structures macroscopique (puisque résolues). Des approches voient le jour concernant l'implantation de modèles sous grille avec des hypothèses d'anisotropies [Zahiri et Roohi, 2019]. Enfin, contrairement aux approches RANS, les simulations LES

homogènes n'ont pas besoin de mettre en place la correction de Reboud. Malgré cela, les approches LES restent marginales en cavitation et nécessitent de plus amples vérifications pour en tirer le plein potentiel.

3.4.3 Prise en compte des effets thermiques

Puisqu'en première approche la cavitation peut être considérée comme isotherme pour certaines applications (*chap.* 1), les modèles homogènes n'incluent généralement pas l'équation d'énergie pour traiter de la cavitation. Cependant certains auteurs se sont également intéressés à la prise en compte des effets thermiques en cavitation généralement dans le cadre des fluides cryogéniques. On dénombre ici des modifications des modèles HEM et HRM présentés plus haut mais aussi l'utilisation de modèles dit réduits (*i.e.* à partir d'un modèle bi-fluide) à 5 équations de [Goncalvès, 2013] où encore via une prise en compte des échanges thermiques à la surface de la bulle [Colombet et al., 2017].

Référence	Modèle	Application
[Ventikos et Tzabiras, 2000]	HEM avec tables	hydrofoil
[Saurel et al., 1999]	HEM	objet hyper véloce
[Zwart et al., 2004]	TTV : Zwart - Geber - Belamri (ZGB)	hydrofoil, inducteur
[Utturkar et al., 2005]	TTV : MUSHY Interface Discret Model (MIDM)	hydrofoil, ogive, fluide cryogénique
[Saha, 2013]	Saha - Abu - Ramadan - Li (SAL)	injecteur
[Roland et al., 2007]	thermo-barotrope	venturi
[Saurel et al., 2008]	réduit : 5 équations	métastabilité
[Goncalvès, 2014]	HRM	venturi
[Goncalvès, 2013]	réduit : 5 équations	tube à choc
[Colombet et al., 2017]	TTV : transfert d'énergie	tube à choc, fluide cryogénique

TABLE 3.4 – Liste non exhaustive des modélisations homogènes traitant de la cavitation en résolvant l'équation d'énergie. L'application et les noms sont issues des publications d'origine.

Pour les modèles HEM les modifications consistent à rendre la loi d'état du mélange dépendante de la température en plus de la pression. La loi d'état devient donc thermo-barotrope et requiert la résolution de l'équation d'énergie. Pour ce faire, [Saurel et al., 1999] connecte la loi de Tait pour la phase liquide à la loi des gaz parfaits pour la phase vapeur via des courbes auto-similaires passant par les états d'équilibres du mélange. De façon plus simple, [Schmidt et al., 2006] utilisent une loi de Tait modifiée (dont les propriétés dépendent de la températures) pour le liquide. [Agostino et Rapposelli, 2003] prend en compte les effets thermiques sur la célérité des phases pures et intègre une vitesse du son dans le mélange fonction de la température. Néanmoins ce modèle nécessite un calage. Notons aussi [Ventikos et Tzabiras, 2000] qui utilise des tables thermodynamiques.

Nous revenons plus en détail sur les effets thermodynamiques en cavitation en annexe 3.

3.5 Autres modélisations existantes

L'étude de la cavitation à des échelles différentes permet de répondre à différents verrous scientifiques. Ces avancées permettent de mieux comprendre les différents mécanismes des écoulements cavitants et d'orienter nos choix de modélisation. Ces études mettent en place des outils de modélisation différents du formalisme eulérien présenté précédemment. Nous présentons succinctement dans cette sous partie d'autres méthodes de modélisation qui sont également employées en cavitation.

3.5.1 Modélisation Euler-Lagrange

A défaut de pouvoir modéliser chaque bulle présente dans un écoulement cavitant une modélisation intermédiaire consiste à coupler le formalisme eulérien (avec une modélisation homogène) à un formalisme lagrangien permettant de suivre l'évolution d'un nombre donné de bulles dans l'écoulement [Ya-

kubov et al., 2013]. Cette modélisation a l'avantage d'avoir un jeu de variables indépendantes décrivant l'évolution locale des bulles.

En associant les avancées dans les deux domaines (*i.e.* eulérien et lagrangien) [Peters et el Moctar, 2020] propose une transition progressive entre différentes tailles de structures. Nous le retrouverons au *chap.7* pour évoquer le modèle d'érosion qui y est lié.

3.5.2 Autres formalismes de modélisation

En mécanique des fluides, nous recensons deux autres méthodes bien distinctes de ce qui est présenté dans ce chapitre : les méthodes Smoothed Particle Hydrodynamics (SPH, particules hydrodynamiques lissées en français) et les méthode de Lattice-Boltzmann (LB).

La première est une variante des schémas de discrétisation (remplaçant dans notre cas les volumes finis) et consiste à simuler des paquets de particules lagrangiennes représentant le fluide sans avoir recours à un maillage. Les avantages de cette méthode sont principalement un coût de calcul abaissé, une gestion implicite des interfaces et une facilité à la parallélisation ainsi qu'aux traitements des problèmes sur de très larges échelles. Le défaut principal réside dans le traitement des conditions aux limites qui ne sont pas triviales. Nous citerons en cavitation les travaux de [Joshi et al., 2019] qui réalise un couplage fluide-structure de l'implosion d'une bulle.

La seconde diffère dans les équations résolues. Il s'agit de résoudre les équations de la physique statistique des interactions entre particules. Elle a l'avantage naturel de pouvoir simuler des fluides non newtoniens et d'être facilement parallélisable. Ainsi, malgré la simulation d'une échelle mésoscopique nous citerons des applications allant jusqu'à l'échelle d'une pompe [Launchbury et al., 2022].

Ces méthodes sont encore émergentes et relativement peu appliquées en cavitation.

3.5.3 Approche avec simulation d'interface à l'échelle des bulles

Les problématiques à l'échelle des bulles sont différentes de celles évoquées au paragraphe 3.1.1. Il en résulte donc des choix de modélisations différentes de celles appliquées pour nos écoulements cavitants. En particulier, l'échelle réduite rend possible la prise en compte de l'interface de la bulle. Cette prise en compte est réalisée à l'aide de méthodes de front tracking permettant de suivre l'évolution de la forme de l'interface. Cette famille de modélisation est divisée en deux grandes méthodes : les Boundary Integral (BI) se contentant d'un écoulement potentiel pour la phase liquide et les Free Surface Method résolvant les équations de Navier-Stokes pour la phase liquide.

Le développement et l'engouement pour les méthodes homogènes vu dans les précédentes parties (3.2) se retrouve également dans l'analyse de la dynamique du collapse d'une bulle où des méthodes compressibles sont utilisées pour capturer les ondes de chocs dues à l'implosion de la bulle. C'est également l'occasion pour les auteurs d'étudier le potentiel érosif de différents scénarios de collapsus de bulle [Leclercq, 2017].

Ces méthodologies de modélisation permettent aussi de s'intéresser à des cluster de bulles pour étudier les interactions et les modes d'implosion d'un nuage de cavitation. Ces travaux permettent de répondre à l'hypothèse d'amplification d'un nuage de bulle. Dans cette usage, nous retrouvons également la méthode Euler-Lagrange décrite ci-dessus (paragraphe 3.5.1).

3.6 Synthèse

Nous avons vu dans ce chapitre une pluralité de modèles issus du formalisme Euler-Euler. Nous présentons dans le tableau 3.5 les différentes modélisations abordées dans ce chapitre ainsi que les avantages et inconvénients qui en ressortent.

D'un point de vue industriel, l'utilisation des modèles homogènes qui sont facilement implémentables et dont le système comporte moins d'équations est souvent privilégié. Les modèles HEM sont pertinents

Famille	Modèle	Avantage	Limitations
homogène	HEM	rapide, bien posé avec la bonne EOS	à l'équilibre, dynamique limitée
	barotropes	ajustable, déséquilibre possible...	... mais arbitraire arbitraire
	HRM	déséquilibre possible	constante de relaxation souvent inconnue
	TTV	simples à implémenter, bons résultats une fois calibrés	généralement empiriques et mal posés, dépendance forte de la constante
bi-fluide	6 - équations	gère les déséquilibres thermique et dynamique	système plus lourd, fermetures à déterminer
	7 - équations	bien posé, prise en compte de tous les déséquilibres	système lourd, généralement en fluide parfait, une fermeture supplémentaire

TABLE 3.5 – Tableau récapitulatif des modélisations rencontrées en cavitation et résumé succinct de leurs avantages et limitations.

sur des écoulements à l'équilibre ou en première approximation d'une étude. Ils montrent cependant leur limite pour les écoulements plus complexes et à forte vorticité.

Les modèles TTV répondent à ce besoin et sont donc majoritairement utilisés en industrie pour simuler des écoulements cavitants. Ils souffrent quant à eux d'une forte dépendance à leurs constantes. Les avantages calculatoires du modèle face à des modèles réduits, mieux posés, ou des modèles bi-fluides sont discutables s'il est nécessaire de calibrer les constantes pour chaque géométrie.

Nous avons également porté notre attention sur la prise en compte de la compressibilité de la phase vapeur puis de l'écoulement dans les simulations cavitantes. Il apparaît que pour des écoulements fortement instationnaires, la prise en compte de la compressibilité de la phase vapeur soit nécessaire pour capturer les fluctuations de l'écoulement et capturer fidèlement les variations de débits.   l'échelle de l'hydrofoil, la capture des ondes de chocs avec un code dont le schémas numérique résout les écoulements compressibles, au prix d'une résolution temporelle et spatiale accrues, ne nous semble cependant pas pertinente. Nous tenterons de prouver le bien fondé de ce choix dans notre travail avec *neptune.cfd*.

La modélisation de la turbulence avec la modélisation homogène nécessite l'application d'une correction de la viscosité turbulente appelée correction de Reboud. Après quoi l'ensemble des modèles semble pouvoir capturer les caractéristiques essentielles des écoulements cavitants. Le modèle de turbulence le plus utilisé dans la littérature homogène durant cette dernière décennie est le modèle $k - \omega$ SST.

Les approches LES se passent de l'application d'un correcteur mais sont bien plus c teuses et encore peu nombreuses. De plus les applications à la cavitation manquent encore d'un consensus général quand aux usages de cette méthodologie.

Enfin, dans la famille des modèles bi-fluides, seuls les modèles à 6-équations sont réellement utilisables en configurations industrielles. Leurs apparitions dans des logiciels commerciaux devraient favoriser leur utilisation pour des études où la dynamique de l'écoulement est plus complexe et le fluide potentiellement hors de l'équilibre thermodynamique.

Modélisation numérique des écoulements cavitants instationnaires avec le code *neptune_cfd*

4.1 Présentation générale de *neptune_cfd*

Le code *neptune_cfd* est développé en partenariat par quatre parties : le CEA (Commissariat à l’Energie Atomique), EDF, Framatome et l’IRSN (Institut de Radioprotection et de Sécurité Nucléaire) pour une application à la thermohydraulique nucléaires [Guelfi et al., 2007]. C’est un code résolvant les équations de Navier-Stokes appliquées aux écoulements diphasiques par la méthode des volumes finis. Il est basé sur le modèle bi-fluide à une pression présenté par [Ishii, 1975] où, pour simplifier le modèle, une égalité de la pression entre les phases a été supposée. Il est également à noter que *neptune_cfd* propose, en plus de traiter deux phases, une extension à n champs.

Un champ est un choix de modélisation selon un critère différenciant et pour lequel les équations de conservations sont résolues. Un champ est communément un constituant physique différent ou différentes phases d’un même constituant (liquide ou gazeux) mais peut également représenter une population de taille de bulles (gaz dans de l’eau) ou au contraire de gouttes (inclusions d’eau dans du gaz).

Différents sous modèles existent dans ce code amené à simuler une grande variété d’écoulements (écoulement adiabatique ou fortement chauffé, écoulement à bulles dispersées, à poches où à interfaces libres,...). Nous ne nous intéressons ici qu’à son formalisme dédié aux écoulements à bulles dispersées correspondant à des bulles de vapeur (dites phase dispersée) au sein de l’écoulement liquide (dit phase continue).

4.2 Equations de conservation

Dans cette thèse nous nous restreindrons à l’utilisation de deux champs : une phase liquide notée l et une phase vapeur notée v . Nous écrirons les systèmes d’équations avec un indice de phase k pouvant prendre la valeur l ou v . Le code *neptune_cfd* résout les trois équations de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l’énergie que nous présentons ci-dessous. L’établissement des équations du modèle bi-fluide est proposé en annexe A.1.

Equation de conservation de la masse :

$$\frac{\partial}{\partial t} (\alpha_k \rho_k) + \nabla \cdot (\alpha_k \rho_k \mathbf{u}_k) = \Gamma_k \quad , \text{ avec : } \begin{cases} \alpha_k & , \text{ la fraction volumique de la phase} \\ \rho_k & , \text{ la masse volumique} \\ \mathbf{u}_k & , \text{ la vitesse de la phase k} \\ \Gamma_k & , \text{ le transfert de masse entre les phases} \end{cases} \quad (4.1)$$

La conservation de la masse totale dans le système implique :

$$\sum_{n=l,v}^n \Gamma_k = 0 \Leftrightarrow \Gamma_l = -\Gamma_v \quad (4.2)$$

Et la conservation du volume dans une cellule implique :

$$\sum_{n=l,v}^n \alpha_k = 1 \Leftrightarrow \alpha_l = 1 - \alpha_v \quad (4.3)$$

Equation de conservation de la quantité de mouvement :

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho_k \mathbf{u}_k) + \nabla \cdot (\alpha_k \rho_k \mathbf{u}_k \otimes \mathbf{u}_k) = -\alpha_k \nabla P + \nabla \cdot \left(\alpha_k \mu_k \left(\bar{\bar{\mathbf{S}}}_k + \bar{\bar{\mathbf{S}}}_k^T \right) \right) + \alpha_k \rho_k \mathbf{g} + \mathbf{M}_k^I \quad (4.4)$$

Où :

$$\left\{ \begin{array}{ll} \bar{\bar{S}}_{ij} = \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial u_i}{\partial x_i} \delta_{ij} & , \text{ le tenseur des contraintes visqueuses} \\ \bar{\bar{S}}_k^T & , \text{ le tenseur des contraintes turbulentes} \\ \mathbf{M}_k^I = \Gamma_k \mathbf{U}_k^I + \mathbf{M}'_k & , \text{ le transfert interfacial de la quantité de mouvement} \\ \mathbf{U}_k^I & , \text{ la vitesse à l'interface} \end{array} \right.$$

La conservation de la quantité de mouvement entre les phases implique :

$$\sum_{n=l,v}^n \Gamma_k \mathbf{U}_k^I + \mathbf{M}'_k = 0 \quad (4.5)$$

Equation de conservation de l'énergie :

$$\frac{\partial \alpha_k \rho_k H_k^{tot}}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha_k \rho_k H_k^{tot} \mathbf{u}_k) = -\nabla \cdot (\alpha_k \mathbf{Q}_k) + \nabla \cdot \left(\alpha_k \mu_k \bar{\bar{S}}_k \mathbf{u}_k \right) + \alpha_k \rho_k \mathbf{g} \cdot \mathbf{u}_k + Q_k^I \quad (4.6)$$

Avec :

$$\left\{ \begin{array}{ll} H_k^{tot} = e_k + \frac{1}{2} \mathbf{u}_k^2 + \frac{P_k}{\rho_k} & , \text{ l'enthalpie totale} \\ e_k & , \text{ l'énergie interne} \\ \mathbf{Q}_k = -\lambda_k \nabla T_k & , \text{ le flux thermique de conduction} \\ Q_k^I = \Gamma_k H_k^I + Q'_k & , \text{ le transfert interfacial d'énergie} \\ H_k^I & , \text{ l'enthalpie à l'interface} \end{array} \right.$$

La conservation de l'énergie dans le système implique :

$$\sum_{n=l,v}^n \Gamma_k H_k^I + Q'_k = 0 \quad (4.7)$$

La modélisation, propre au modèle à bulles dispersées, des termes de fermeture Γ_k , M_k^I , Q_k^I sont détaillés dans les parties suivantes.

4.3 Modèles de fermeture de la quantité de mouvement

Le terme de fermeture de la quantité de mouvement représente la somme des forces qui s'exercent entre la phase liquide et la phase vapeur. Puisque nous nous limitons ici à un système ne comprenant que deux phases le terme de fermeture du liquide est, par construction, l'opposé du terme pour la vapeur. Nous y dénombrons les interactions suivantes qui sont modélisées par les relations décrites ci-après :

- traînée,
- portance,
- masse ajoutée,
- dispersion turbulente.

L'expression générale du terme source de quantité de mouvement est défini par la somme de chacune des conditions comme suit :

$$\mathbf{M}'_v = \mathbf{M}_v^D + \mathbf{M}_v^L + \mathbf{M}_v^{AM} + \mathbf{M}_v^{TD} \quad (4.8)$$

Chacun ces termes est détaillé ci-après, la nomenclature étant issue de terminologie anglaise : D (Drag), L (Lift), AD (Added Mass), TD (Turbulent Dispersion).

4.3.1 Force de traînée

La force de traînée est modélisée par une corrélation dédiée aux écoulements dispersés [Ishii et Zuber, 1979] qui s'appuie sur le régime local de l'écoulement pour déterminer le coefficient de traînée.

$$\mathbf{M}_v^D = -\frac{1}{8} A_i \rho_l C_D |\mathbf{u}_v - \mathbf{u}_l| (\mathbf{u}_v - \mathbf{u}_l), \quad (4.9)$$

Avec A^I l'aire interfaciale et C_D le coefficient de traînée de la bulle déterminé par une corrélation empirique :

$$C_D = \frac{2}{3} d \sqrt{\frac{g |\rho_v - \rho_l|}{\gamma}} \left(\frac{1 + 17.67 (f(\alpha))^{6/7}}{18.67 f(\alpha)} \right) \quad (4.10)$$

où d est le diamètre de la bulle et γ est la tension superficielle.

4.3.2 Force de portance

La force de portance est une force qui s'exerce perpendiculairement à la force de traînée.

$$\mathbf{M}_v^L = -C_L \alpha_v \rho_l (\mathbf{u}_v - \mathbf{u}_l) \wedge (\nabla \wedge \mathbf{u}_l), \quad (4.11)$$

Avec C_L le coefficient de portance. Ce coefficient vaut 1/2 dans le cas d'un écoulement potentiel autour d'une bulle sphérique lorsque le nombre de Reynolds tend vers l'infini [Auton, 1987]. Son expression est basée sur la corrélation empirique de [Tomyiama et al., 2002] utilisant une définition modifiée du nombre d'Eötvös :

$$Eo_H = \frac{g(\rho_v - \rho_l)d_H^2}{\gamma} \quad (4.12)$$

Où γ est la tension superficielle et d_H est la plus grande dimension de la bulle déformée. Elle est modélisée avec la corrélation de [Wellek et al., 1966] :

$$d_H = D_b \sqrt[3]{1 + 0.163 Eo^{0.757}} \quad (4.13)$$

Avec D_b le diamètre sphérique équivalent de la bulle et le nombre d'Eötvös calculé en remplaçant D_b à la place de d_H dans *eq.4.12*. Nous définissons également le nombre de Reynolds comme :

$$Re = \frac{u_v D_b}{\nu_v} \quad (4.14)$$

Ce qui permet finalement d'écrire un coefficient de portance en fonction du nombre d'Eötvös (dépendant du régime d'écoulement) :

- Si $Eo_H < 4$:

$$C_L = \min \{0.288 \tanh(0.121Re), 0.00105Eo_H^3 - 0.0159Eo_H^2 - 0.0204Eo_H + 0.474\} \quad (4.15)$$

- Si $4 \leq Eo_H \leq 10$:

$$C_L = 0.00105Eo_H^3 - 0.0159Eo_H^2 - 0.0204Eo_H + 0.474 \quad (4.16)$$

- Si $Eo_H > 10$:

$$C_L = -0.27 \quad (4.17)$$

4.3.3 Force de masse ajoutée

La force de masse ajoutée traduit l'effet d'accélération du fluide sur la bulle. Son expression est la suivante :

$$\mathbf{M}_v^{AM} = -C_A \frac{1 + 2\alpha_v}{1 - \alpha_v} \alpha_v \rho_l \left[\left(\frac{\partial \mathbf{u}_v}{\partial t} + \mathbf{u}_v \cdot \nabla \mathbf{u}_v \right) - \left(\frac{\partial \mathbf{u}_l}{\partial t} + \mathbf{u}_l \cdot \nabla \mathbf{u}_l \right) \right], \quad (4.18)$$

avec C_A le coefficient de masse ajoutée valant 1/2 pour une bulle sphérique. Le facteur $(1+2\alpha_v)/(1-\alpha_v)$ prend en compte les effets de concentration des bulles sur la force de masse ajoutée [Zuber, 1964].

4.3.4 Force de dispersion turbulente

La dernière force modélisée est la force de dispersion turbulente qui caractérise l'impact des inclusions sur la turbulence de la phase continue.

$$\mathbf{M}_v^{TD} = -\frac{2}{3} \alpha_l \alpha_v C_{DT} \frac{\partial \alpha_v}{\partial x} \quad (4.19)$$

-Avec C_{TD} un coefficient défini comme :

$$C_{TD} = \frac{F_{12} \tau_{12}^t}{3\rho_l} \frac{b + \eta_r}{1 + \eta_r} + \frac{C_{12}}{\rho_l} \frac{b^2 + \eta_r}{1 + \eta_r} - \frac{b + \eta_r}{1 + \eta_r} - \frac{\alpha_l}{\alpha_v} \quad (4.20)$$

Où b est défini comme :

$$b = \frac{1 + C_{VM}}{\frac{\rho_l}{\rho_v} + C_{VM}} \quad \text{avec} \quad C_{VM} = \alpha_v \frac{C_{12}}{\rho_l} \quad (4.21)$$

Ainsi que :

$$\eta_r = \frac{\tau_{12}^t}{\tau_{12}^F} \quad \text{avec} \quad \tau_{12}^F = \frac{\rho_v + \alpha_l C_{12}}{\alpha_l F_{12}} \quad (4.22)$$

4.4 Modèles de fermeture de l'équation d'énergie

4.4.1 Lien entre transfert de masse et transfert d'énergie

L'équation de conservation de l'énergie est couplée avec l'équation de conservation de la masse par le terme source de masse Γ_k .

Pour ces deux équations de conservation, les échanges entre les phases à l'interface sont régis par des équations de sauts (4.2) et (4.7). En utilisant les deux relations nous pouvons écrire :

$$Q_l^I = -Q_v^I \Leftrightarrow \Gamma_l H_l^{sat} + Q_l' = -\Gamma_v H_v^I - Q_v' \quad (4.23)$$

$$\Leftrightarrow \Gamma_l = \frac{Q_l' + Q_v'}{H_v^I - H_l^I} \quad (4.24)$$

Nous supposons que les phases sont à l'équilibre à l'interface, elles sont ainsi à saturation et $H_k^I = H_k^{sat}$. Nous pouvons donc ré-écrire :

$$\Gamma_l = \frac{Q_l' + Q_v'}{H_v^{sat} - H_l^{sat}} \quad (4.25)$$

Ce qui fait apparaître la chaleur latente de vaporisation $\mathcal{L} = H_v^{sat} - H_l^{sat}$:

$$\Leftrightarrow \Gamma_l = \frac{Q_l' + Q_v'}{\mathcal{L}} \quad (4.26)$$

Pour modéliser le changement de phase il est alors nécessaire de proposer une fermeture pour les termes d'échange d'énergie à l'interface Q_k' qui prennent la forme d'un flux de chaleur entre les phases.

4.4.2 Algorithme de couplage masse-énergie

Les équations de conservation de la masse et de l'énergie sont couplées au travers des variables vitesse et pression ainsi que des termes sources de masse et d'énergie. Leurs résolutions sont faites au travers d'un pas de temps fractionnaire visant à résoudre les équations simplifiées et à itérer sur les termes implicites. Ce processus fait intervenir une résolution itérative appelée cycle αPh spécifique à *neptune_cfd*.

La *fig.4.1* résume les grandes étapes de l'algorithme de *neptune_cfd*. Plus de détails sur les étapes de l'algorithme et les différents schémas numériques sont données en annexes A.4.

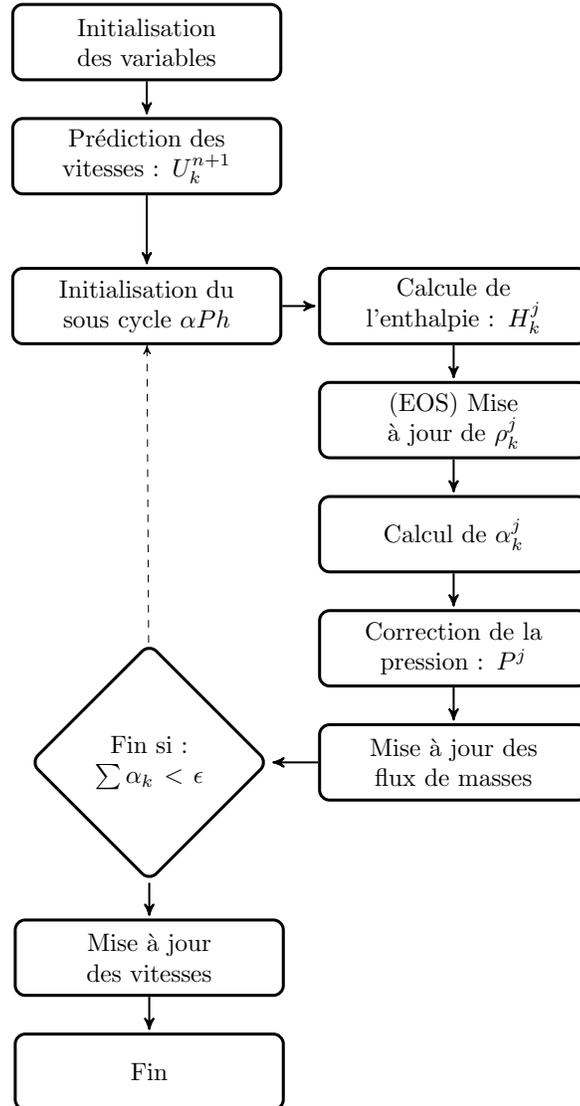


FIGURE 4.1 – Diagramme simplifié des étapes du schéma numérique de *neptune_cfd*.

4.4.3 Termes sources de changement de phases disponibles dans *neptune_cfd*

Nous allons maintenant présenter les différentes expressions des termes sources Q'_k disponibles dans la version de base de *neptune_cfd*, pour les écoulements à bulles dispersées. Il existe des modèles proportionnels à la différence de température à la saturation destinés aux écoulements bouillants et un modèle basé sur une différence d'enthalpie à la saturation, développé pour les brèches diphasiques (appelée "flashing" en anglais), à savoir un écoulement de vaporisation rapide suite à une baisse soudaine de la pression.

Il est à noter que pour des raisons d'implémentation de schéma numérique, et de stabilité, l'utilisation du modèle requiert également de renseigner les dérivées partielles des modèles par rapport à la pression et à l'enthalpie. Ces dérivées sont triviales pour les modèles présentés ici et ne sont pas reportées pour des questions de lisibilité. Plus de détails sont disponibles en annexe *chap.A.4*.

4.4.3.1 Modèle de temps de retour à la saturation

Le modèle le plus simple pour simuler le changement de phase d'un écoulement bouillant est un modèle basé sur l'écart de la température à saturation.

$$Q' = f(\alpha_l, \alpha_v) \frac{\rho_k C p_k}{\tau_k} (T_k^{sat} - T_k) \quad (4.27)$$

τ_k est une constante de relaxation définie par l'utilisateur, $f(\alpha_l, \alpha_v)$ est un paramètre numérique de pondération pouvant prendre les valeurs suivantes :

- 1,
- α_l ,
- α_v ,
- $\alpha_l \times \alpha_v$.

4.4.3.2 Modèle à cœur dit "Ranz-Marshall"

Une variante dédiée aux écoulements dilués (avec faibles taux de vide) est le modèle de Ranz-Marshall, intégrant une corrélation supplémentaire à l'écoulement.

$$Q' = \frac{6\alpha_v Nu \lambda_l}{d_b^2} (T_{sat} - T_l) \quad (4.28)$$

avec le nombre de Nusselt défini en utilisant la corrélation de Ranz-Marshall [Ranz et Marschall, 1952] :

$$\left\{ \begin{array}{l} d_b, \text{ le diamètre de la bulle} \\ Nu = 2 + 0.6(Re)^{1/2}(Pr)^{1/3}, \text{ le nombre de Nusselt} \\ Re = \rho_l \frac{d_b |V_r|}{\mu_l}, \text{ le nombre de Reynolds} \\ Pr = \frac{\mu_l C p_l}{\lambda_l}, \text{ le nombre de Prandtl} \end{array} \right.$$

4.4.3.3 Modèle à bulle de Manon-Berne

Le modèle "bulle Manon-Berne" est divisé en deux sous-modèles en fonction du signe de l'écart de la température liquide à la température de saturation. Pour les liquides surchauffés la modélisation de [Berne, 1983] est adoptée, alors que pour les liquides sous-refroidis, c'est le modèle de Manon qui est utilisé [Manon, 2000].

- Si : $(T_l^{sat} - T_l) > 0$, modèle de Manon pour le liquide sous-refroidi

$$Q' = 6\lambda_l C p_l Nu (T_l^{sat} - T_l) \quad (4.29)$$

avec $Nu = 2 + 0.6\sqrt{Re}Pr^{\frac{1}{3}}$

- Si : $(T_l^{sat} - T_l) < 0$, modèle de Berne pour le liquide surchauffé

$$Q' = 6C (T_l^{sat} - T_l) \quad (4.30)$$

avec C un coefficient dépendant du régime : convection forcée, transitoire ou permanent. Le choix n'est pas détaillé ici car il n'intervient pas en cavitation. Ce modèle de vaporisation convient bien aux scénarios de chauffe pour une large gamme de conditions. C'est le modèle par défaut de *neptune_cfd* en configuration « bulle dispersée ».

4.4.3.4 Modèle de Flashing

Ce modèle est dédié aux vaporisations brusques liées à des dépressurisations rapides. Il est issu d'une corrélation réalisée à partir d'essais expérimentaux à destination du code système CATHARE. Le modèle est directement exprimé en enthalpie. Il est divisé en deux sous-modèles via le signe de l'écart à l'enthalpie de saturation. Pour les liquides sur-saturés la modélisation classique de Cathare est adoptée [Serre et Bestion, 1999] [cfd support, 2014], alors que pour les liquides sous-saturés c'est le modèle de [Manon, 2000], exprimé en enthalpie, qui est utilisé :

$$Q'_l = -COEF(H_l - H_l^{sat}) \text{ si } H_l > H_l^{sat} \quad (4.31)$$

Le coefficient, COEF, issu de la corrélation expérimentale, prend en compte le temps de retour à la saturation :

$$COEF = FLASH \times 1.2 \cdot 10^{-8} \rho_l^2 \times \frac{U_l^2 + V_0^2}{\mu_l} \times \exp(4.5 \alpha_v), V_0 = 4$$

La valeur du paramètre FLASH dépend de deux variables : ζ et CC , le premier est défini comme :

$$\zeta = \sqrt{\left(\frac{\alpha_2}{0.02}\right)^2 + \left(\frac{H_l - H_l^{sat}}{\delta H}\right)^2} \quad (4.32)$$

Et le second comme :

$$CC = 0.001 \frac{|H_l - H_l^{sat}|}{\delta H}, \text{ avec } \delta H = 1500 \times \exp(1.253 \cdot 10^{-6} H_l) \quad (4.33)$$

Nous avons alors :

- Par défaut $\rightarrow FLASH = 1$
- $\zeta \leq 1 \rightarrow FLASH = CC$
- $1 < \zeta < 2 \rightarrow FLASH = CC + (1 - CC) * (5 - 12\zeta + 9\zeta^2 - 2\zeta^3)$

4.4.3.5 Discussion

Les modèles d'origine de *neptune_cfd* sont principalement dédiés aux écoulements bouillants rencontrés dans le domaine de la thermohydraulique nucléaire. Ils ne rendent compte des changements de pression qu'indirectement par l'évaluation des propriétés physiques des fluides telles que la température de saturation, la masse volumique ou la capacité calorifique. Ils ne paraissent donc pas, de prime à bord, adaptés aux écoulements cavitants.

Le modèle Flashing, dédiés aux écoulements accidentels de dépressurisation brusque, est lui écrit en enthalpie et pourrait rendre compte du phénomène de cavitation. Il est cependant créé sur la base

d'une corrélation empirique et possède de nombreux coefficients issus du calage à l'expérience. D'une part ces derniers ne pourront pas rendre compte du changement de géométrie et, d'autre part, nous cherchons justement à éviter le recours à des coefficients empiriques. Ces observations, combinées avec de premiers essais de simulations numériques de la cavitation sur un hydrofoil, disponibles en annexe B.3, nous conduisent à la proposition d'un nouveau modèle de changement de phase.

4.4.4 Proposition d'un modèle de changement de phase en enthalpie

Les modèles de changement de phase de *neptune_cfd* sont essentiellement développés pour des applications nucléaires dont les changements de phases se produisent par apport d'énergie thermique. Ils ne conviennent pas à la cavitation dont le changement de phase est déclenché par la baisse de pression. Nous avons donc développé un modèle dédié à la cavitation.

4.4.4.1 Description du modèle

Nous proposons une écriture différente du terme source d'énergie pour traiter les changements de phases en régime cavitant caractérisés par des baisses de pression. L'équation d'énergie est exprimée en fonction de l'enthalpie qui est une variable thermodynamique traduisant les échanges mécaniques (de pression) et de chaleur entre les phases. Nous proposons donc d'utiliser cette variable pour le terme source. Par changement de variable, les conditions de cavitation de la phase liquide deviennent donc :

$$\text{Si : } P_l < P^{sat}(H_k) \Leftrightarrow H_l > H_l^{sat}(P) \quad (4.34)$$

Le modèle est construit sous la forme d'un écart à l'enthalpie de saturation décrivant l'état stable de la phase. Cette condition est également valable pour la phase vapeur. Dans le plan enthalpie liquide - enthalpie vapeur ainsi défini, nous découpons alors quatre domaines décrivant l'état d'équilibre des phases (deux par phase), également illustrés sur la *fig.4.2* :

- $H_l < H_l^{sat}$, domaine stable de l'eau liquide
- $H_l > H_l^{sat}$, domaine instable de l'eau liquide
- $H_v > H_v^{sat}$, domaine stable de la vapeur
- $H_v < H_v^{sat}$, domaine instable de la vapeur

Le retour à la saturation est contrôlé par un temps de retour à la saturation, τ , essentiellement présent pour des raisons de stabilité numérique. De plus une condition supplémentaire est ajoutée à la phase vapeur. Bien qu'elle soit dans un état stable lorsque $H_v > H_v^{sat}$, nous considérerons dans cas du phénomène de cavitation étudié qu'une inclusion de vapeur ne peut pas s'éloigner indéfiniment de sa valeur de saturation. Un terme de retour à la saturation est donc ajouté.

Le modèle s'écrit de la façon suivante :

$$\begin{aligned} \text{Si : } P_l > P_l^{sat} \Leftrightarrow H_l < H_l^{sat} : Q'_l &= 0, && \text{phase liquide stable} \\ \text{Si : } P_l < P_l^{sat} \Leftrightarrow H_l > H_l^{sat} : Q'_l &= \frac{f(\alpha_l, \alpha_v)}{\tau_l} (H_l^{sat}(P) - H_l(P, T_l)) < 0, && \text{vaporisation} \\ \text{Si : } P_v < P_v^{sat} \Leftrightarrow H_v < H_v^{sat} : Q'_v &= \frac{f(\alpha_l, \alpha_v)}{\tau_v} (H_v^{sat}(P) - H_v(P, T_v)) < 0, && \text{condensation} \\ \text{Si : } P_v > P_v^{sat} \Leftrightarrow H_v > H_v^{sat} : Q'_v &= \frac{f(\alpha_l, \alpha_v)}{\tau_v} (H_v^{sat}(P) - H_v(P, T_v)) > 0, && \text{retour à saturation} \end{aligned}$$

Nous pouvons également regarder le comportement du modèle sur un diagramme enthalpie - pression (noté HP), le comportement du modèle dans ce plan est illustré sur la *fig.4.3*.

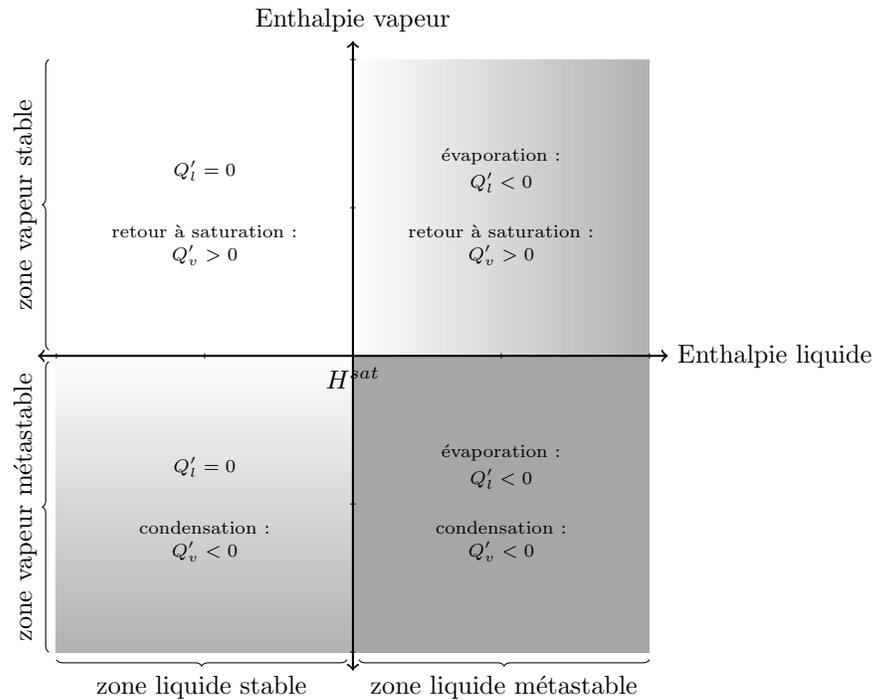


FIGURE 4.2 – Illustration dans le plan $H_l - H_v$ des conditions d’activation des termes sources pour le modèle en enthalpie présenté.

Initialement, *fig.4.3a*, la cellule ne contient que du liquide situé dans la zone stable du diagramme. Lorsque la pression diminue suffisamment et atteint la pression de saturation, le liquide est vaporisé et de la vapeur est créée à saturation.

Ensuite, le volume de vapeur sera convecté dans l’écoulement et subira une compression. Cette augmentation de la pression déclenche le processus de condensation et du liquide est créé.

Enfin, la vapeur dans l’écoulement peut également se retrouver dans un état stable mais sur-saturé (vapeur surchauffée ou compressée). Dans ce cas un terme de relaxation lui permet de retrouver son état d’équilibre en la ramenant à la pression de saturation. Ce processus s’accompagne de la création de vapeur (augmentation du taux de vide) à une masse volumique moins élevée (baisse de la pression et diminution de la masse volumique).

Notons que ce modèle a également l’avantage de traduire de manière équivalente les transferts de chaleur à l’interface, en prévision de l’étude de l’effet thermodynamique en cavitation dont une étude préliminaire est disponible en annexe G.

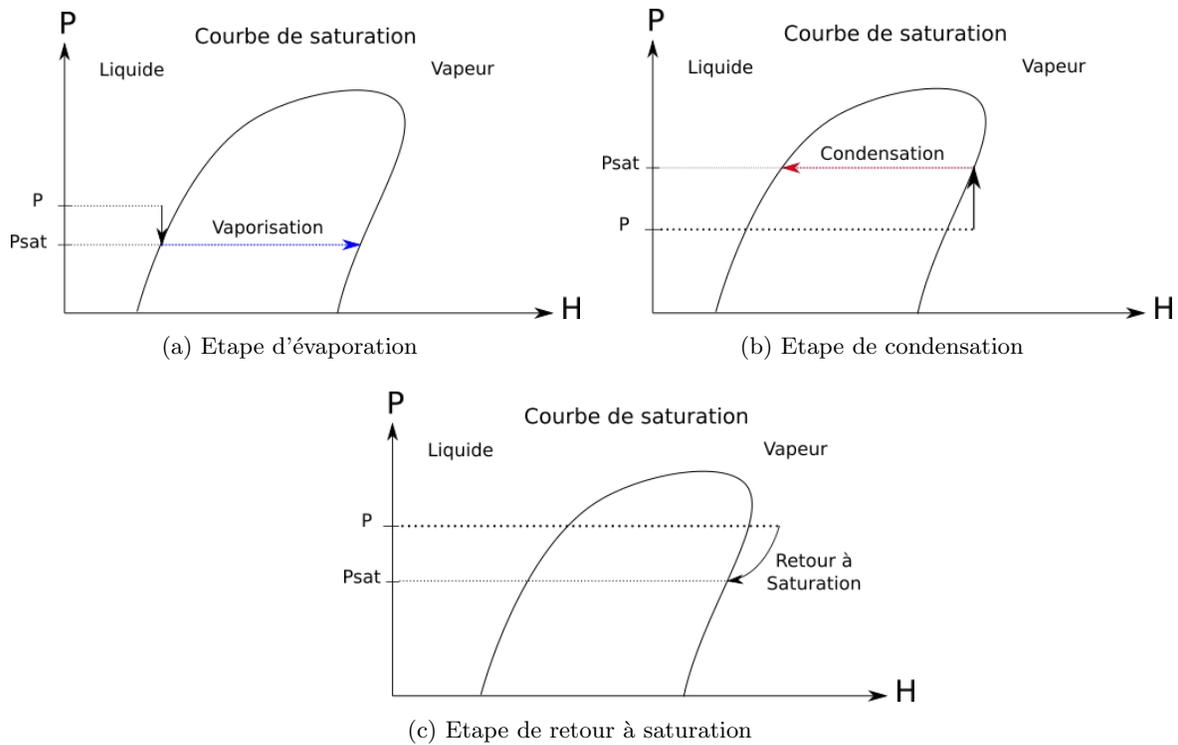


FIGURE 4.3 – Illustration des possibilités du modèle en enthalpie présenté dans le plan Pression - Enthalpie (PH). Les échelles ne sont pas respectées et les distances sont exagérées pour faciliter la visibilité.

4.4.4.2 Discussion préliminaire du modèle

Le modèle bi-fluide tolère des déséquilibres thermiques (c'est à dire en température) et mécaniques (c'est à dire en vitesse) entre les phases. Cela se traduit d'une part via des valeurs qui peuvent être différentes entre les champs mais également par des valeurs (des grandeurs liées : température, pression) qui ne sont pas nécessairement à saturation. Cependant, il n'est ni possible physiquement, ni mathématiquement, de rester dans un état de déséquilibre sans une sollicitation extérieure, le modèle est donc relaxé pour s'assurer de revenir à saturation.

Pour illustrer le comportement du modèle, nous nous plaçons dans le cas d'un lâcher de poche instable (voir *chap.6*). La *fig.4.4* illustre le comportement des variables mises en jeu dans le modèle de terme source en enthalpie durant ce cycle. Nous avons mis en évidence la partie du terme source dédiée au liquide Q'_l en bleue alors que la partie dédiée à la vapeur est en rouge. Notons que nous avons séparé les conditions représentatives de la condensation notée Q'_{v1} de la partie responsable de la relaxation notée Q'_{v2} .

Au début du cycle, nous pouvons voir qu'une diminution de la pression est associée à un transfert de masse $\Gamma_l < 0$ du liquide vers la vapeur (signe négatif) conduisant à une augmentation du taux de vide.

Après la moitié du cycle, nous observons une augmentation de la pression qui est associée à une diminution du taux de vide. Cela s'accompagne d'un transfert de masse $\Gamma_v > 0$ traduisant la création de vapeur.

Le terme source vapeur est séparé en deux contributions (selon la condition d'activation) : l'évaporation Q'_{v1} et la relaxation Q'_{v2} . Le premier est activé avec l'augmentation de pression et cause la diminution du taux de vide due au transfert de masse $\Gamma_v > 0$. Le second est activé durant le retour de la pression

à la pression de saturation et génère du taux de vide de façon plus modérée que lors de la vaporisation du liquide observée en début de cycle. Cette création de taux de vide peut être interprétée comme une dilatation de la phase vapeur lorsqu'une dépression fait suite à une surpression. Il est à noter que ces deux termes se compensent et du fait de sa valeur plus importante Q'_{v1} l'emporte durant la majorité du cycle, Γ est donc fortement corrélé à Q'_{v1} .

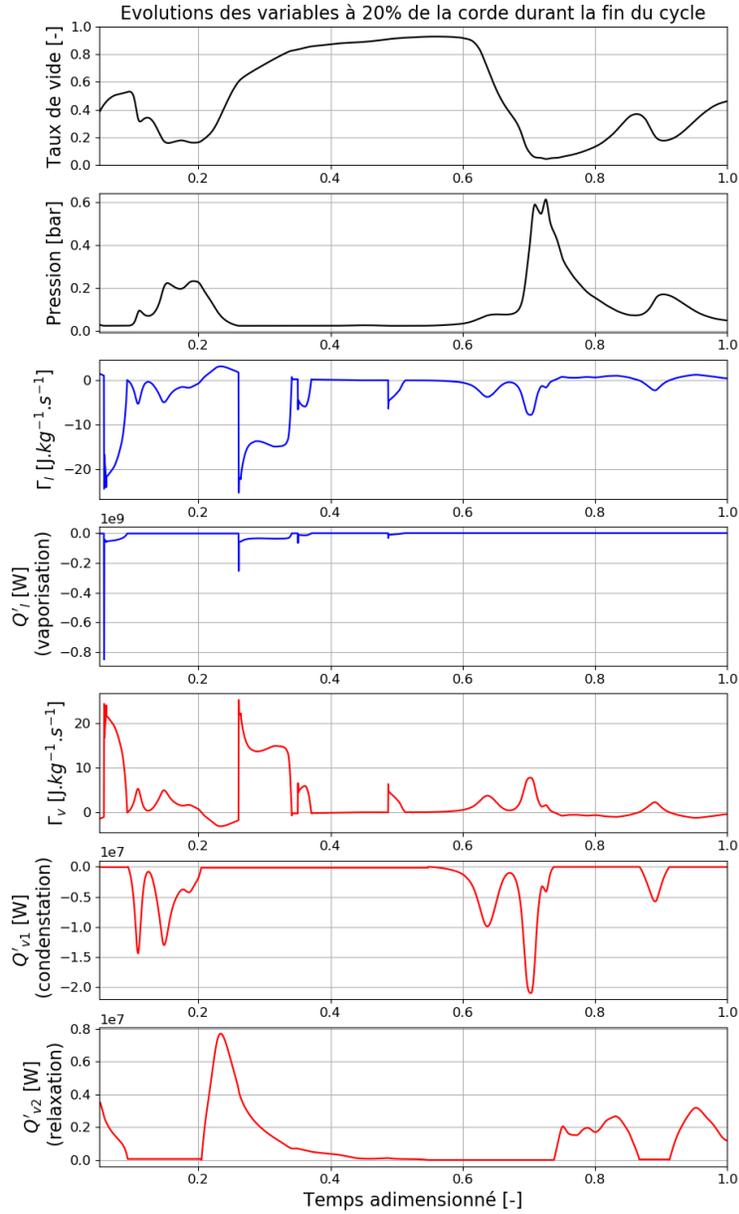


FIGURE 4.4 – Evolution de quelques variables d'intérêt du modèle lors d'un cycle. La première moitié du cycle représente la vaporisation de la poche et la seconde moitié du cycle représente la condensation de la poche au niveau d'une sonde située à 20% de la corde de l'hydrofoil considéré (voir *chap.2*).

4.5 Modélisation de la turbulence

Dans cette thèse la modélisation de la turbulence est de type URANS.

De par l'utilisation d'une modélisation de type "bulles dispersées", nous avons choisi de ne modéliser la turbulence que sur la phase liquide continue. Le diamètre des bulles étant petit, nous supposons que la turbulence ne se développe pas dans la phase vapeur mais que cette dernière peut perturber la phase liquide et augmenter sa turbulence. Cette possibilité est prise en compte à l'aide du modèle de dispersion turbulente dans la quantité de mouvement 4.3.4. Aussi dans un souci de simplicité les indices de phases sont omis dans cette sous section.

Le tenseur de Reynolds est fermé selon l'hypothèse de Boussinesq :

$$\bar{S}^T = \rho\nu^t \left(\bar{\nabla} \mathbf{u} + \bar{\nabla}^t \mathbf{u} \right) - \frac{2}{3} \bar{I} (\rho k + \rho\nu^t \cdot \nabla \mathbf{u}) \quad (4.35)$$

4.5.1 Loi de paroi

Proche de la paroi, le profil de vitesses adimensionné des écoulements turbulents tend vers un profil universel dû à la dissipation visqueuse. Il est donc possible de modéliser l'écoulement proche paroi en utilisant une loi de paroi. Le profil se divise en deux régions : la dissipation visqueuse proche paroi qui est linéaire et une zone tampon qui raccorde la zone visqueuse à l'écoulement via une loi logarithmique. Les lois de paroi modélisent généralement ces deux régions par morceaux en modélisant la sous couche visqueuse par une loi linéaire et la zone logarithmique par une loi logarithmique. Ce raccordement introduit un léger écart au profil théorique dans ce qui est appelée la zone tampon.

Il est possible d'améliorer la modélisation de cette zone avec des lois de parois à deux échelles. C'est le cas de la loi de paroi utilisée dans cette thèse qui est une loi de paroi de Van Driest à deux échelles [Van Driest, 1956]. La *fig.4.5* illustre le raccordement des lois visqueuse et logarithmique en bleu, et de la loi de Van Driest en rouge. Nous pouvons voir que la transition entre la sous couche visqueuse et la zone logarithmique est plus progressive.

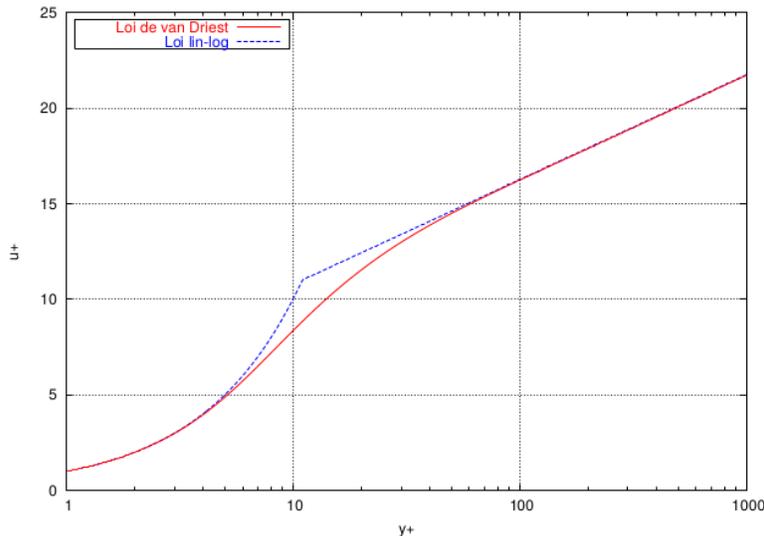


FIGURE 4.5 – Illustration d'une loi de paroi standard à une échelle et de la loi de Van Driest à deux échelles [Huffeteau, 2008].

Selon l'hypothèse de Van Driest, la vitesse adimensionnée sous forme intégrale s'écrit :

$$u^+ = \int_0^\xi \frac{2}{1 + \sqrt{1 + 4K^2\xi^2 \left(1 - e^{-\frac{\xi}{A}}\right)^2}} d\xi \quad (4.36)$$

Avec

$$\begin{cases} K = 0.42 & , \text{coefficient du modèle de mélange} \\ A = 25.6 & , \text{la dimension de la sous-couche visqueuse adimensionnée} \end{cases}$$

Cette relation n'a pas de solution analytique simple et est donc tabulée numériquement. Dans *neptune.cfd* cette tabulation est réalisée avec un polynôme d'ordre 10 en prenant pour variable le nombre de Reynolds de la maille $R_r \in]1; 2000]$:

$$R_r = \frac{ud_p}{\nu}, \text{ avec : } d_p, \text{ la distance à la paroi.} \quad (4.37)$$

4.5.2 Modèle de turbulence $k - \varepsilon$ production linéaire

Ce modèle est une modification du modèle $k - \varepsilon$ de [Launder et Spalding, 1974] par [Guimet et Laurence, 2002] consistant à linéariser le terme de production proportionnellement à la contrainte. Cette variante rend le modèle $k - \varepsilon$ plus précis à la paroi et dans les configurations qui lui font défaut. Cette modification intervient dans l'écriture de la viscosité turbulente qui s'écrit :

$$\mu_t = \rho \sqrt{C_\mu \frac{k}{S}} \quad (4.38)$$

Le reste du système étant commun avec le modèle $k - \varepsilon$ standard :

$$\begin{cases} \rho \frac{\partial k}{\partial t} + \nabla \cdot \left[\rho \mathbf{u} k - \left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \nabla k \right] = \mathcal{P}^T + \mathcal{G} - \rho \varepsilon + k \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) \\ \rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \nabla \cdot \left[\rho \mathbf{u} \varepsilon - \left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \nabla \varepsilon \right] = C_{\varepsilon_1} \frac{\varepsilon}{k} [\mathcal{P}^T + (1 - C_{\varepsilon_3}) \mathcal{G}] - \rho C_{\varepsilon_2} \frac{\varepsilon^2}{k} + \varepsilon \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) \end{cases} \quad (4.39)$$

\mathcal{P}^T est le terme de production de la contrainte turbulente :

$$\mathcal{P}^T = -\rho \overline{\mathbf{S}_{ij}^T} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \quad (4.40)$$

\mathcal{G} représente le terme de gravité :

$$\mathcal{G} = -\frac{1}{\rho} \frac{\mu_t}{\sigma_t} \frac{\partial \rho}{\partial x_i} g_i \quad (4.41)$$

Les constantes du modèle sont :

C_μ	C_{ε_1}	C_{ε_2}	σ_k	σ_ε
0.09	1.44	1.92	1	1.3

TABLE 4.1 – Coefficients du modèle k-ε linéaire.

Méthodologie des simulations numériques de l'hydrofoil cavitant

5.1 Objectifs

Ce chapitre est dédié à la présentation de la méthodologie utilisée pour réaliser les calculs cavitants qui seront présentés dans le chapitre suivant. Cela concerne la stratégie de calcul mise en place mais également les tests de convergences et les études de sensibilité réalisées. Dans un soucis de concision, seuls les résultats sur l'incidence de 6° (numériquement plus difficile que le 4°) sont présentés dans ce chapitre.

En premier lieu, sont présentés les paramètres géométriques du cas test et les maillages réalisés. Nous présentons également la méthode d'initialisation des calculs diphasiques cavitants.

Les paramètres physiques et mathématiques d'intérêts sont également présentés tels que l'obtention du nombre de cavitation, du coefficient de pression sur l'extrados, l'utilisation de moyennes de phases ou encore l'obtention des fréquences caractéristiques de l'écoulement.

A la suite de quoi, les post-processing employés pour monitorer et visualiser l'évolution de la poche de cavitation sont décrits. Nous y retrouvons l'utilisation des diagrammes spatio-temporels ainsi que la détermination de la longueur de la poche qui sont au centre des études de cavitation.

Enfin nous évaluons la sensibilité des simulations aux paramètres physiques du modèles tels que le diamètre de bulle d_b et le temps de relaxation τ_k .

5.2 Domaine de calcul

5.2.1 Présentation de la géométrie et des conditions aux limites

La géométrie du domaine ainsi que les conditions aux limites sont illustrées sur la *fig.5.1*. Les caractéristiques du domaine sont reprises du tunnel hydrodynamique de l'EPFL [Pereira, 1997], à savoir une veine de section carrée de 150 mm de largeur et de 750 mm de long avec l'hydrofoil placé en son centre. L'hydrofoil étudié est un NACA série 5 65012 dont les coordonnées sont rappelées en annexes D.2.

La vitesse est imposée en entrée du domaine et la pression en sortie. Notons que dans l'expérience, la pression est mesurée et contrôlée à l'entrée du domaine étudié, mais il n'est pas possible numériquement d'imposer la condition limite de vitesse et de pression au même endroit. Le reste des frontières du domaine sont des parois représentées par une condition de non glissement. En 2D, les deux parois latérales sont remplacées par des conditions de symétrie.

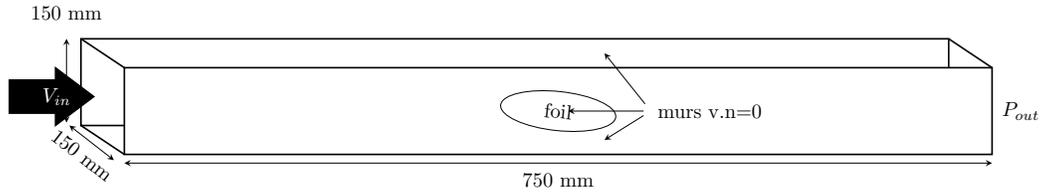


FIGURE 5.1 – Géométrie étudiée et conditions aux limites appliquées

5.2.2 Présentation des maillages

Les maillages sont réalisés sur le logiciel *Numeca IGG* et sont des maillages structurés de type H, ce qui permet un raffinement particulier de la zone de l'hydrofoil sans impacter le reste du canal rectangulaire.

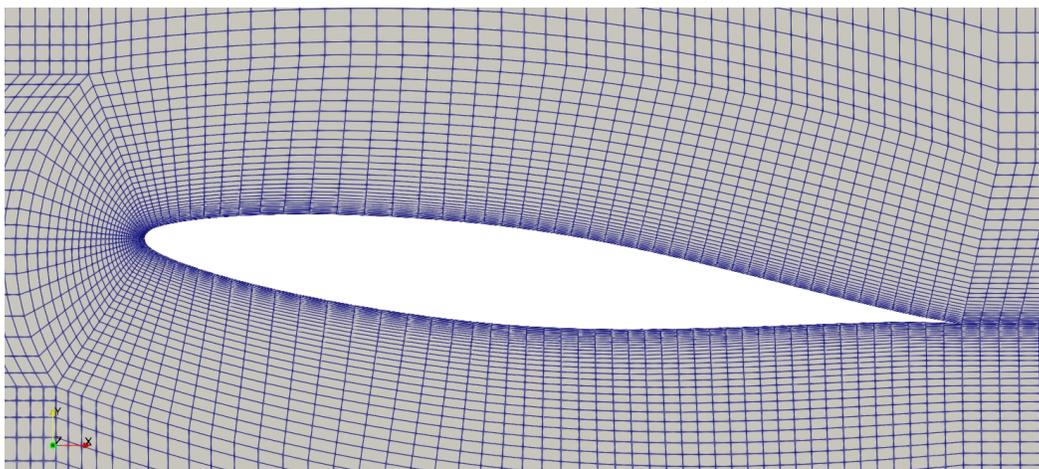
Trois raffinements du maillage 2D ont été étudiés, les caractéristiques sont présentées sur le *tab.5.1*.

Maillages	Cellules sur la corde [-]	Hauteurs de la cellule pariétale [m]	Nombre total de cellule [-]	y^+ [-]
Grossier	59	1.10^{-4}	$15, 5.10^3$	70
Moyen	92	5.10^{-5}	$21, 7.10^3$	35
Fin	177	5.10^{-5}	$89, 7.10^3$	35

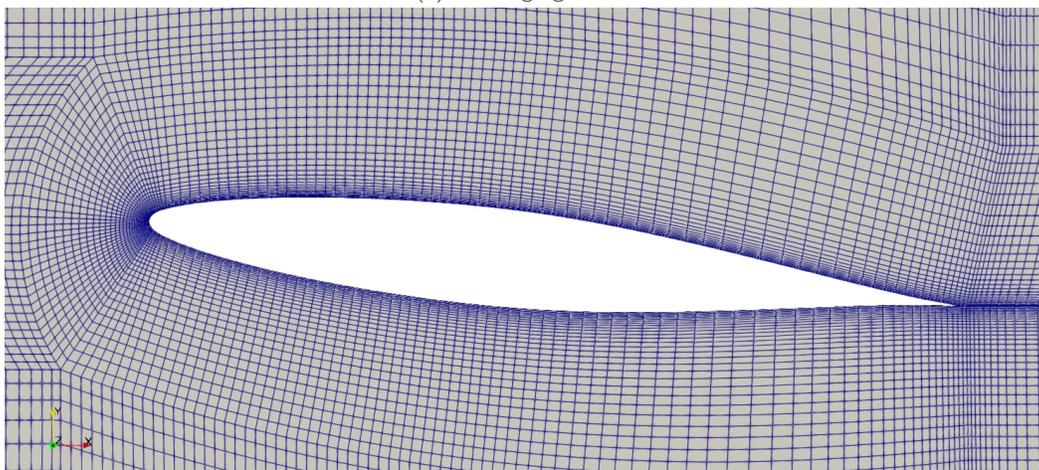
TABLE 5.1 – Nombres de mailles pour les maillages 2D.

Le premier maillage est un maillage grossier déjà utilisé dans la thèse de [Leclercq, 2017]. Le maillage moyen est essentiellement une correction géométrique du premier permettant, avec l'ajout de mailles supplémentaires, de réduire l'élongation des mailles et les défauts d'orthogonalité. Enfin le maillage fin double le nombre de mailles du maillage moyen dans chaque direction.

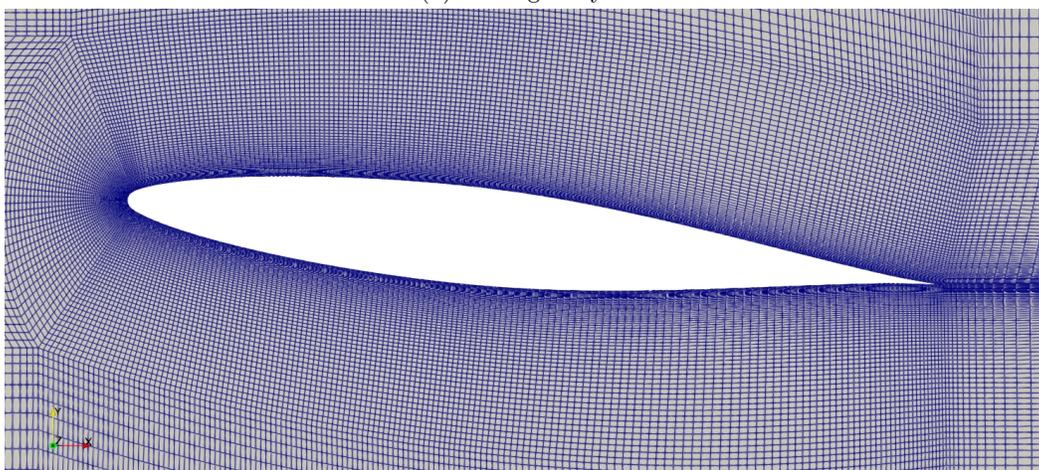
Les maillages 3D sont ensuite obtenus par extrusion du maillage "moyen" sélectionné dans l'étude de sensibilité sur les maillages 2D (voir 5.5.1). De nouveau, nous avons considéré trois variantes de raffinement avec respectivement 50, 100 et 200 mailles en envergure.



(a) Maillage grossier



(b) Maillage moyen



(c) Maillage fin

FIGURE 5.2 – Visualisations comparatives des maillages 2D utilisés pour l'étude de sensibilité.

5.2.3 Conditions d'essais simulées

Au total nous présentons dans cette thèse 12 conditions à l'incidence de 4° et 4 conditions à 6° . Il est à noter que pour les calculs 2D à 6° , les 12 conditions expérimentales ont pu être simulées et sont données au *chap.B.4.2*. Les conditions d'obtention des calculs 3D présentés dans cette partie sont récapitulées sur le *tab.5.2*.

i [$^\circ$]	L [%]	v_{in} [m/s]	P_{out} [bar]
4°	20	15	1,35
		20	2,35
		25	3,63
		30	5,24
	30	15	1,22
		20	2,15
		25	3,33
		30	4,90
	40	15	1,17
		20	2,03
		25	3,35
		30	4,50
6°	40	15	1,73
		20	3,05
		25	4,70
		30	5,70

TABLE 5.2 – Conditions des calculs 3D présentés dans cette partie.

5.3 Mise en place des calculs

5.3.1 Initialisation

Dans le but d'assurer des calculs stables et rigoureux, nous définissons une méthodologie d'initialisation des calculs cavitants. Cette méthodologie permet de nous assurer de la bonne convergence de nos calculs. Elle permet également de gagner en stabilité pour les calculs les plus complexes. En pratique, avec la présente mise en données et le modèle de changement de phase présenté 4.4.4.1 le code *neptune_cfd* est tout à fait capable de réaliser des transitoires plus difficiles.

La *fig.5.3* récapitule les trois étapes de l'initialisation :

- initialisation et convergence en monophasique ,
- transitoire : activation du terme source et baisse de la pression de sortie,
- convergence diphasique après le régime transitoire.

En premier lieu, nous nous assurons de partir d'un état monophasique convergé pour ne pas fausser le calcul diphasique. Cet état est obtenu en définissant une pression suffisamment élevée pour que

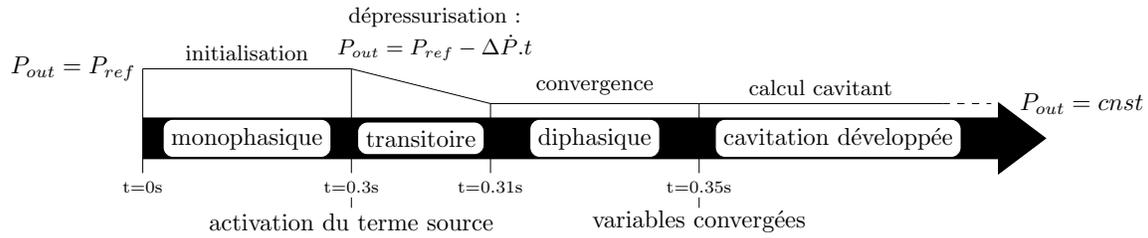


FIGURE 5.3 – Schéma des étapes d'initialisation d'un calcul cavitant

la pression du domaine soit en tout point supérieure à la pression de saturation pour les conditions de l'écoulement simulé. En second lieu, une baisse de pression est réalisée progressivement durant 0,01 s jusqu'à atteindre la pression de sortie permettant d'obtenir la longueur de poche souhaitée. Nous n'avons pas trouvé de sensibilité particulière à la durée de ce transitoire mais le calcul peut éventuellement diverger si il est trop brusque. La durée de ce transitoire est donc identique pour toutes les simulations. En dernier lieu un temps supplémentaire de 0,05 s est accordé à la convergence diphase. Il s'agit d'évacuer d'éventuelles perturbations causées par la dépressurisation. Il est identique pour toutes les simulations.

5.3.2 Convergence monophasique

Dans un premier temps le calcul est initialisé en monophasique, nous laissons l'écoulement s'établir avant d'activer le terme source de changement de phase et d'entamer la baisse de pression. La *fig.5.4* présente l'établissement de la pression et la *fig.5.5* de la vitesse lors de l'initialisation du calcul en monophasique. Nous présentons une sonde en extrémité et une sonde en milieu de domaine sur l'hydrofoil. La sonde d'entrée est présentée pour la pression car la pression est imposée en sortie du domaine, alors que la sonde de sortie est présentée pour la vitesse puisque la vitesse est imposée en entrée du domaine. La sonde sur l'hydrofoil est la même pour les deux figures et se situe à 1% de la corde de l'hydrofoil. Nous pouvons voir que la vitesse y augmente et la pression baisse, du fait de la déviation de l'écoulement, mais la pression reste néanmoins supérieure à la pression de saturation. Les variables convergent rapidement, environ deux fois le temps de convection du fluide le long du domaine, nous attendons néanmoins le double pour s'assurer que les petites oscillations se dissipent.

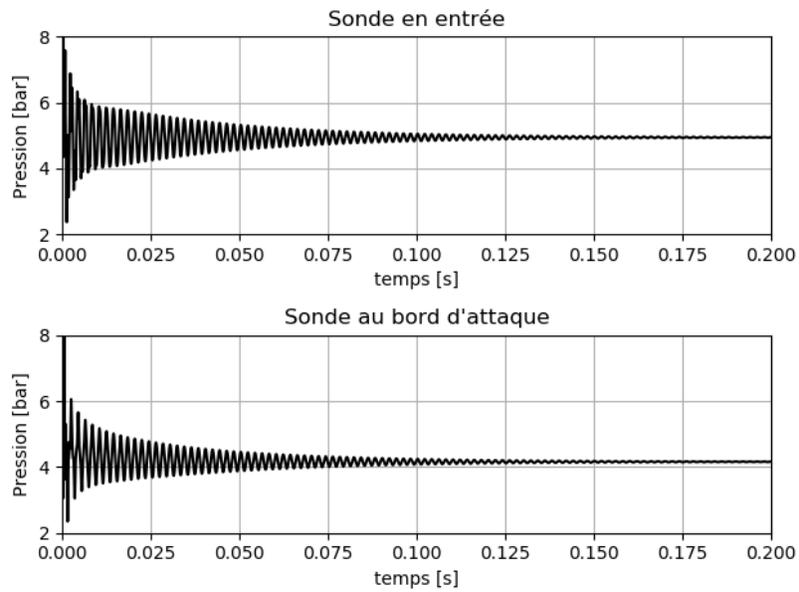


FIGURE 5.4 – Convergence du champ de pression lors de l'initialisation monophasique.

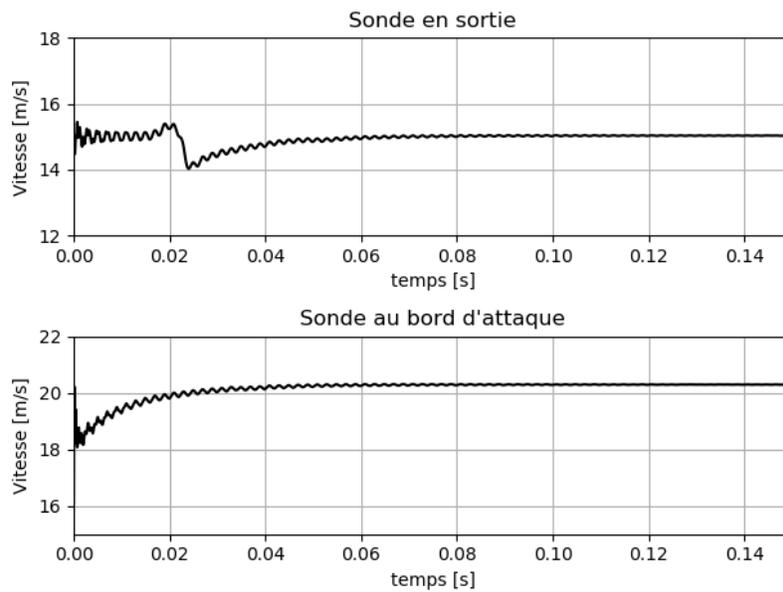


FIGURE 5.5 – Convergence du champ de vitesse longitudinale lors de l'initialisation monophasique.

5.3.3 Convergence diphasique

Dans le cas du régime diphasique, la variation temporelle des grandeurs peut rendre difficile la notion de convergence. Ici, la pente en pression représente un transitoire après lequel l'écoulement doit atteindre un régime périodique établi (ou régime permanent) correspondant aux observations expérimentales une fois les perturbations dissipées. C'est l'obtention de ce régime périodique qui nous sert de point de convergence. Il est à noter que nous considérons que la simulation doit respecter les critères d'arrêts du code (voir 5.5) durant ce transitoire.

La variation du champ de pression est représenté sur la *fig.5.6* et la variation de la composante longitudinale du champs de vitesse sur la *fig.5.7*. La dépressurisation rapide a lieu sur 0,01 s après quoi l'écoulement s'équilibre. En un temps de convection du fluide dans le domaine ($\frac{0,75}{15} = 0,05$ s), la vitesse et la pression sont presque au niveau d'amplitude convergé. Au bout de deux temps de convection les variables ont atteint le régime périodique souhaité.

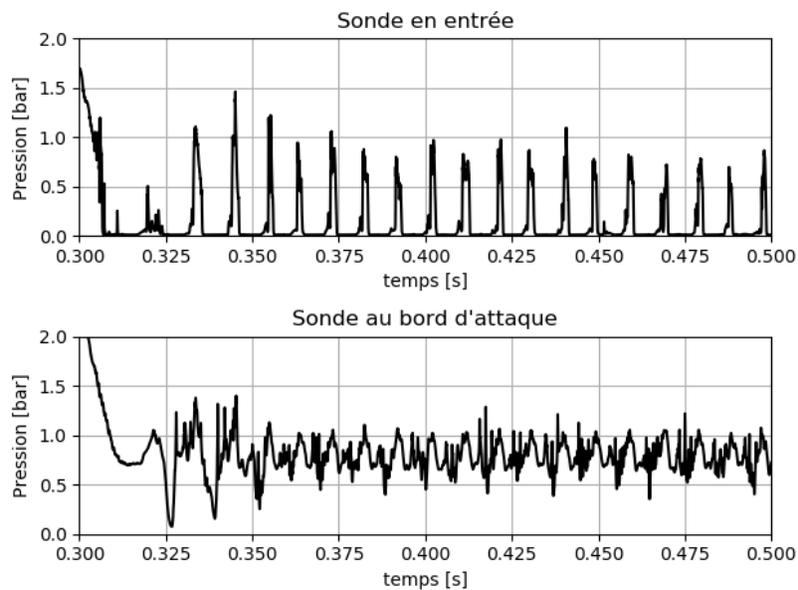


FIGURE 5.6 – Convergence du champ de pression pendant de la rampe en pression diphasique (0,3 s à 0,35 s) et au delà.

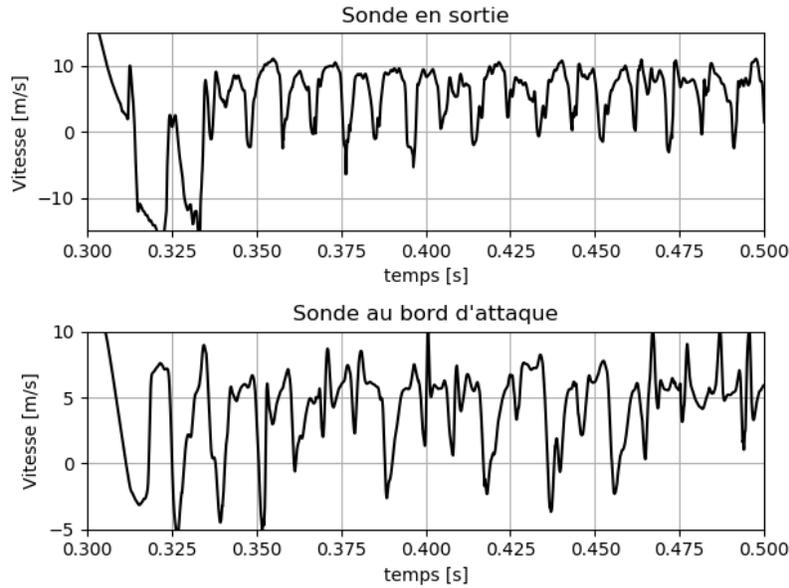


FIGURE 5.7 – Convergence du champ de vitesse longitudinale pendant de la rampe en pression diphasique (0,3 s à 0,35 s) et au delà.

5.3.4 Procédure d'obtention de la longueur de la poche de cavitation

Une fois la simulation réalisée à une certaine pression de sortie, nous calculons différentes grandeurs avec les procédures qui seront décrites ci-après. En particulier, nous déterminons la longueur de poche.

Nous souhaitons obtenir une longueur de poche qui soit conforme à la longueur expérimentale pour pouvoir réaliser une comparaison avec l'expérience. Cette longueur de poche, à une incidence et une vitesse d'écoulement donnée, est fonction de la pression dans la veine. Pour atteindre la longueur de poche recherchée, nous devons donc procéder de manière itérative comme décrit sur la *fig.5.8*. Après avoir déterminé la longueur de poche correspondant à une pression donnée, nous réalisons une nouvelle simulation en adaptant la pression : une pression plus élevée diminue la longueur de la poche alors qu'une pression plus faible l'augmente. Lorsque la longueur de poche correspond à la longueur mesurée expérimentalement, le cas est analysé plus en détail et le reste des post-traitements sont réalisés, telle que la détermination du nombre de cavitation ou de la fréquence qui sont nos grandeurs comparatives avec l'expérience.

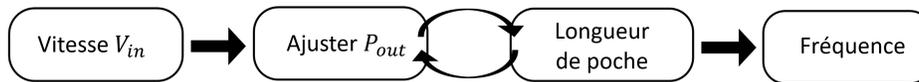


FIGURE 5.8 – Illustration de la procédure itérative d'obtention de la bonne longueur de poche par ajustement successif de la pression de sortie.

5.4 Descriptif des post-traitements employés

5.4.1 Le diagramme spatio-temporel

Lors de l'étude de phénomènes instationnaires variant dans l'espace et le temps, et particulièrement en cavitation, il est usuel d'avoir recours à un diagramme spatio-temporel. Il donne l'évolution spatiale

et temporelle d'une variable au travers de l'utilisation d'un code couleur, un exemple est donné sur la *fig.5.9*. Dans le cas de notre étude, le maximum du taux vide présent perpendiculairement à chaque cellule de l'hydrofoil est représenté sur l'échelle de couleur, comme illustré sur la *fig.5.9*. Il y a donc pour un temps donné en abscisse, l'évolution du maximum du taux de vide le long de la corde en ordonnée. Ce diagramme nous permet de suivre l'évolution de la longueur de la poche et de caractériser son comportement dans le temps pour les écoulements cavitants instationnaires. Le caractère périodique peut alors être facilement visualisé sur un unique post-traitement, un exemple en situation est détaillé au paragraphe 6.2.1.

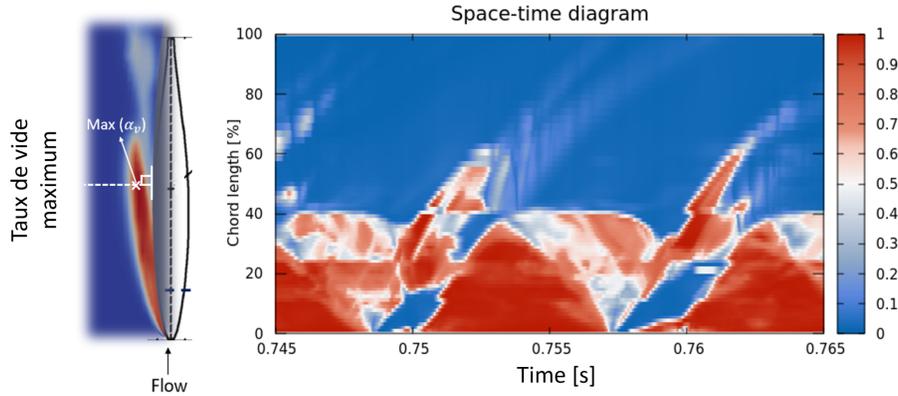


FIGURE 5.9 – Explication de la lecture d'un diagramme spatio-temporel.

5.4.2 Détermination de la longueur de la poche

La capture de la longueur de la poche est un point crucial dans l'étude des poches de cavitation. Pourtant, il ne semble y avoir aucun consensus quand à la meilleure manière de la déterminer numériquement. Expérimentalement, l'expérimentateur visualise l'écoulement et détermine visuellement sa fermeture. Cette étape est à priori sans difficulté mais notons que la plupart du temps aucune incertitude sur cette longueur de poche n'est proposée. Lors des simulations numériques, il est également possible de procéder ainsi mais une question demeure quand à la valeur du taux de vide représentative de la séparation entre les phases. Plusieurs valeurs peuvent être avancées :

- $\alpha = 0,1$;
- $\alpha = 0,25$;
- $\alpha = 0,5$;
- $\alpha_v \alpha_l = 0,25$;

L'utilisation du critère sur les iso-lignes du taux de vide moyennés en temps est illustrée sur la *fig.5.10*. Nous pouvons voir que pour ces conditions, correspondantes à une poche expérimentale de 40% de la corde de l'hydrofoil, l'iso-taux de vide pris à 10% est l'option la plus proche de la longueur de poche recherchée. C'est donc l'option retenue pour visualiser les poches de vapeur par la suite.

Une des caractéristiques fondamentales des fermetures de poche de cavitation est l'existence d'un gradient de pression très marqué. Pour utiliser ce critère et prendre en compte le caractère instationnaire de la poche de cavitation nous post-traitons le gradient de la pression moyenné. Nous avons retenu ce critère comme critère d'identification supplémentaire pour évaluer la taille de la poche comme illustré sur la *fig.5.11* où l'iso-taux de vide moyen à 10% se superpose avec le maximum de $\nabla \bar{P}$ en surface de l'hydrofoil à la longueur recherchée de 40% de la corde. La combinaison de deux méthodes d'obtention de la longueur de poche conduisant à un même résultat cohérent avec les observations expérimentales nous permet d'être confiant sur la fiabilité de la méthode de capture de la poche.

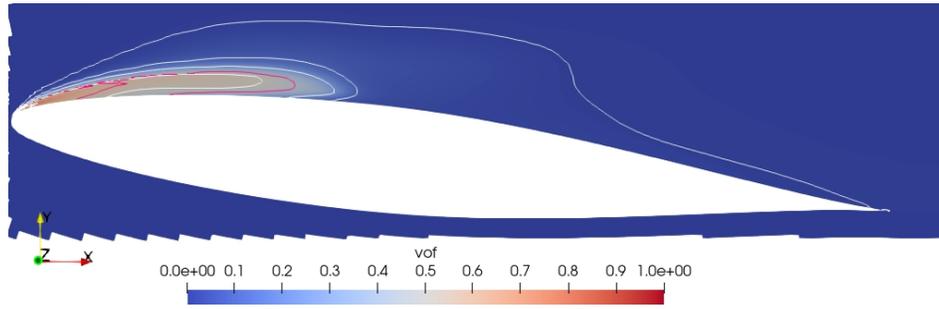


FIGURE 5.10 – Taux de vide moyenné en temps et iso-taux de vide moyennés en temps $\{0,01 ; 0,1 ; 0,25 ; 0,5 ; 0,75\}$ en blanc, iso-ligne $\alpha_v \alpha_l = 0.25$ en rose. $v_{in}=15$ m/s, $\sigma = 1,59, 3D$.

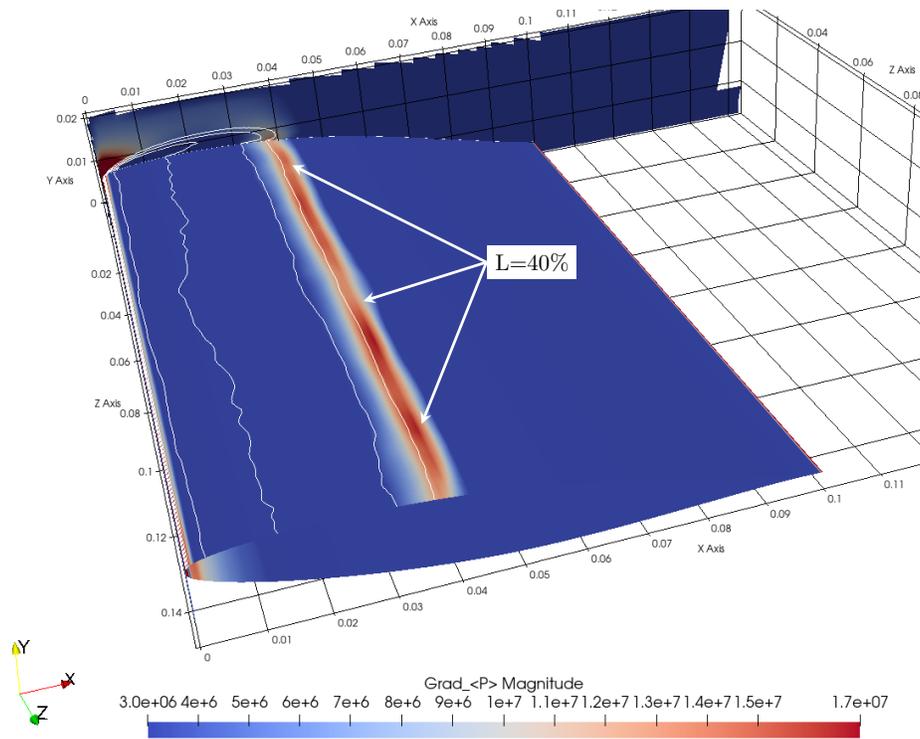


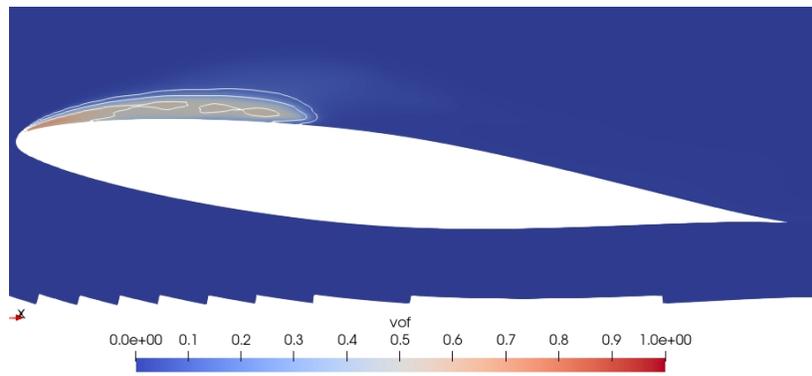
FIGURE 5.11 – Illustration du calcul de $\nabla \bar{P}$ pour capturer la taille de la poche. Les lignes blanches représentent les iso-taux de vide moyennés $\{0,01 ; 0,1 ; 0,25 ; 0,5 ; 0,75\}$. $v_{in}=15$ m/s, $\sigma = 1,59, 3D$.

5.4.3 Réalisation des moyennes temporelles

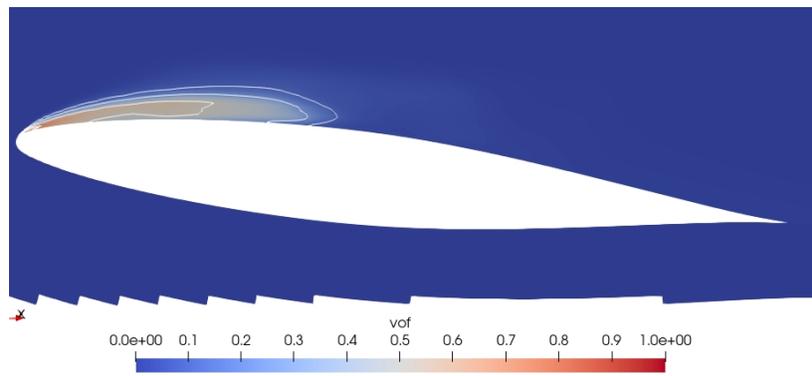
D'un point de vue statistique, il est nécessaire d'avoir suffisamment de réalisations d'un évènement pour que la moyenne soit représentative du phénomène. Dans notre cas nous étudions un écoulement périodique dont la réalisation est un lâcher de structures macroscopiques de vapeur. L'étude d'influence a été réalisée avec la vitesse la plus faible, qui présente pour un même temps physique moins de cycle de lâcher que les vitesses supérieures, pour connaître le nombre de cycles significatifs à partir duquel la moyenne statistique est convergée.

Les *fig.5.12* décrivent l'évolution de la moyenne temporelle pour différents temps de simulation. Durant une réalisation, l'étape la plus longue est celle de la poche développée. De plus cette étape est celle où le taux de vide est le plus important. Il semble donc que cela soit suffisant pour que cette étape marque la moyenne dès sa première réalisation. Avec 5 réalisations la taille moyenne de la poche augmente pour atteindre la taille maximale de la poche (40% dans ce cas), le taux de vide moyenné correspond presque au taux de vide moyen convergé atteint en 10 réalisations. La convergence statistique s'établit donc très rapidement et 0,1 s, soit 10 réalisations du lâcher de poche périodique à cette vitesse, sont suffisantes pour stabiliser le profil de taux de vide moyen.

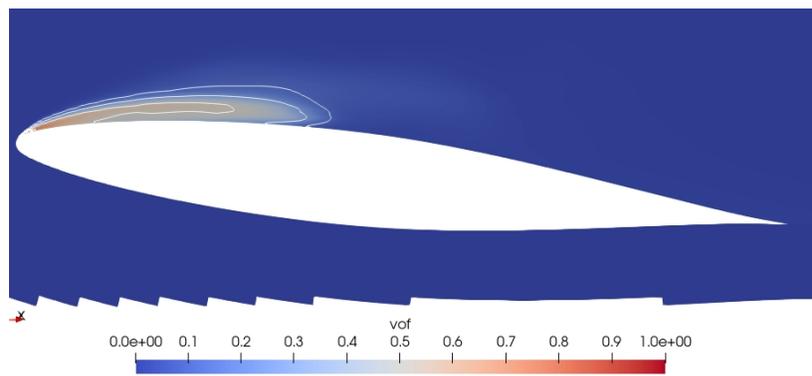
Nous prenons malgré tout un temps de simulation plus important pour nous assurer un échantillon statistique suffisant. Les moyennes des champs hydrodynamiques sont réalisées sur 0,65 s. Les moyennes des champs de l'intensité de cavitation, présentée au *chap.9*, sont réalisées sur 0,5 s après que la convergence diphasique soit réalisée.



(a) 1 lâcher



(b) 5 lâchers



(c) 10 lâchers

FIGURE 5.12 – Visualisations comparatives du taux de vide moyenné durant respectivement 1, 5 et 10 réalisations. Les lignes blanches représentent les iso-taux de vide moyennés $\{0,01; 0,1; 0,25; 0,5; 0,75\}$. Coupe à mi-envergure, $v_{in}=15$ m/s, $\sigma = 1,59$, 3D.

5.4.3.1 Densités moyennes de phase

Au cours du temps le taux de vide d'une cellule ainsi que la masse volumique du champs dans un écoulement diphasique est susceptible de varier, la contribution du champ à la moyenne temporelle

est donc discutable. Une méthode de visualisation des champs appelée densité moyenne des phases propose de pondérer le champ par son taux de vide et rapporter cette moyenne à la moyenne du taux de vide :

$$\langle u_k \rangle = \frac{\sum^N \alpha_k \rho_k u_k}{\sum^N \rho_k \alpha_k} \quad (5.1)$$

5.4.3.2 Le nombre de cavitation

Le nombre de cavitation pour l'expérience NACA 65012 est défini comme :

$$\sigma = \frac{P_{in} - P_{sat}}{\frac{1}{2} \rho v_{ref}^2}$$

Nous définissons des sondes numériques placées au centre de la section d'entrée ainsi qu'au centre des droites définissant les plans de symétrie de la section d'entrée.

Dans la suite de la thèse, les valeurs du nombre de cavitation présentées sont les moyennes des signaux de pression des 5 sondes en entrée sur le temps de calcul (en excluant l'établissement du calcul diphasique, voir 5.3.1).

5.4.3.3 Coefficients de pression

Le coefficient de pression est un nombre adimensionnel comparant la différence de pression entre un point du domaine et la pression de référence, avec la pression hydrodynamique de référence de l'écoulement. Il est noté :

$$Cp = \frac{P - P_{in}}{\frac{1}{2} \rho v_{ref}^2}$$

Notons également que lorsqu'en un point $P = P_{sat}$, nous trouvons :

$$Cp = -\sigma \quad (5.2)$$

Comme pour le nombre de cavitation, les coefficients de pression présentés dans la suite de la thèse sont des coefficients moyennés en temps.

5.4.4 La transformée de Fourier du signal de pression

La transformée de Fourier est un opérateur applicable à toute fonction intégrable et généralisant la théorie des séries de Fourier. Elle permet de passer du domaine temporel au domaine spectral et ainsi de déterminer les fréquences d'un signal.

Elle est définie par :

$$F(f) : s \rightarrow \hat{f}(s) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(x) e^{-isx} dx \quad (5.3)$$

Nous appliquons dans notre cas une implémentation numérique discrète aux signaux de pression $x[k]$ appelée Fast Fourier Transform (FFT) via le logiciel libre Octave.

$$\hat{f}(k) = \sum_{n=0}^{N-1} e^{-2\pi \frac{kn}{N}} x[n] \quad (5.4)$$

La transformée de Fourier est appliquée aux signaux de pression en entrée du domaine (utilisés pour déterminer le σ) ainsi que sur le signal du volume de vapeur total dans le domaine *fig.5.14*. Nous pouvons voir sur la *fig.5.14 c)* que le signal de vapeur est moins bruité que le signal de pression a), mais nous retrouvons dans les deux cas la même fréquence principale sur le signal *fig.5.14 b)* et d). Cette fréquence est liée au détachement des structures de vapeur.

Le graphique 5.13 décrit l'évolution de la fréquence obtenue par FFT en fonction de la taille de la fenêtre utilisée. A partir de 0,25 s la fréquence obtenue par FFT converge.

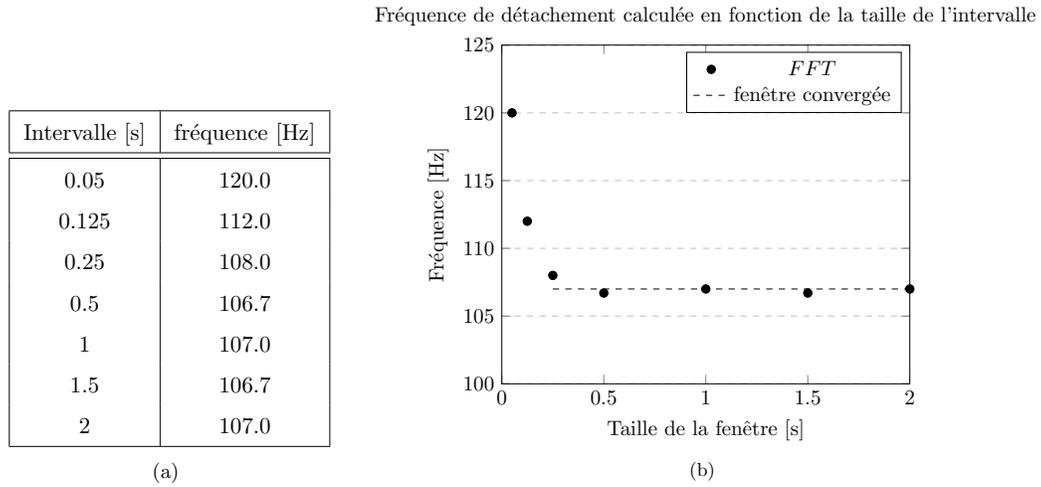


FIGURE 5.13 – Influence de la taille du fenêtrage de la transformée de Fourier sur l'évaluation de la fréquence de détachement pour les paramètres de simulation sélectionnés dans notre étude (pas de temps $3 \mu s$). $v_{in}=15$ m/s, $\sigma = 1, 59, 3D$.

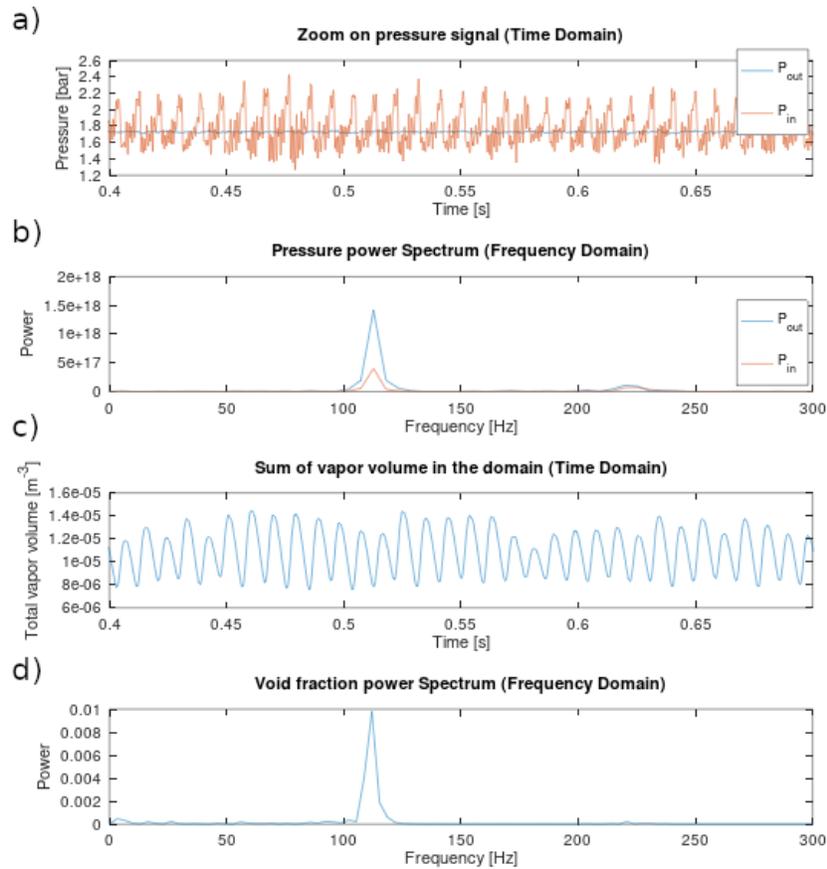


FIGURE 5.14 – Exemple de résultat d'une transformée de fourrier sur un signal de pression en entrée du domaine a) et sur le signal du volume total de vapeur c).

5.5 Etudes de sensibilité aux paramètres numériques

Les simulations numériques font intervenir un grand nombre de paramètres numériques, il est important de s'assurer que la modélisation des écoulements cavitants n'est pas altérée par ces paramètres.

Le schéma numérique a également plusieurs critères de convergence qui sont déjà réglés via les études de validation et de vérification du code [cfd support, 2017a]. La précision des résidus à respecter dans nos simulations est reportée dans le *tab.5.3*.

Variable	Résidus [-]
Conservation de l'énergie	1.10^{-7}
Conservation de la quantité de mouvement	1.10^{-5}
Conservation de la masse (taux de vide)	1.10^{-8}
Turbulence	1.10^{-5}

TABLE 5.3 – Critères de convergence des équations résolues.

5.5.1 Sensibilité à la discrétisation spatiale

5.5.1.1 Maillages 2D

Nous avons dans un premier temps travaillé sur des simulations en deux dimensions. Les résultats obtenus pour les différents maillages réalisés avec les mêmes conditions d'écoulements sont présentés dans le *tab.5.4*. Les maillages "moyen" et "fin" présentent des résultats similaires : nombre de cavitation égaux, fréquence et longueur de poche proches. Le maillage "grossier" simule une poche plus petite avec une fréquence très éloignée, pour un nombre de cavitation plus petit. Ce qui correspondrait, à nombre de cavitation équivalent, à une poche encore plus petite que les 37% de la corde observés. Ce maillage n'est donc pas validé et nous utiliseront dans la suite de la thèse le maillage "moyen".

Maillage	L	σ	Fréquence [Hz]
Grossier	37	1,50	150
Moyen	42	1,54	107
Fin	40	1,54	109

TABLE 5.4 – Fréquence des lâchers et nombre de cavitation pour les trois maillages 2D pour une même pression de sortie $P_{out} = 1,7$ bar, $v_{in}=15$ m/s, 6° .

Il est à noter qu'au delà des résultats présentés dans le *tab.5.4*, le maillage grossier qui comporte des mailles très allongées dans la partie diphasique rend plus difficile la convergence des calculs diphasiques.

5.5.1.2 Maillages 3D

Les maillages 3D sont ensuite obtenus par extrusions du maillage "moyen" sélectionné dans l'étude de sensibilité sur les maillages 2D (voir 5.5.1). De nouveau, nous avons considéré trois variantes de raffinement avec 50, 100 et 200 mailles en envergure, notés respectivement z50, z100 et z200.

Les résultats 5.5 montrent que le cas est peu sensible au raffinement en envergure, très peu de différence existent entre le maillage le plus grossier et le plus raffiné. Nous pouvons néanmoins constater que l'extrusion avec 50 mailles ne permet pas une visualisation correcte de toutes les structures lâchées.

Le maillage avec 100 mailles est considéré assez raffiné et serait suffisant pour l'étude, mais pour des questions de visualisation et de post-traitement de la grandeur "intensité de cavitation" (présentée au chap.9), c'est le maillage avec 200 mailles qui est sélectionné pour la suite de l'étude.

De plus, la modification des conditions aux limites des parois latérales pour des conditions de symétrie n'a pas non plus altéré les résultats des quantités observées (la forme de la poche étant évidemment modifiée à la paroi). Ceci tend à montrer que la géométrie expérimentale est suffisamment large pour que l'écoulement ne présente pas d'effets de bord trop importants liés à la présence des murs.

Nombre de cellule à l'envergure	sigma [-]	L [%]	fréquence [Hz]
50	1.59	37	118
100	1.57	38	115
100 + symétrie	1.57	38	110
200	1.57	38	112

TABLE 5.5 – Comparaison des résultats obtenus avec les variantes 3D du maillage "moyen".

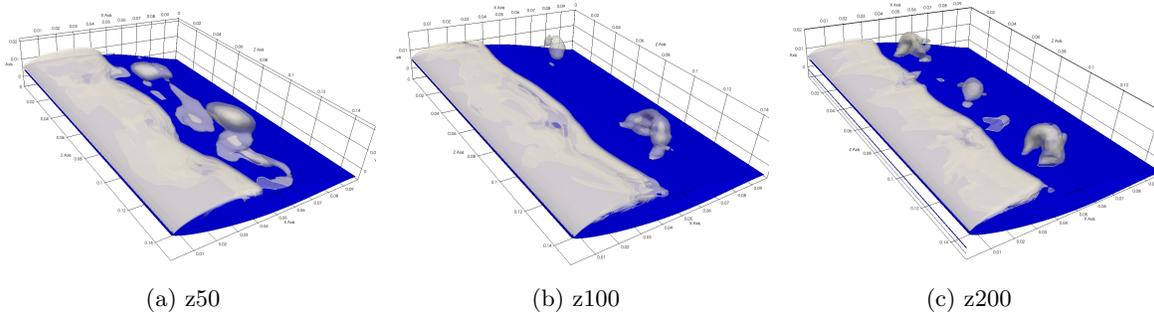


FIGURE 5.15 – Visualisations comparatives avec les maillages z50, z100 et z200 sur un lâcher de structures en fer-à-cheval pour une taille de poche similaire. $v_{in}=15$ m/s.

5.5.2 Sensibilité à la discrétisation temporelle (CFL)

Le nombre de Courant-Friedrichs-Lewy (CFL) est défini comme le rapport de la distance de convection sur la taille de la maille :

$$CFL = \frac{u\Delta t}{\Delta x} \quad (5.5)$$

Il permet de s'assurer de la convergence des schéma numériques vers la bonne solution. Pour le schéma numérique SOLU (Second Order Linear Upwind) utilisé dans nos simulations il doit être inférieur à 1. Nous avons étudié l'impact de la variation du pas de temps (et donc du CFL) à maillage fixé sur la solution.

Les résultats sont présentés dans le tab.5.6. L'augmentation du CFL entre 1 et 2 a un impact modéré sur la solution : la longueur de la poche est inchangée et la fréquence est contenue dans l'incertitude estimée (voir 5.4.4). Par contre, le changement de la discrétisation temporelle a un impact sur le signal de pression et nous observons une légère déviation du nombre de cavitation. Il est donc envisageable, pour des études, de réaliser des simulations jusqu'à un CFL de 2 sans que la diffusion numérique n'altère trop la solution.

Δt [s]	CFL	σ	L [%]	Fréquence [Hz]
5.10^{-5}	> 5	-	-	échec
2.10^{-5}	2.8	1.56	41	110
6.10^{-6}	1.6	1.6	40	108
3.10^{-6}	0.8	1.58	40	109

TABLE 5.6 – Effet de la variation du pas de temps pour de mêmes paramètres de simulation. $v_{in} = 15$ m/s, $P_{out} = 1.73$ bar, 2D 6° maillage moyen.

5.5.3 Sensibilité au diamètre de bulle

La valeur du diamètre de la bulle n'intervient que dans l'équation de quantité de mouvement (4.4) pour le terme de portance (4.18). Nous n'avons à priori pas de possibilité pour déterminer une valeur adéquate pour ce paramètre qui est de plus susceptible de varier le long de la corde et dans le temps. L'étude bibliographique réalisée au *chap.3* nous permet de déterminer un ordre de grandeur des tailles de bulles susceptibles d'exister dans notre écoulement cavitant, à savoir entre 10^{-4} m et 10^{-6} m. Il s'agit donc ici d'évaluer l'influence du diamètre de la bulle sur l'écoulement. Nous élargissons la gamme des tailles de bulles d'un ordre de grandeur à chaque extrémité de l'intervalle de manière à mieux discriminer son influence et étudions l'intervalle de taille entre 10^{-3} m et 10^{-7} m.

d_b [m]	sigma	L [%]	fréquence [Hz]
1.10^{-3}	1,59	37	115
1.10^{-4}	1,59	38	109
1.10^{-5}	1,59	38	109
1.10^{-6}	1,59	38	109
1.10^{-7}	1,59	38	109

TABLE 5.7 – Comparaison des résultats obtenus en variant le paramètre diamètre de bulle pour des mêmes paramètres de simulation. $v_{in} = 15$ m/s, $p_{out} = 1,75$ bar, 3D.

Les *fig.5.16* présentent l'évolution de la variation du diamètre des bulles sur le taux de vide moyen aux cellules pariétales de la corde *fig.6.32* et sur la pression moyenne de ces même cellules *fig.5.16b*. La *fig.6.32* permet de discriminer deux groupes distincts avec un décalage horizontal de la décroissance du taux de vide. Bien que cette modification soit observable dans la répartition du taux de vide en proche paroi, elle n'a que peu d'influence sur la valeur du coefficient de pression moyen *fig.5.16b*. Ceci se retrouve également dans la lecture du σ entre les différents cas *tab.5.7*. Le choix du diamètre de bulle a donc peu d'influence sur le déroulement des calculs et est considéré sans influence notable sur les variables d'intérêts. Nous avons choisi de conserver le diamètre de bulle de 10^{-5} m pour nos études.

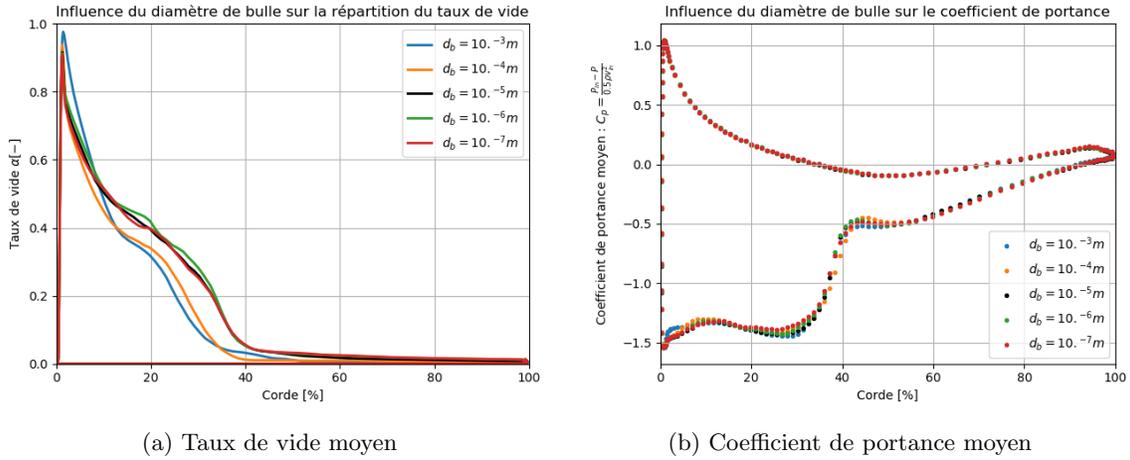


FIGURE 5.16 – Effet de la variation du paramètre diamètre de bulle sur la répartition du taux de vide pour de mêmes paramètres de simulation. $v_{in} = 15m/s$, $p_{out} = 1,75$ bar, 3D.

5.5.4 Sensibilité au temps de relaxation du modèle

Le modèle de cavitation proposé en partie 4.4.4.1 est composé d'une constante numérique appelée temps de relaxation τ . Cette valeur n'est pas issue de résultats expérimentaux mais conditionne la stabilité numérique du calcul. Dans la documentation de *neptune_cfd* [development team, 2014], il est conseillé pour les modèles à relaxation en température (voir 4.4.3.1) de considérer une valeur 10 à 100 fois supérieure au pas de temps. Soit entre 3.10^{-4} et 3.10^{-5} s dans notre cas. Nous avons donc effectué une étude de sensibilité à ce paramètre sur nos résultats. Le *tab.5.8* recense les simulations effectuées, les valeurs admissibles pour ce paramètre sont cantonnées entre 1.10^{-4} et 1.10^{-5} s. Sur cette plage de valeur, un impact modéré est observable sur la longueur de la poche (1%), ce qui impacte également la fréquence de détachement (jusqu'à 4 Hz).

$\tau_l - \tau_v$ [m]	sigma	L [%]	fréquence [Hz]	statut du calcul
1.10^{-3}	-	-	-	échec
$1.10^{-3}, 1.10^{-4}$	-	-	-	convergence lente
1.10^{-4}	1,58	38	110	ok
1.10^{-5}	1,58	37	114	ok
$1.10^{-4}, 1.10^{-5}$	1,58	38	112	ok
$1.10^{-5}, 1.10^{-4}$	-	-	-	échec
1.10^{-6}	-	-	-	échec

TABLE 5.8 – Effet de la variation du paramètre temps de relaxation τ pour de mêmes paramètres de simulation. $v_{in} = 15m/s$, $p_{out} = 1,75$ bar, incidence 6° , maillage 3D.

Nous considérons donc les simulations numériques présentées dans cette thèse comme indépendantes de la valeur du paramètre de relaxation. La valeur utilisée dans le reste de la thèse est $\tau = 1.10^{-4}$ s pour les deux phases.

5.6 Synthèse

Dans ce chapitre, la méthodologie des calculs cavitants et les post-processing employés ont été présenté.

Le domaine de calcul est basé sur la veine rectangulaire utilisée dans l'expérience de [Pereira, 1997]. Nous avons montré que le maillage utilisé doit être suffisamment raffiné autour de l'hydrofoil sous peine de voir apparaître des instabilité numériques sur la pression ("clipping"), complexifiant l'initialisation du calcul, et de sous estimer la taille de la poche.

Une attention particulière a été portée à l'évaluation de la longueur de poche, pour laquelle il n'existe pas de consensus, et de la fréquence de détachement de la poche qui sont des paramètres clés de ces simulations numériques. Nous avons recensé les approches utilisées dans la littérature et proposé une nouvelle méthode d'évaluation de la longueur de la poche capable de prendre en compte le caractère instationnaire des poches de cavitation. L'évaluation de la longueur de la poche via l'évaluation du gradient de la pression moyen est choisie comme critère le plus précis. Les iso-taux de vide à 10% sont choisis pour représenter la poche de cavitation dans les visualisations.

Le CFL n'a pas une influence majeure sur les les résultats des simulations, une légère influence est observée sur la valeur du nombre de cavitation et un impact plus modéré sur la longueur de poche et la fréquence de détachement. Un CFL de 2 peut être envisager sans modifier le comportement de la poche mais en sous estimant légèrement le nombre de cavitation.

La sensibilité aux paramètres du modèle a été évaluée. Le comportement de la poche de cavitation est peu sensible au diamètre de la bulle. Nous avons tout de même noté une différence de répartition du taux de vide pour le diamètre de 1 mm. Le diamètre de 5.10^{-5} m est sélectionné pour la suite de l'étude. Le temps de relaxation utilisé dans le modèle de changement de phase est avant tout un paramètre de stabilité numérique et n'influence pas le comportement de la poche dans la gamme des valeurs admissibles.

Nous allons maintenant présenter les résultats numériques obtenus sur le NACA 65012 avec le modèle physique décrit au *chap.4* et la méthodologie qui vient d'être détaillée.

Simulations numériques d'écoulements cavitants instationnaires sur un hydrofoil NACA 65012 en eau froide : résultats

Dans ce chapitre sont détaillés les résultats de simulation d'un hydrofoil cavitant à l'aide de la modélisation diphasique décrite au chapitre 4. La validation du modèle de cavitation est réalisée sur deux angles d'incidences de l'hydrofoil (4° et 6°) caractérisés par l'apparition de régimes hydrodynamiques distincts. Le comportement hydrodynamique de la poche de cavitation est analysé pour chaque régime et pour différentes conditions hydrauliques : vitesse en entrée de 15, 20, 25 et 32 m/s pour des poches de 20 à 40% de la longueur de la corde. Les deux régimes de cavitation sont ensuite comparés, puis les résultats ainsi que le modèle physique sont discutés.

6.1 Résultats des simulations numériques à 4° d'incidence

La poche de cavitation pour l'incidence de 4° est définie selon les expérimentateurs comme étant stable. Les résultats expérimentaux à 4° correspondent à différentes vitesses d'entrée et à trois longueurs de poche et à différents nombres de cavitation. Dans ces conditions, le profil des coefficients de pression sur l'hydrofoil a également pu être établi expérimentalement.

Nous allons d'abord examiner le comportement de la poche de cavitation en examinant l'évolution temporelle et la répartition spatiale du taux de vide. Puis nous comparerons la répartition de la pression sur l'extrados aux données expérimentales. Enfin, nous analyserons les champs hydrodynamiques moyens et instantanés.

6.1.1 Visualisations de la poche

Les *fig.6.1a* et *6.1c* illustrent respectivement une vue latérale et une vue de dessus de l'écoulement expérimental d'une poche à 20% de la corde et les *fig.6.1b* et *6.1d* présentent les vues respectives obtenues via nos simulations numériques.

La *fig.6.2* illustre la visualisation du taux de vide pour une poche de longueur égale à 40% de la corde et pour un autre angle de vue.

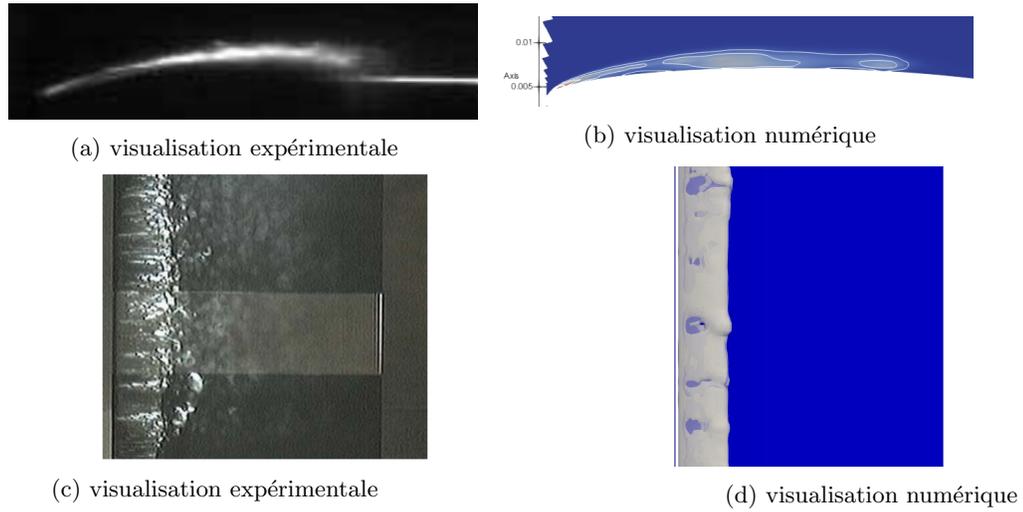


FIGURE 6.1 – Comparaisons des visualisations expérimentales [Pereira, 1997] et numériques de la poche de cavitation de 20% de la longueur à 4° à $v_{in} = 15m/s$. Vue latérale en haut et vue de dessus en bas. Les figures sont tronquées et ne présentent pas la géométrie entière.

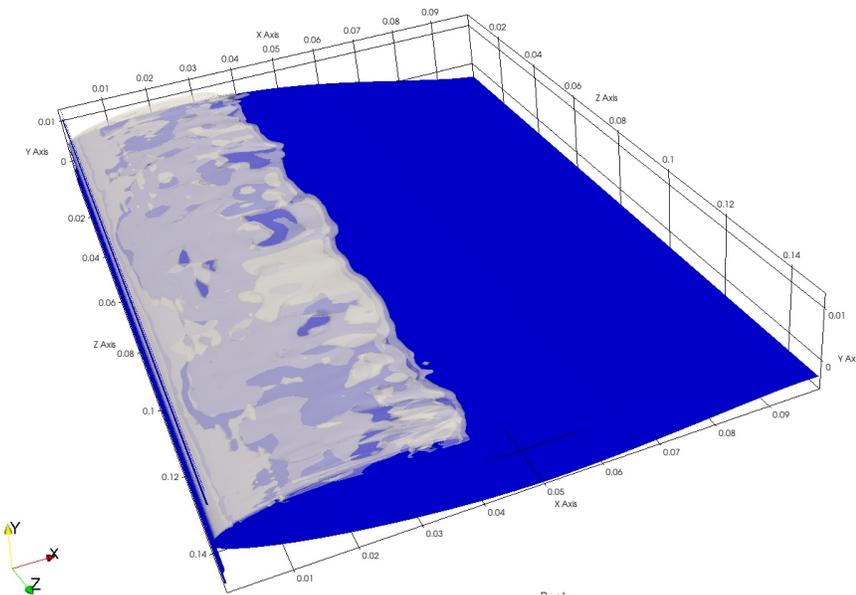


FIGURE 6.2 – Visualisation numérique instantanée 3D du volume de vapeur d'une poche stable à 4° d'incidence, $v_{in}=15$ m/s et une longueur de poche de 40% de la corde. Iso-taux de vide à 10% superposé par transparence avec les iso-taux de vide à 25, 50 et 75%.

6.1.2 Caractérisation du régime d'écoulement par le diagramme spatio-temporel

Les *fig.6.3* 6.4, 6.5 présentent les diagrammes spatio-temporels à 4° d'incidence pour des vitesses de 15, 20, 25 et 32 m/s et les trois longueurs de poches. Les bandes claires verticales ne sont pas dues à l'écoulement mais à une erreur locale d'enregistrement de certains diagrammes spatio-temporels. La taille maximale de la poche est stable et il n'y a pas de structure macroscopique convectée.

Les diagrammes spatio-temporels de la poche à 4° d'incidence sont très déstructurés. Ils ne présentent pas un motif toujours régulier, alors que la poche est visuellement qualifiée de "stable" (sa taille est maintenue) par les expérimentateurs. La répartition du taux de vide maximal au dessus du foil ne semble ni constante, ni périodique. Pour les premières vitesses d'entrée, aucune structure ne prend place sur l'ensemble de la longueur de la poche, plusieurs petites structures coexistent et le taux de vide y varie beaucoup, tant en espace qu'en temps.

Le taux de vide est majoritairement faible, excepté au bord d'attaque de l'hydrofoil ainsi que par la présence de structures de recirculations permanentes en fermeture de la poche. L'augmentation de la vitesse et de la longueur de poche semble favoriser la persistance de ces structures à taux de vide plus élevé et dont les variations dans le temps est accentuée.

Enfin, un taux de vide résiduel est présent jusqu'à 20 à 30% en aval de la fermeture. Ce taux de vide est représentatif des petites structures ($\sim \frac{1}{10}$ de l'envergure) de faible taux de vide qui se détachent de la poche et sont convectées dans l'écoulement. Lorsque la longueur de la poche ou la vitesse d'entrée augmente, l'apparition de ces structures est favorisée et des détachements de structures macroscopiques de tailles plus importantes ($\sim \frac{1}{4}$ de l'envergure) avec des taux de vide plus importants apparaissent régulièrement et sont convectées de plus en plus en aval. Nous remarquons que le diagramme spatio-temporel se structure et il semblerait qu'à 32 m/s la poche de cavitation est proche de la transition de régime entre les modes stable et instable.

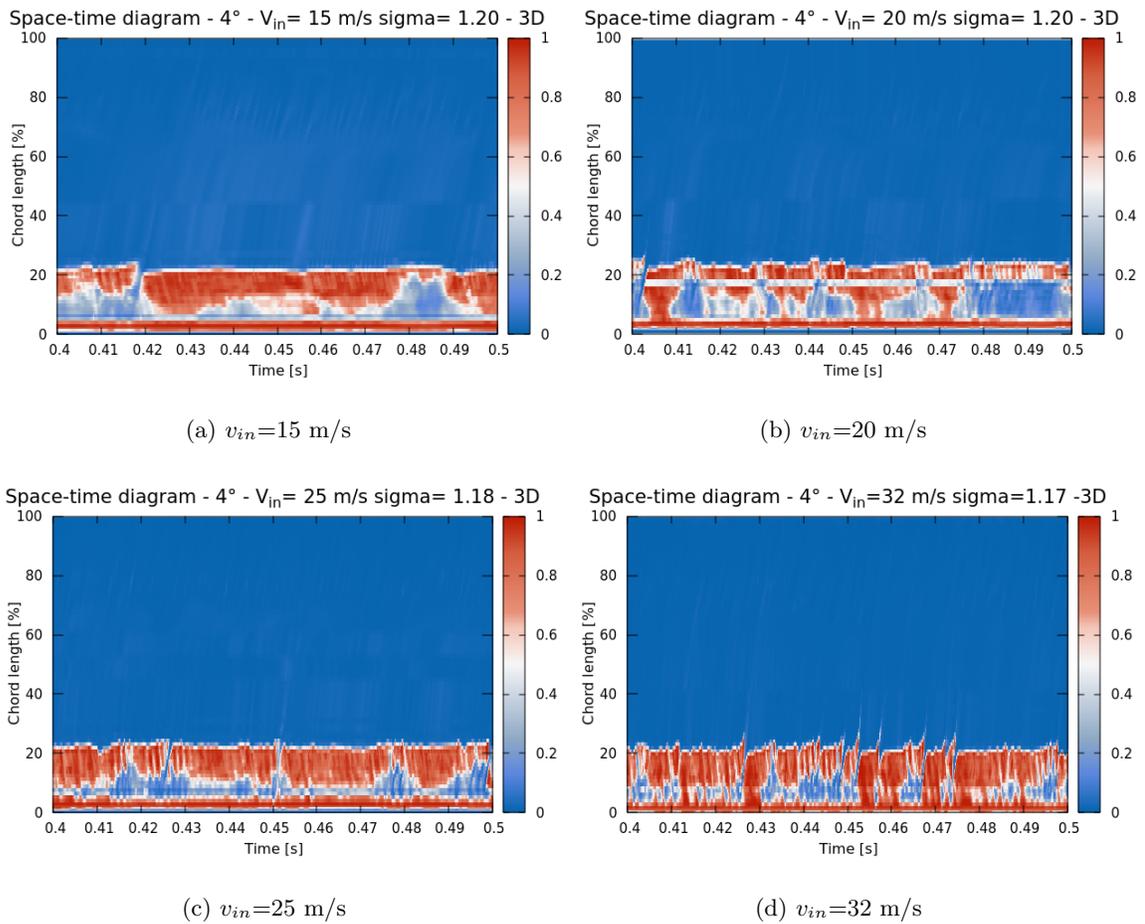


FIGURE 6.3 – Diagrammes spatio-temporels d'une poche à 20% de la corde pour quatre vitesses d'entrée à 4° .

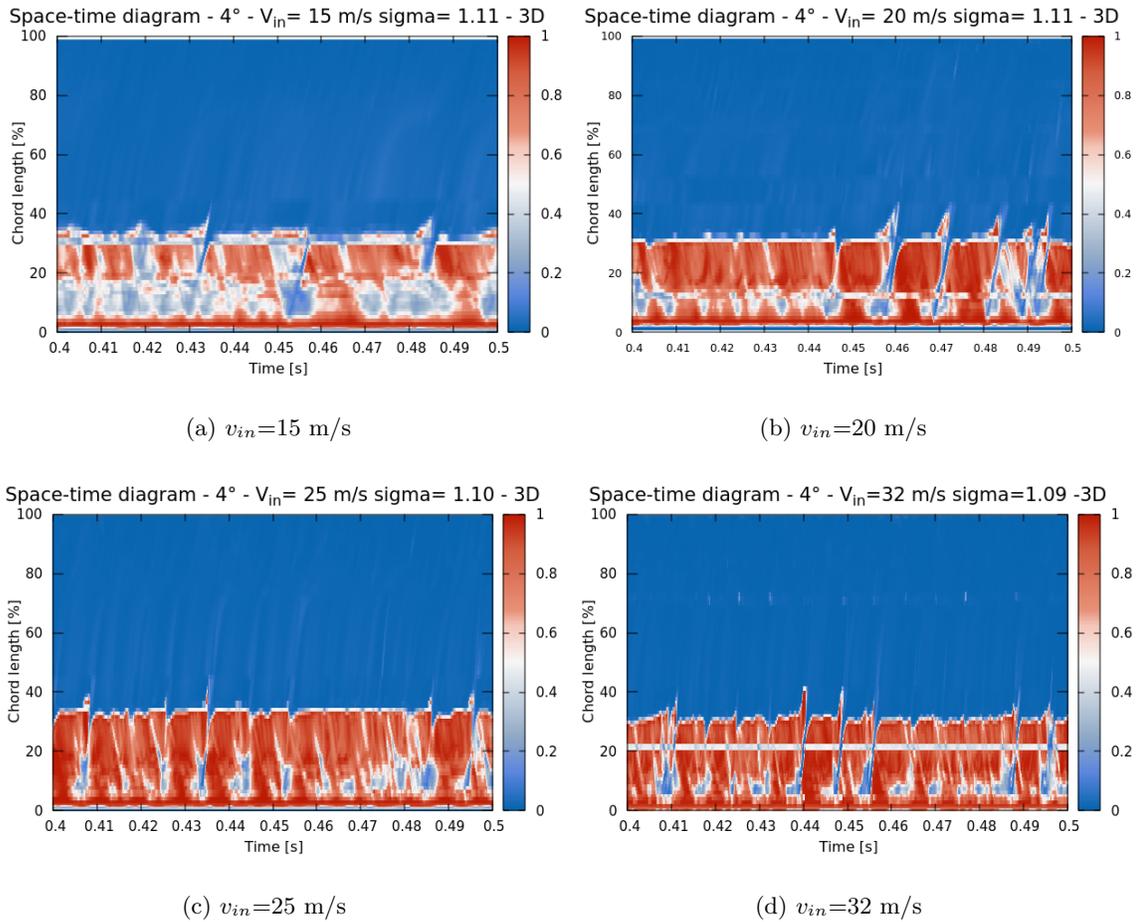


FIGURE 6.4 – Diagrammes spatio-temporels d'une poche à 30% de la corde pour quatre vitesses d'entrée à 4°.

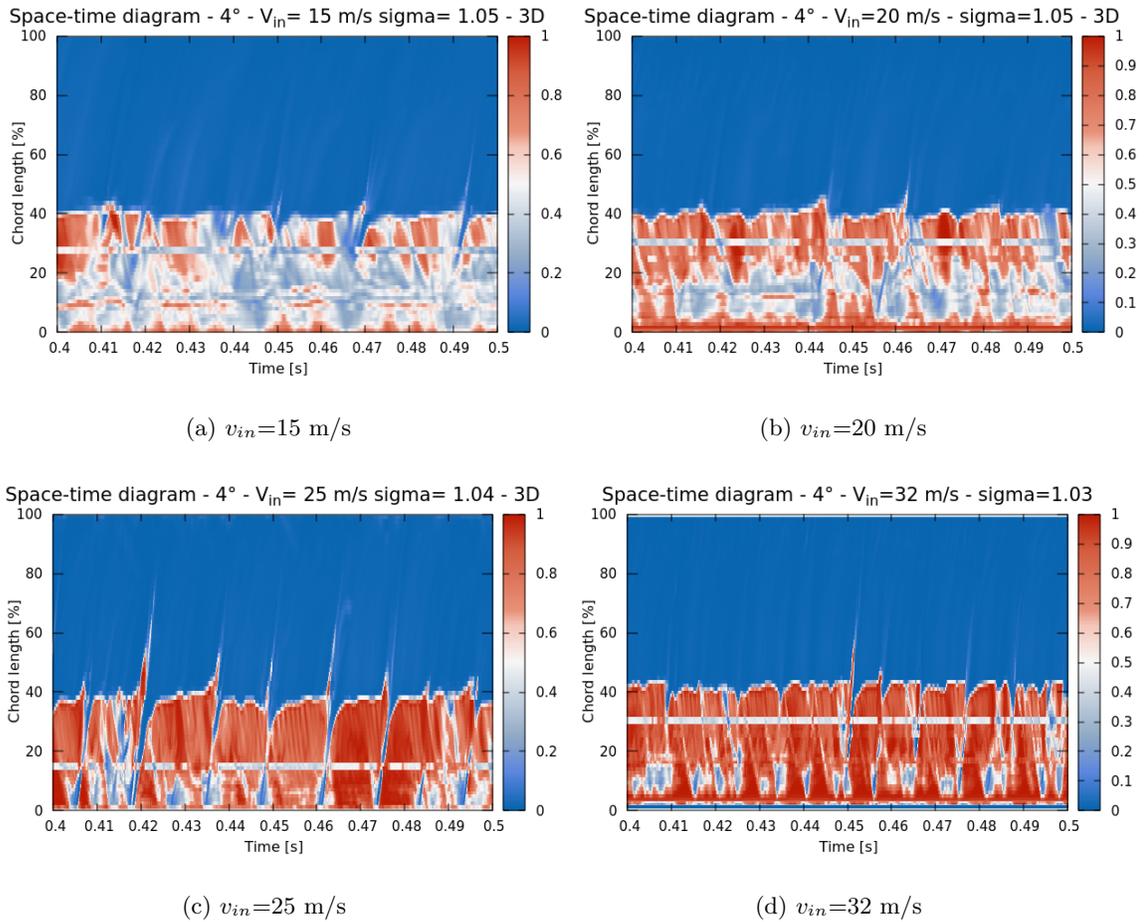


FIGURE 6.5 – Diagrammes spatio-temporels d'une poche à 40% de la corde pour quatre vitesses d'entrée à 4° .

Bien qu'il n'y ait pas de détachement de structure macroscopique, nous nous proposons d'évaluer la vitesse de convection des petites structures avant qu'elles ne condensent. La *fig.6.6* met en avant la trajectoires d'une structure pour les vitesses de 15 et 32 m/s. A 15 m/s, *fig.6.6a*, la vitesse de convection de la structure est estimée à ~ 11 m/s soit $\sim 0,75v_{in}$. A 32 m/s, *fig.6.6b*, elle est estimée à ~ 28 m/s soit $\sim 0,85v_{in}$.

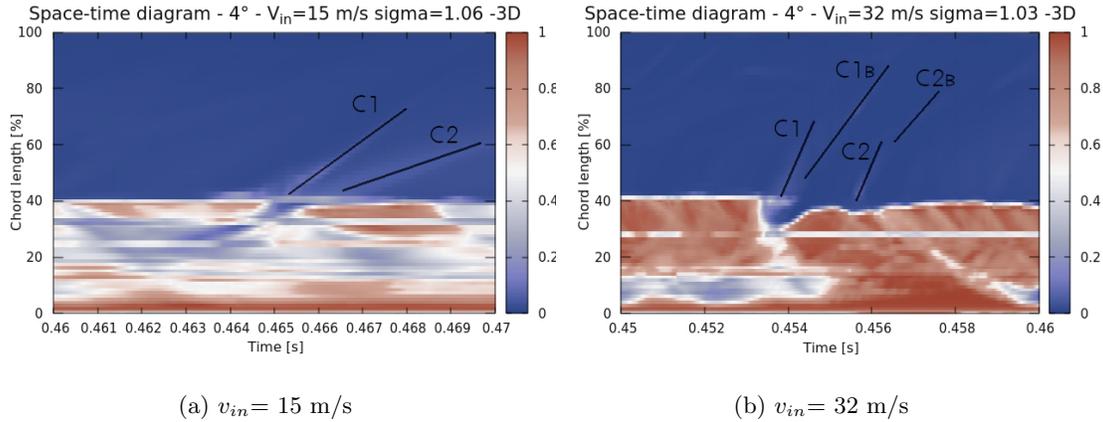


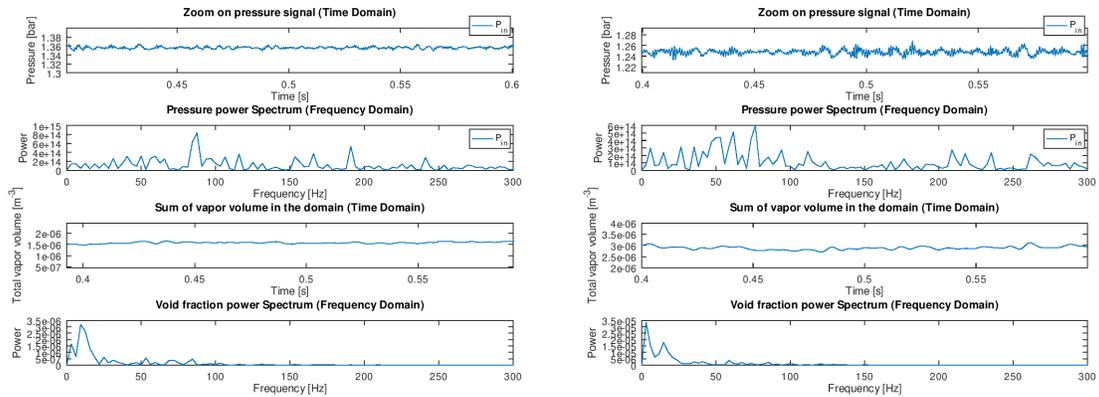
FIGURE 6.6 – Evaluation de la vitesse de convection des structures convectées à 15 et 32 m/s à l'aide des diagrammes spatio-temporels. La saturation des couleurs a été modifiée pour mettre en avant les structures de plus faible taux de vide.

6.1.3 Caractérisation des fréquences de détachement

A une incidence de 4° , la poche est stable et il n'y a pas de détachement de structure macroscopique. Il existe pour autant toujours un nombre important de petites structures détachées en fermeture de poche qui résultent des instationnarités de l'écoulement. Ces structures ne sont pas suffisamment grandes ni suffisamment énergétiques pour que leur fréquence soit détectée expérimentalement avec la méthode employée par [Pereira, 1997]. Par la suite nous appellerons ces structures petites structures par opposition aux macro-structures identifiables dans le mode de cavitation instable (voir 6.2.1).

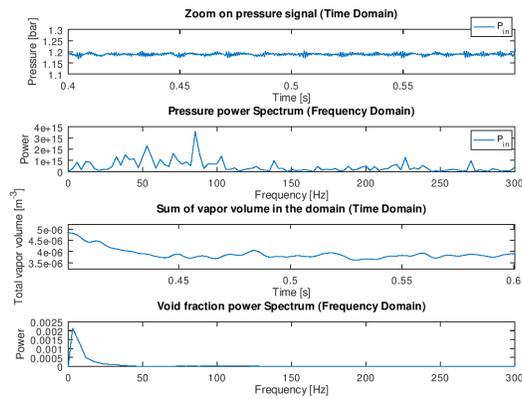
Il en est de même numériquement, nous ne parvenons pas à détecter de pic de fréquence caractéristique pour les conditions considérées. Le signal de pression est très bruité et de nombreuses fréquences apparaissent, les pics maximaux étant situés dans la bande 0-100 Hz *fig.6.7a*. Une fréquence dominante reste identifiable mais la fréquence maximale du signal du volume de vapeur et du signal de pression ne coïncident pas. L'existence de ces structures est néanmoins visible, par les petits volumes de vapeur qui se séparent de la poche au niveau de sa fermeture, ainsi que dans la vapeur résiduelle (faible taux de vide) présente jusqu'à 20% en aval de la fermeture sur les diagrammes spatio-temporels.

La *fig.6.8* montre la transformée de Fourier du signal de pression et du taux de vide pour la vitesse de 25 m/s. Tout comme à 15 m/s (*fig.6.29*), nous constatons que le signal de pression est très bruité et qu'aucune fréquence n'est clairement identifiable. Bien qu'à cette vitesse, pour les poches de 30 et 40% de la corde, un groupe de fréquence semble se détacher du spectre autour de 90 Hz et 70 Hz respectivement. Ces fréquences ne sont pas identifiables sur le signal du volume de vapeur où seule une basse fréquence (entre 4 et 10 Hz) est identifiée.



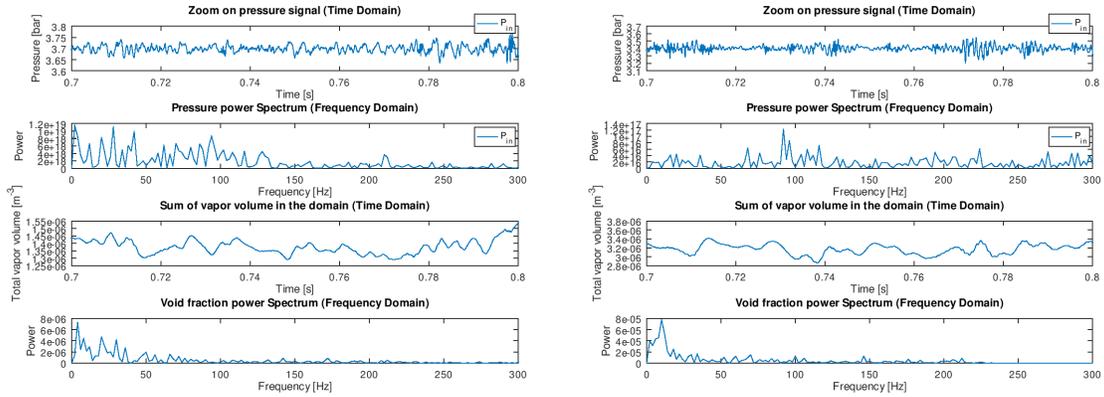
(a) L20

(b) L30



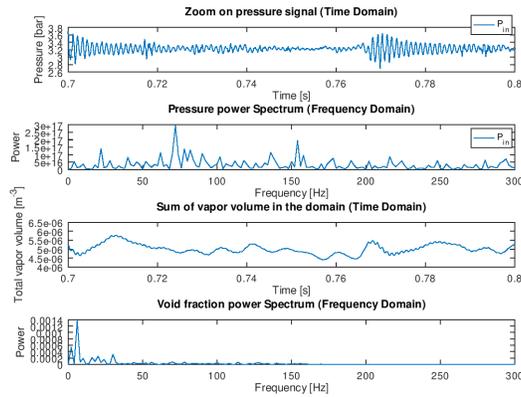
(c) L40

FIGURE 6.7 – Analyse de la fréquence de détachement à l'aide d'une FFT sur le signal de pression en entrée (haut) et sur le signal de vapeur (bas). Pour une poche de 20, 30 et 40% de la corde. $v_{in}=15$ m/s, 4° 3D.



(a) L20

(b) L30



(c) L40

FIGURE 6.8 – Analyse de la fréquence de détachement à l'aide d'une FFT sur le signal de pression en entrée (haut) et sur le signal de vapeur (bas). Pour une poche de 20, 30 et 40% de la corde. $v_{in}=25$ m/s, 4° 3D.

6.1.4 Analyse des coefficients de pression

Les *fig.6.9*, 6.10, 6.11 et 6.12 de gauche présentent les coefficients de pression moyennés pour les vitesses de 15, 20, 25 et 32 m/s. Le profil numérique est en trait continu et les valeurs expérimentales sont représentées par des points noirs. Les variations minimales et maximales du coefficient de pression sont indiquées par la région grisée pour les valeurs numériques et par les barres d'erreurs pour les valeurs expérimentales.

A droite est représenté l'écart type de la pression, l'expérience est en trait continu noir et le numérique en trait pointillé bleu.

Sur les profils du coefficient de pression, et ce pour toutes les vitesses et tailles de poche, nous observons un profil de coefficient de pression plat au bord d'attaque, dans la zone diphasique à une ordonnée correspondant à $-\sigma$. Le profil de pression subit ensuite une augmentation rapide dans la zone de fermeture et rejoint la pression au bord de fuite en augmentant faiblement.

Nous constatons un bon accord entre les résultats expérimentaux et numériques pour l'ensemble des vitesses et des tailles de poche. Cet accord est le moins bon à 32 m/s, où nous observons un décalage entre le C_p moyen numérique et expérimental et ce de façon assez marqué pour la poche de 40% de la corde.

Les barres d'erreurs et la zone grisée représentent les coefficients de pressions instantanés minimums et maximums enregistrés par l'étude expérimentale et les simulations numériques respectivement. Notons que la fréquence d'échantillonnage expérimentale est inférieure à la fréquence d'échantillonnage numérique. De plus, la valeur des pics de pression numériques est susceptible d'être influencée par la discrétisation temporelle. Le profil des extremums sont correctement capturés, les coefficients de pression minimaux numériques sont proches des coefficients expérimentaux. Mais les coefficients de pression maximaux sont sous estimés. Une augmentation de ces extremums est globalement observée autour de la fermeture de la poche avec un maximum localisé sur la zone de fermeture, la poche de 40% de la corde faisant également apparaître un maintien des valeurs importantes des maximums de pression en aval de la fermeture. Nous notons encore une fois un léger écart des simulations numériques avec les résultats expérimentaux pour la poche à 30% de la longueur de corde à 20, 25 et 32 m/s, où le maximum global n'est pas correctement localisé.

Ces observations sont reportées sur les écarts types de pression expérimentaux et numériques (*figures de droite*). L'écart type est maximal dans la zone de fermeture où les pressions maximales ont été enregistrées. La localisation du maximum ainsi que la valeur de l'écart type sont correctement prédites par les simulations numériques. Les quelques écarts observés sur les valeurs maximales du coefficient de pression numérique en aval de la poche ne sont pas reportés sur l'estimation des écarts types numériques. En effet, les valeurs maximales peuvent mettre en avant des signaux d'amplitudes importantes qui n'apparaissent que rarement et ne sont pas représentatifs de l'écoulement. L'écart-type est quand à lui représentatif des écarts s'il apparaissent de manière suffisamment régulière pour avoir un poids dans l'ensemble des valeurs enregistrées.

Les écarts sur la prédiction des maximums peuvent être liés à la position des sondes (placées au centre de la cellule pariétale et non à sa face), à l'échantillonnage expérimental qui n'est peut être pas suffisant pour capter ces événements aléatoires peu significatifs (nous avons vu qu'ils n'influencent pas l'écart type numérique) ou encore à une tendance du modèle ou de la modélisation à sur évaluer la création des pics de pression.

CHAPITRE 6. SIMULATIONS NUMÉRIQUES D'ÉCOULEMENTS CAVITANTS INSTATIONNAIRES SUR UN HYDROFOIL NACA 65012 EN EAU FROIDE : RÉSULTATS

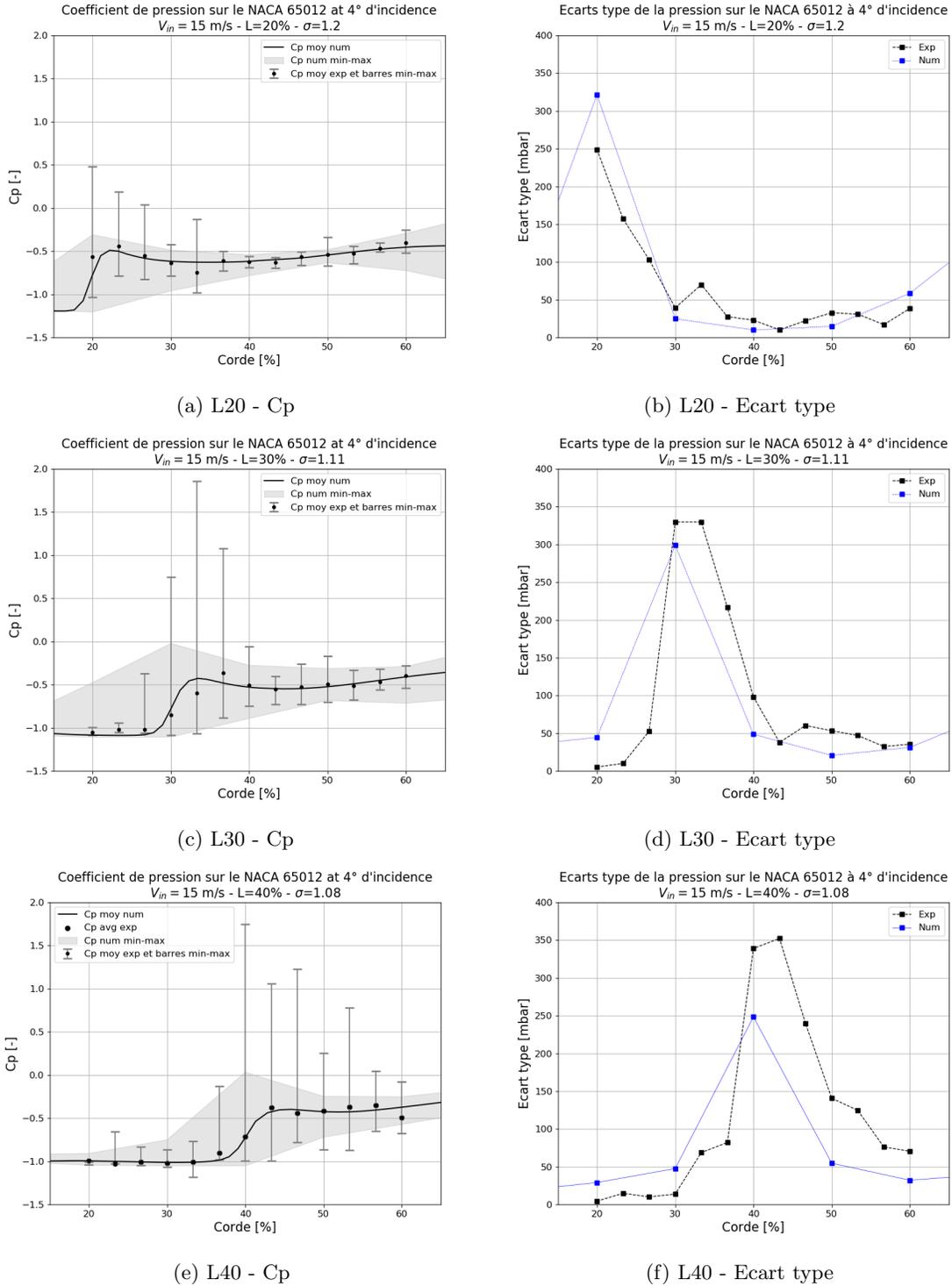


FIGURE 6.9 – Comparaison des profils du coefficient de pression numériques et expérimentaux pour trois tailles de poches (20, 30, 40% de la corde) à $v_{in} = 15 \text{ m/s}$. Coefficients de pression à gauche et écart type à droite.

CHAPITRE 6. SIMULATIONS NUMÉRIQUES D'ÉCOULEMENTS CAVITANTS
 INSTATIONNAIRES SUR UN HYDROFOIL NACA 65012 EN EAU FROIDE : RÉSULTATS

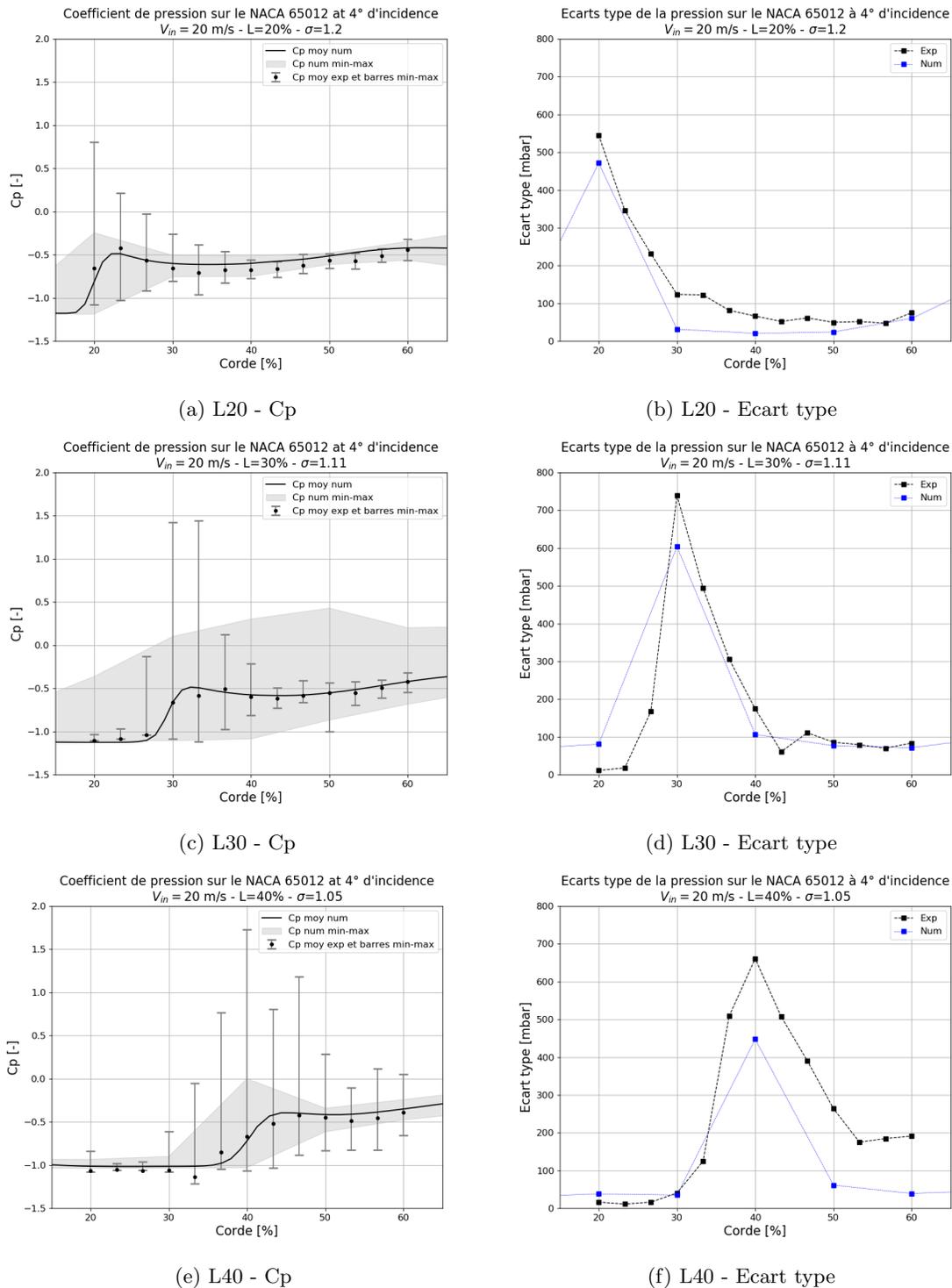


FIGURE 6.10 – Comparaison des profils du coefficient de pression numériques et expérimentaux pour trois tailles de poches (20, 30, 40% de la corde) à $v_{in} = 20 \text{ m/s}$. Coefficients de pression à gauche et écart type à droite.

CHAPITRE 6. SIMULATIONS NUMÉRIQUES D'ÉCOULEMENTS CAVITANTS INSTATIONNAIRES SUR UN HYDROFOIL NACA 65012 EN EAU FROIDE : RÉSULTATS

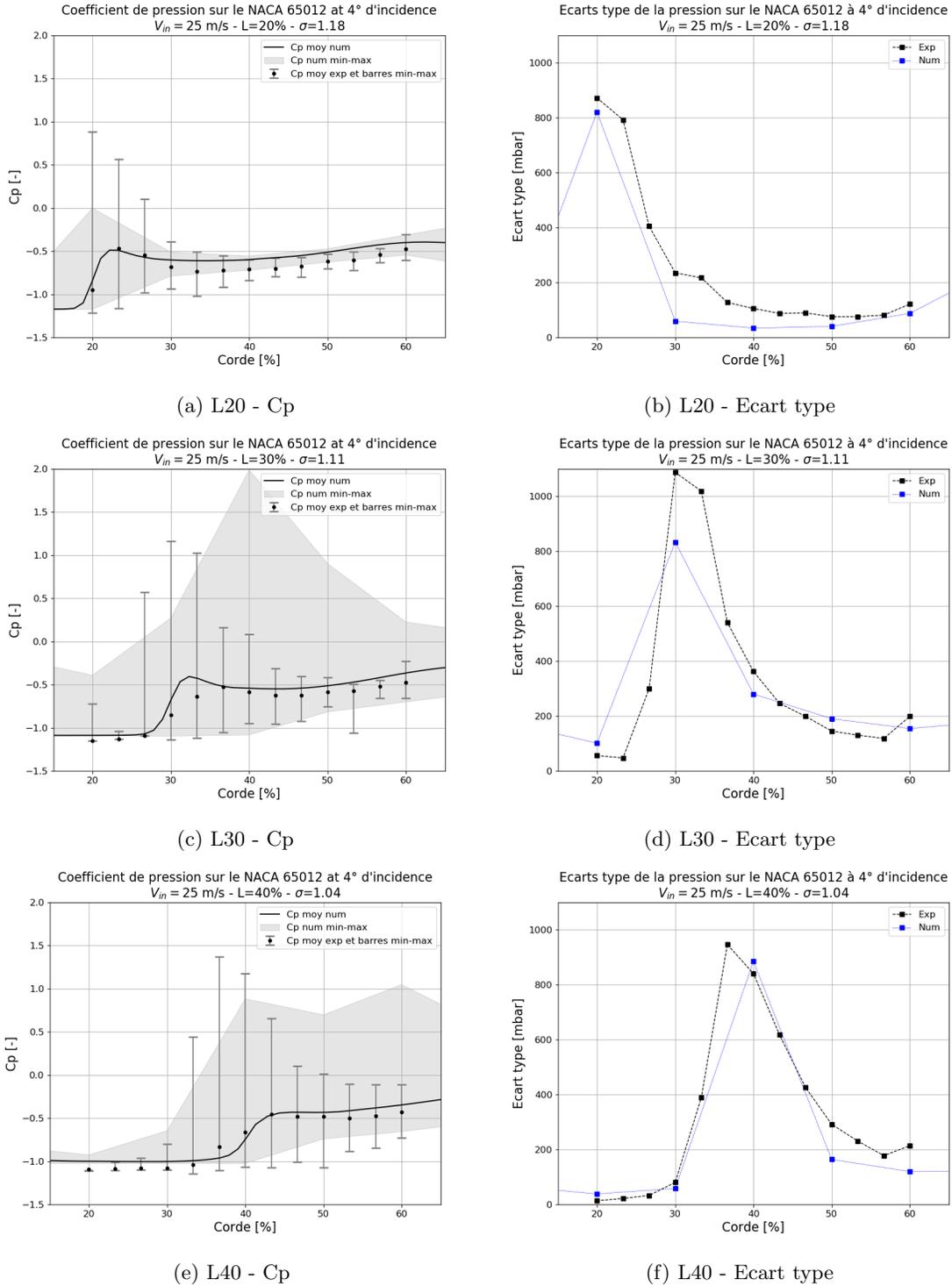
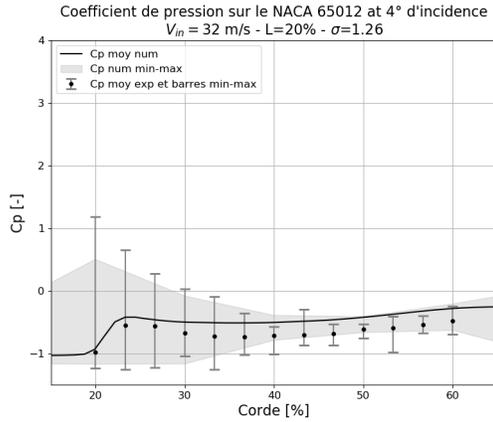
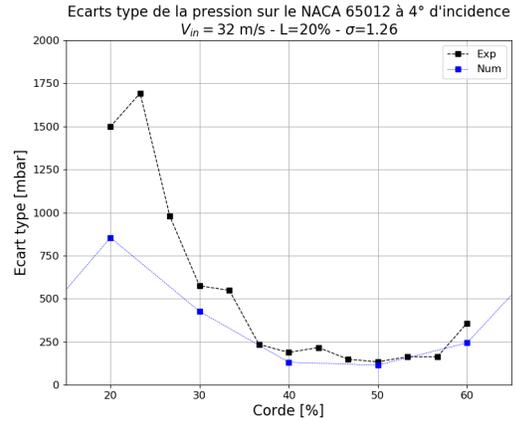


FIGURE 6.11 – Comparaison des profils du coefficient de pression numériques et expérimentaux pour trois tailles de poches (20, 30, 40% de la corde) à $v_{in} = 25 \text{ m/s}$. Coefficients de pression à gauche et écart type à droite.

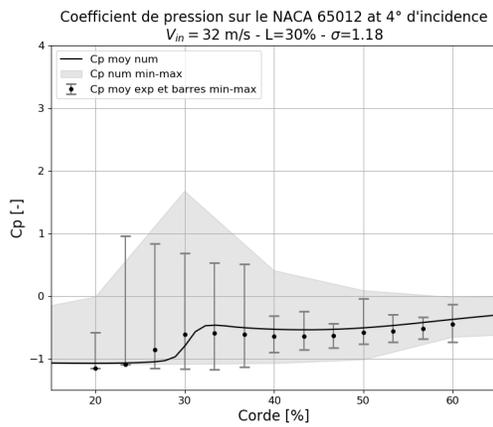
CHAPITRE 6. SIMULATIONS NUMÉRIQUES D'ÉCOULEMENTS CAVITANTS
 INSTATIONNAIRES SUR UN HYDROFOIL NACA 65012 EN EAU FROIDE : RÉSULTATS



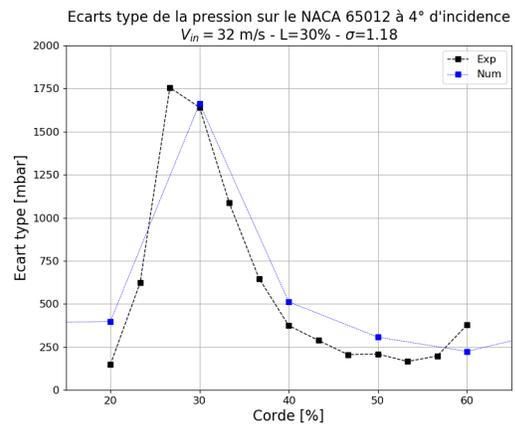
(a) L20 - Cp



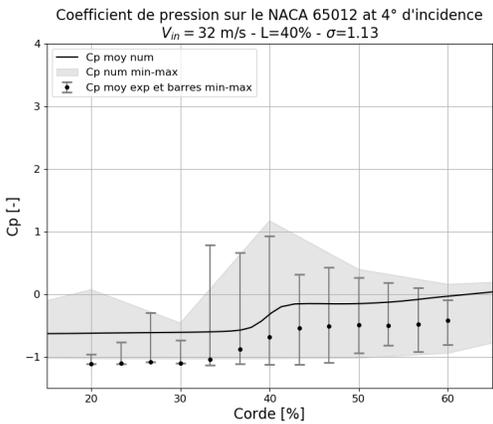
(b) L20 - Ecart type



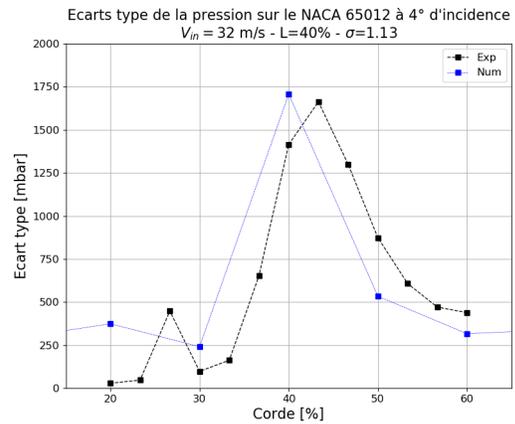
(c) L30 - Cp



(d) L30 - Ecart type



(e) L40 - Cp



(f) L40 - Ecart type

FIGURE 6.12 – Comparaison des profils du coefficient de pression numériques et expérimentaux pour trois tailles de poches (20, 30, 40% de la corde) à $v_{in} = 32 \text{ m/s}$. Coefficients de pression à gauche et écart type à droite.

6.1.5 Résultats globaux des simulations numériques

L [%]	v_{in} [m/s]	σ_{exp} [-]	σ_{num} [-]	err_{σ} [%]
20	15	1,2	1,20	0
	20	1,23	1,21	4
	25	1,25	1,20	4
	32	1,26	1,17	7
30	15	1,13	1,11	2
	20	1,16	1,11	4
	25	1,17	1,10	6
	32	1,18	1,09	8
40	15	1,08	1,06	2
	20	1,11	1,05	5
	25	1,12	1,04	7
	32	1,13	1,04	8

TABLE 6.1 – Comparaison des simulations numériques 3D sur le maillage moyen aux résultats expérimentaux

Le *tab.6.1* récapitule l'ensemble des résultats obtenus pour le nombre de cavitation σ pour les simulations à 4° d'incidence. Le nombre de cavitation est correctement prédit avec une erreur n'excédant pas les 10% pour la vitesse la plus élevée. Nous notons tout de même une augmentation de l'erreur avec la vitesse qui traduit un écart de tendance entre l'évolution numérique et expérimental du coefficient de pression avec la vitesse. En effet, la *fig.6.13*, illustre qu'expérimentalement σ augmente avec la vitesse alors qu'il diminue ou est quasiment constant numériquement. Le nombre de cavitation étant un nombre adimensionnel caractérisant le régime de cavitation pour une longueur de poche donnée et une incidence fixe, il doit donc rester constant lorsque la vitesse de l'écoulement augmente. Cette légère variation des valeurs expérimentales est attribuée dans la thèse de [Pereira, 1997] à des effets de turbulence qui prendraient de l'importance lorsque la vitesse augmente.

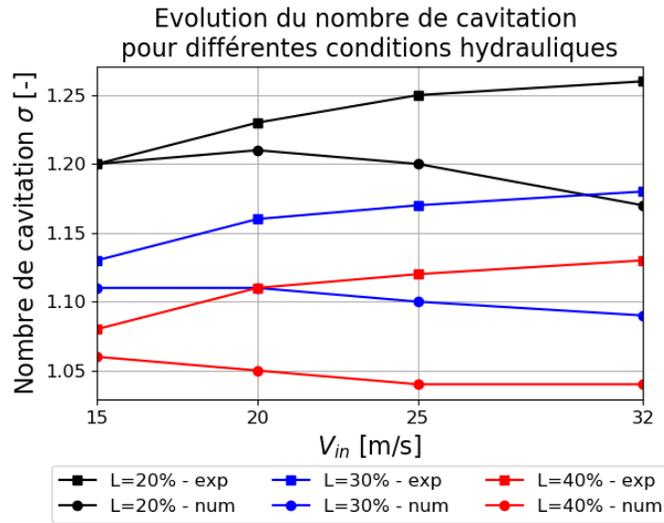


FIGURE 6.13 – Nombre de cavitation numérique et expérimental en fonction de la vitesse pour différentes tailles de poche.

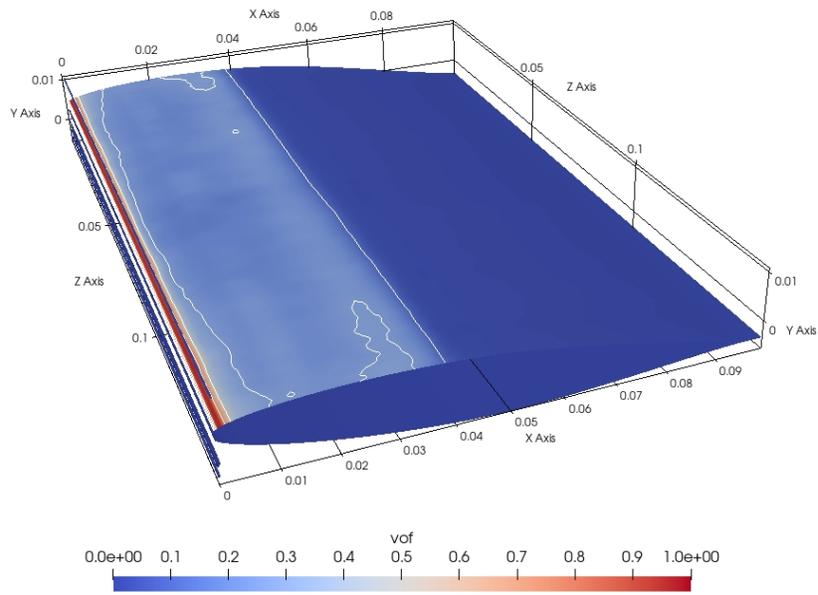
6.1.6 Analyse des champs hydrodynamiques

Après avoir décrit les résultats globaux en terme de diagrammes spatio-temporel, de fréquence de détachement, de coefficient de pression et de nombre de cavitation, nous allons maintenant examiner quelques aspects significatifs de l'écoulement cavitant en décrivant différents champs hydrodynamiques. Nous commençons par les valeurs moyennées en temps avant d'examiner certaines valeurs instantanées du taux de vide, du champ de pression, du champ de température liquide et des champs de vitesse. L'intérêt de ses analyses repose également dans leurs comparaisons avec les valeurs obtenues pour le régime instable (voir *chap.6.2*).

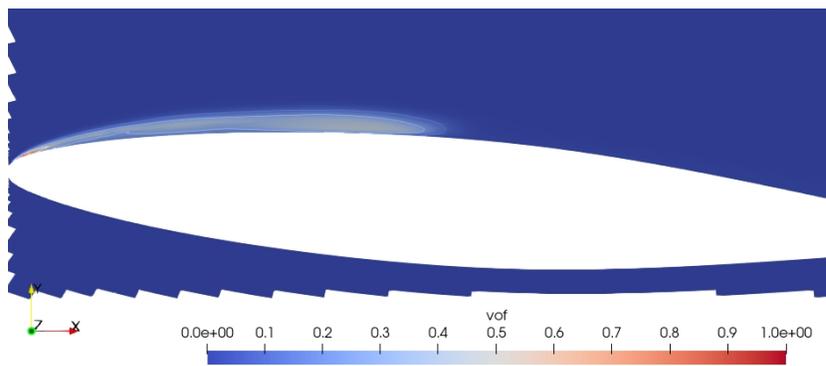
6.1.6.1 Champs moyens

6.1.6.1.1 Champ moyenné de taux de vide

La *fig.6.14* présente le taux de vide moyenné sur une coupe en 2D et sur la surface de l'hydrofoil. L'incidence de 4° se caractérise par une poche fine et stable *fig.6.14b*. Le taux de vide moyen est symétrique par rapport à la demi envergure et régulier le long de l'envergure, aucune structure n'apparaît dans la poche. Le taux de vide moyenné reste faible et majoritairement sous les 20%, seul le bord d'attaque comporte un taux de vide moyen supérieur à 50% en surface. Enfin nous noterons la répartition du taux vide moyen qui est plus élevée dans le cœur de la poche et surtout en fermeture mais est minimum en paroi. Cela tend à mettre en évidence une recirculation du liquide sous la poche qui accentue la vorticité en fermeture. Le maximum du taux de vide se trouve au bord d'attaque, où la poche semble s'attacher. Il s'agit de la zone de changement de phase.



(a) Cellule pariétale



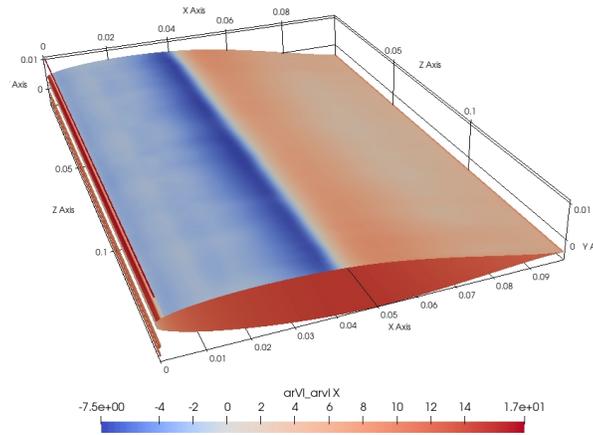
(b) Zoom sur une coupe à mi-envergure

FIGURE 6.14 – Visualisation du taux de vide moyenné, les lignes blanches représentent les iso-taux de vide moyennés $\{0,01; 0,1; 0,25; 0,5; 0,75\}$. 4° , $v_{in}=15$ m/s, $L=40\%$, $\sigma = 1.08$, $3D$.

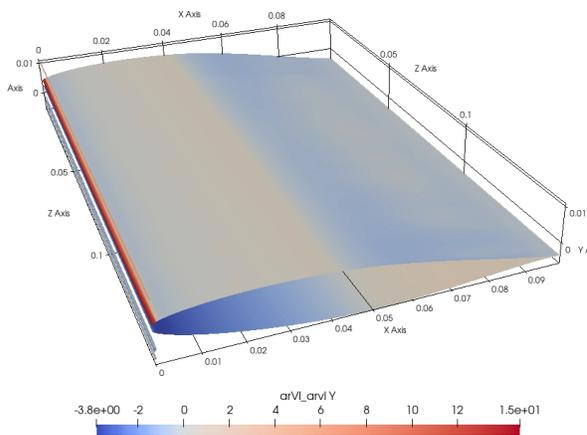
6.1.6.1.2 Champ moyenné de vitesse

Les *fig.6.15* illustrent les composantes des vitesses liquides moyennes en surface de l'hydrofoil et les *fig.6.16* pour une coupe à mi-envergure. Nous pouvons voir sur la composante longitudinale *fig.6.15a* que la vitesse s'annule en fermeture de poche. Ce point d'arrêt est dû à l'impact de l'écoulement amont sur la surface du foil qui se divise alors en deux parties : une partie remonte à contre courant avec une vitesse égale à $\sim -\frac{1}{2}V_{in}$ (dirigée vers l'amont) et l'autre partie suit l'écoulement avec une vitesse de $\sim \frac{1}{2}V_{in}$ (dirigée vers l'aval).

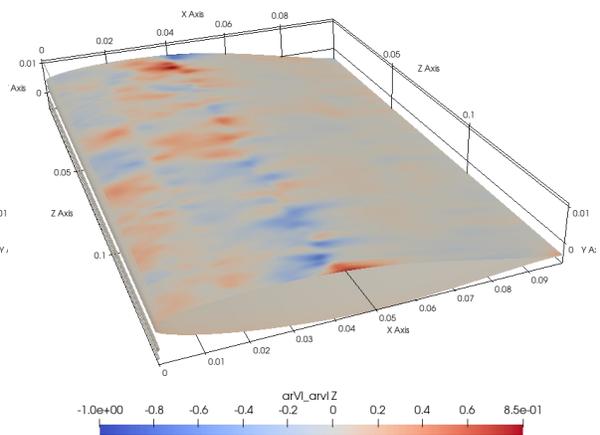
La composante perpendiculaire à la surface de l'hydrofoil *fig.6.15b* est positive dans la poche (le fluide est dévié vers le haut) et négative en aval de celle-ci (le fluide redescend), ce qui est cohérent avec l'incidence de l'hydrofoil. Ce comportement s'étant largement au-dessus de la surface comme nous pouvons l'observer sur la vue en coupe *fig.6.15b*. Seule exception, au bord d'attaque est présent une alternance positif - négatif, probablement due à la forte déviation de l'écoulement à ce niveau. La composante transversale *fig.6.15c* (dans la direction de l'envergure de l'hydrofoil) présente une symétrie marquée dans le plan perpendiculaire à la surface de l'hydrofoil. Il semble y avoir des recirculations causées par la pénétration (et la déviation) de l'écoulement à contre courant sous la poche.



(a) Vitesse selon l'axe X



(b) Vitesse selon l'axe Y



(c) Vitesse selon l'axe Z

FIGURE 6.15 – Visualisation de la vitesse moyenne du champ liquide en surface de l'hydrofoil. $4^\circ v_{in}=15$ m/s, $L=40\%$, $\sigma = 1,08$, $3D$.

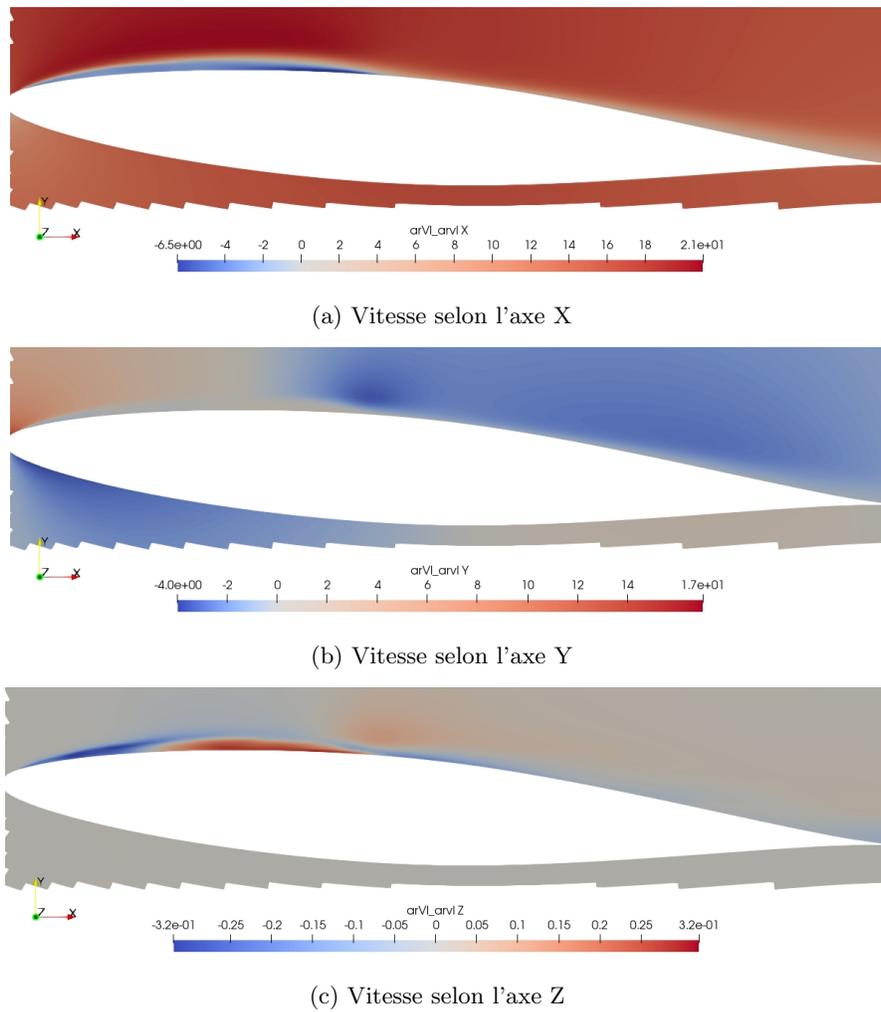
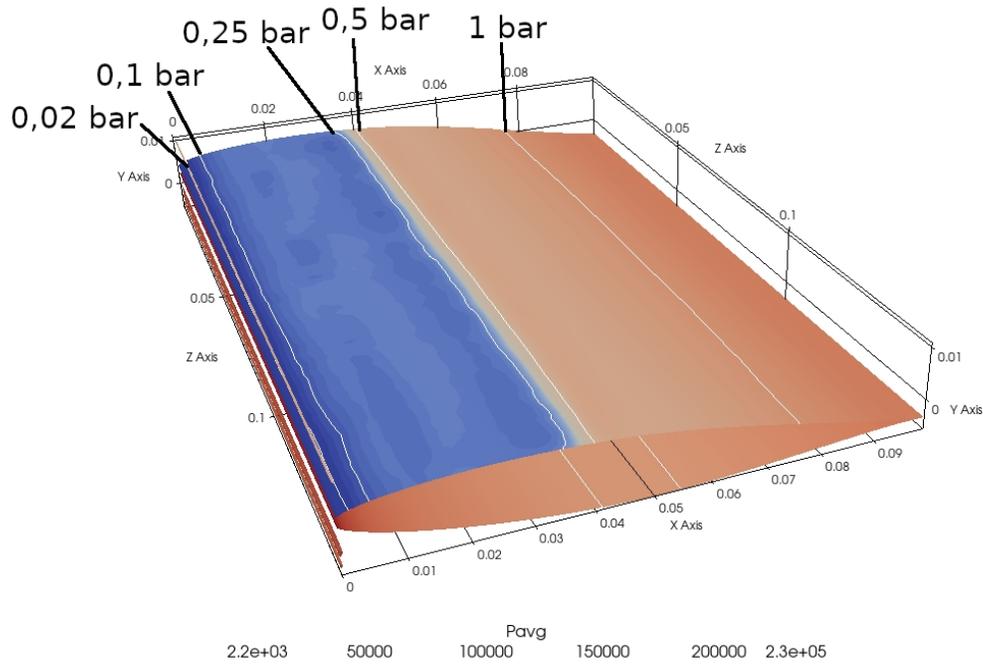


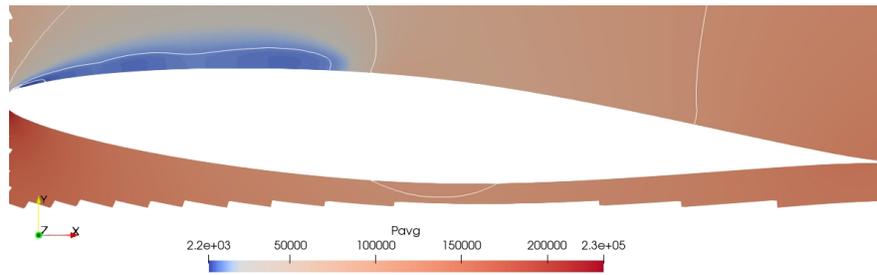
FIGURE 6.16 – Visualisation d'une coupe à mi-envergure de la vitesse moyenne du champ liquide. 4° , $v_{in}=15$ m/s, $L=40\%$, $\sigma = 1,08$, 3D.

6.1.6.1.3 Champ moyenné de pression

Le champ de pression moyen, en surface et dans un plan de coupe à mi-envergure, est présenté sur la *fig.6.17*. La pression moyenne dans la poche est comprise entre 5000 et 10000 Pa, la pression de saturation (soit 2300 Pa) étant atteinte dans une zone limitée au bord d'attaque. En aval de la fermeture, la pression retrouve rapidement la pression de l'écoulement qui est de l'ordre du bar.



(a) Cellules pariétales

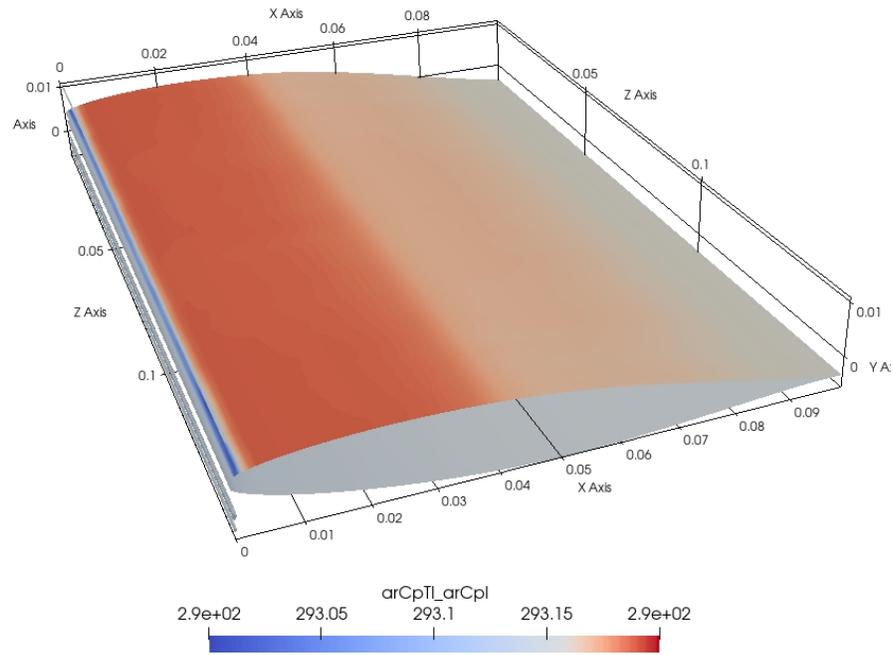


(b) Coupe à mi-envergure

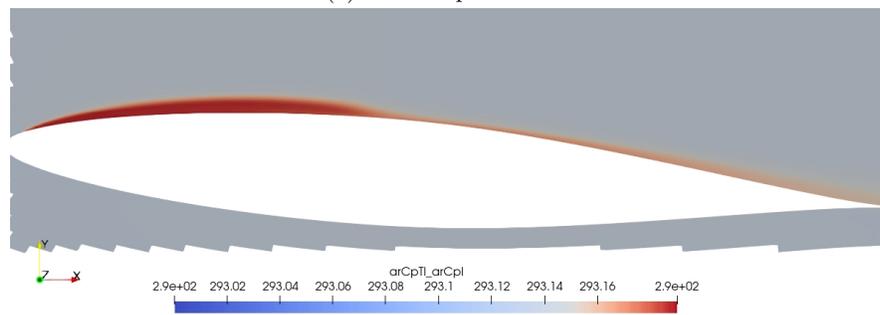
FIGURE 6.17 – Visualisation du champ de pression moyennée et iso-pression moyennée {2340, 5000, 10000, 50000 Pa et 1 bar}. 4° , $v_{in}=15$ m/s, $L=40\%$, $\sigma = 1,08$, 3D.

6.1.6.1.4 Champ moyenné de température liquide

La *fig.6.18* présente la température moyenne dans la poche pour la phase liquide, rappelons que la température du fluide est initialement de 293,15 K. Nous n'observons pas de variation importante de la température liquide qui est comprise entre 293 K et 293,2 K. Il y a donc un refroidissement local au bord d'attaque dû à la vaporisation mais ce dernier reste contenu (0,15 K). Il en va de même pour l'échauffement qui est au plus de 0,05 K dans le cœur de la poche mais ainsi que proche paroi de l'hydrofoil en aval de la poche.



(a) Cellules pariétales



(b) Coupe à mi-envergure

FIGURE 6.18 – Visualisation du champ de température moyennée de la phase liquide. 4° , $v_{in}=15$ m/s, $L=40\%$, $\sigma = 1,08$, $3D$.

6.1.6.2 Champs instantanés

La poche de cavitation à 4° d'incidence étant stable, nous n'avons pas trouvé de phénomènes particulièrement visibles à mettre en avant. Nous avons donc sélectionné une séquence d'implosion liée à la fluctuation temporelle de la poche et visualisons les champs instantanés de taux de vide, de vitesse, de pression et de température durant ces événements. Cette séquence est illustrée sur la *fig.6.19*. Nous pouvons voir qu'une seconde structure, légèrement plus importante en volume, apparaît également mais n'est pas étudiée car répartie sur un temps deux fois plus long pour des conclusions identiques. Ces structures ont la forme de petits fers-à-cheval et sont dues à la forte vorticité existant en fermeture de poche [Avellan et Dupont, 1988].

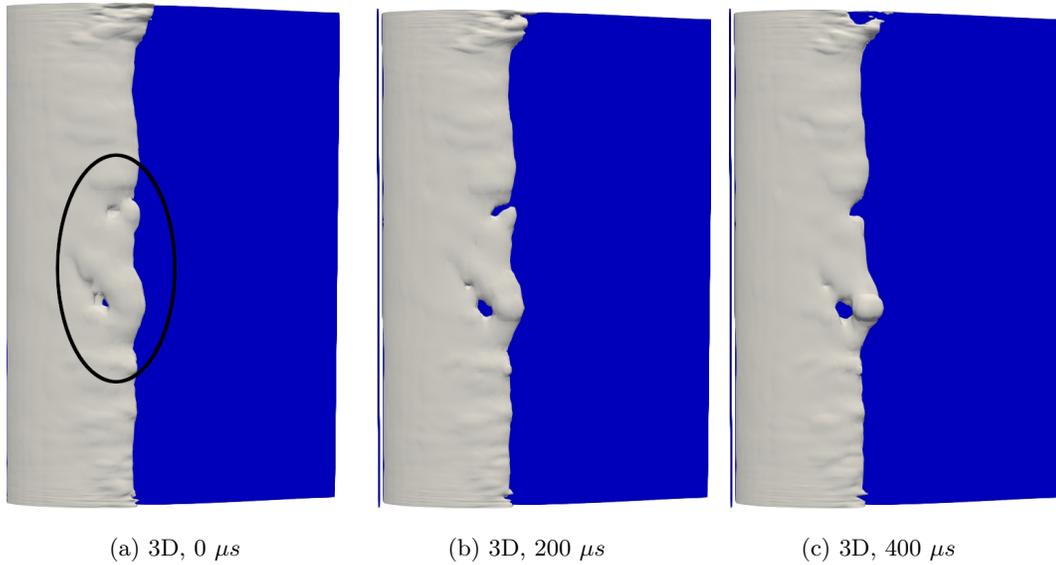


FIGURE 6.19 – Visualisation de l'iso-contour à 10% du taux de vide lors d'une séquence d'implosion des petites structures de vapeur en fermeture de poche. 4° , $v_{in}=15$ m/s, $L=40\%$, $\sigma = 1,08$, 3D.

6.1.6.2.1 Champ instantané de taux de vide

Une visualisation instantanée des iso-taux de vide est présentée sur la *fig.6.20*. Le taux de vide est globalement faible et inférieur à 30%, sauf au bord d'attaque ou il est proche de 1. La poche présente de nombreuses variations du taux de vide avec des zones de plus faibles et de plus fort taux de vide réparties le long de la corde et de l'envergure.

La *fig.6.20* illustre également le taux de vide de la poche de cavitation durant la séquence d'implosion d'une petite structure qui se détache en fermeture de poche et collapse immédiatement.

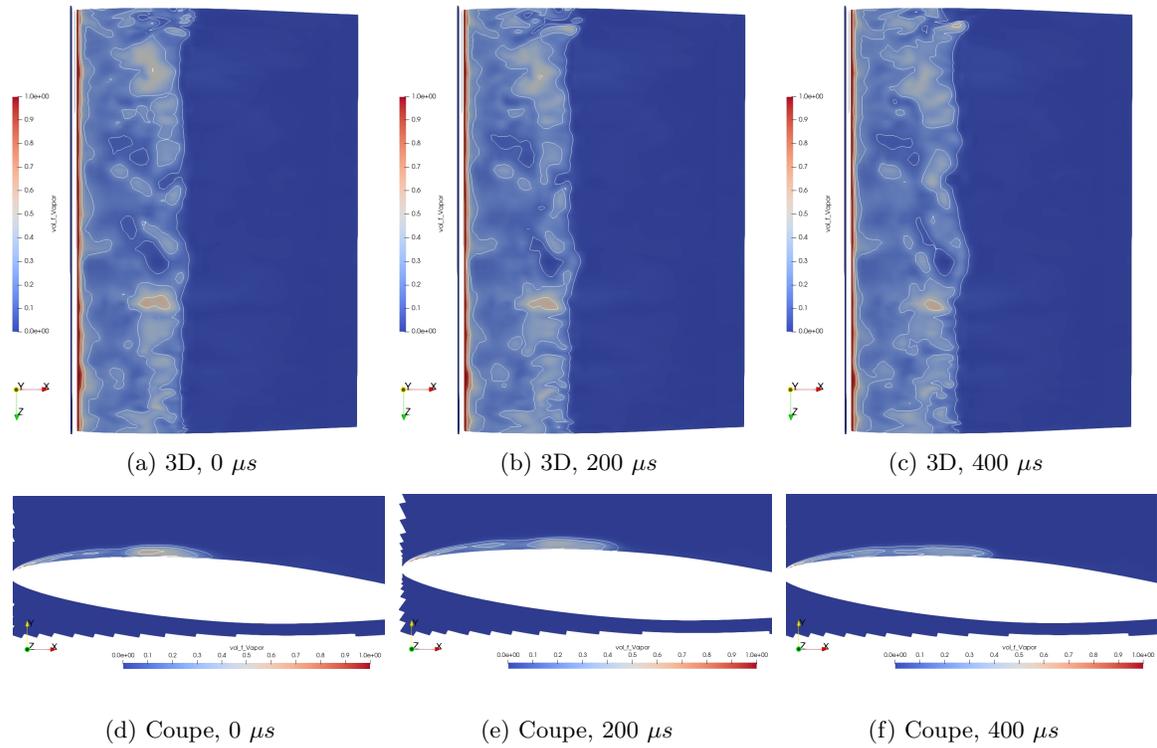


FIGURE 6.20 – Visualisation du taux de vide instantané lors d'une séquence d'implosion d'une petite structure de vapeur en fermeture de poche. Les lignes blanches représentent les iso-taux de vide $\{0.1, 0.25, 0.5, 0.75\}$. 4° , $v_{in}=15$ m/s, $L=40\%$, $\sigma = 1,08$, 3D.

6.1.6.2.2 Champ instantané de vitesse

Nous avons vu que la poche à 4° d'incidence est caractérisée par un régime stable. Pour autant, la poche n'est pas stationnaire et de nombreuses perturbations de la poche apparaissent. Ces perturbations peuvent s'expliquer par le cisaillement créé entre la poche de cavitation et l'écoulement liquide.

Nous observons cependant une cause supplémentaire d'instabilité sur la *fig.6.21*, nous pouvons voir le début de formation d'un jet rentrant. A cette incidence ce dernier ne possède pas assez d'énergie cinétique pour remonter suffisamment proche du bord d'attaque et détacher la poche. Sa présence suffit néanmoins à perturber l'écoulement de la poche. Ce prémice de jet rentrant se produit régulièrement par pulsation et perturbe la fermeture de la poche lui conférant son aspect fluctuant malgré une taille de poche stable.

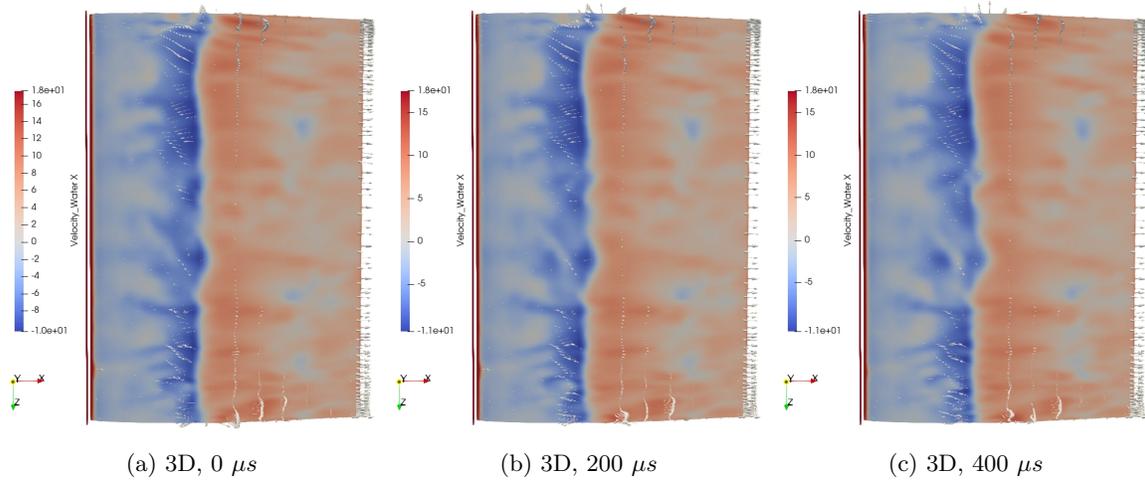


FIGURE 6.21 – Visualisation du champ de vitesse longitudinale en paroi de l’hydrofoil d’une séquence d’implosion de petites structures en fermeture de poche. Les flèches représentent la norme du vecteur vitesse. 4° , $v_{in}=15$ m/s, $L=40\%$, $\sigma = 1,08$, 3D.

6.1.6.2.3 Champ instantané de pression

Le champ de pression lors d’une séquence d’implosion d’un petite structure de vapeur à la fermeture de la poche est illustré sur la *fig.6.22*. Le champ de pression dans la poche est inférieur à 25 kPa et la pression en aval de la fermeture reste inférieur à 1,5 bar. Notons que l’évènement d’implosion entraîne une variation locale (au niveau de la structure implosant) de la pression avec une oscillation haute-basse pression en fermeture de poche. Mais la pression maximale dans la zone d’implosion reste inférieure à la pression au bord de fuite. Aucun évènement notable (pics de très forte pression) n’a été observé dans l’ensemble de nos simulations.

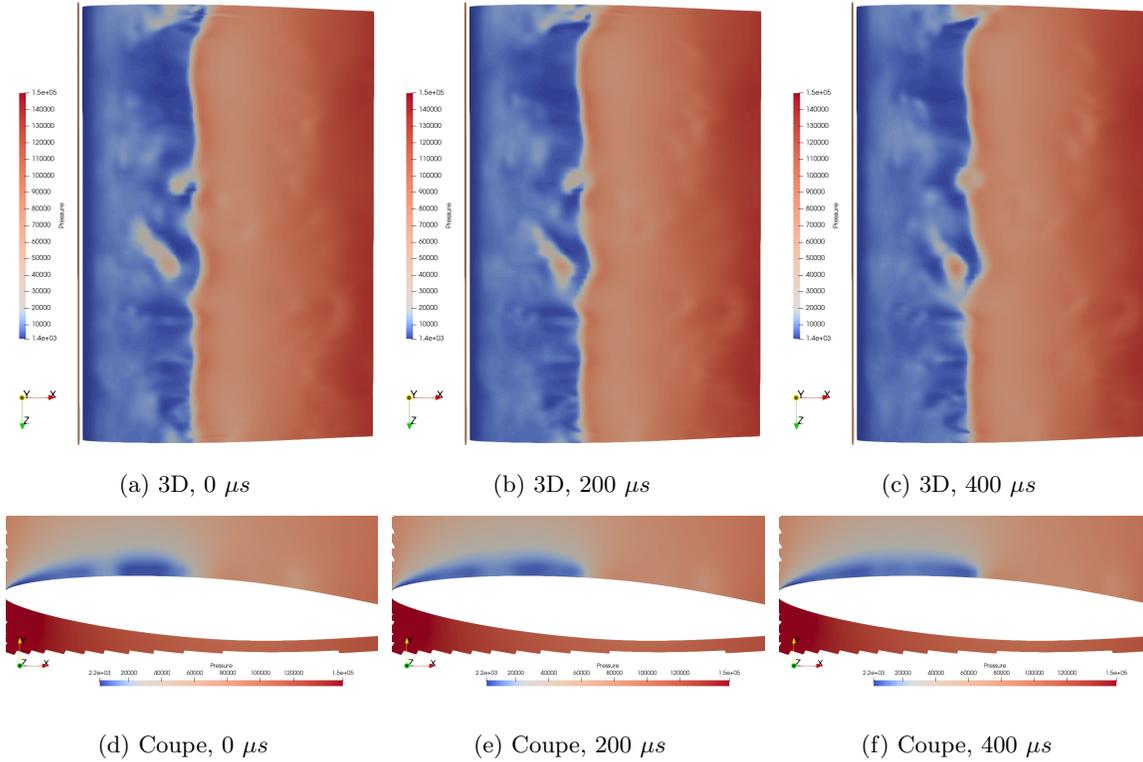


FIGURE 6.22 – Visualisation du champ de pression instantanée lors d'une implosion de petite structure de vapeur en surface de l'hydrofoil (haut) et zoom sur une coupe à mi-envergure (bas). 4° , $v_{in}=15$ m/s, $\sigma = 1,08$, 3D.

6.1.6.2.4 Champ instantané de température

Les champs de température liquide et vapeur sont présentés sur la *fig.6.23*. Le champ liquide varie peu le long de la corde, un léger refroidissement (0,15 K) est observé au bord d'attaque de l'hydrofoil là où une forte vaporisation est présente. Un léger échauffement est observé sur le reste de la corde et en particulier dans la poche (où le taux de vide reste important). Ce comportement est plausible et est attendu d'une modélisation résolvant l'équation d'énergie et modélisant le changement de phase.

Le champ de température vapeur varie sur une plage de 90 K. Dans la poche, cette variation est limitée à 50 K, les températures les plus élevées n'étant présentes qu'en aval de la fermeture où le taux de vide est faible et la pression élevée (entre 1 et 2 bar).

Sur la séquence d'image est présenté le détachement et l'implosion de petites structures de vapeur en fermeture de poche. Cette séquence est associée à une alternance dans le temps de température élevée (383 K, soit $90^\circ C$) puis très faible ($10^\circ C$) liée à une alternance de pression forte puis faible liée à la séquence implosion-rebond. La plage de valeur prise par la température du champ vapeur peut paraître surprenante et est à associer aux variations de pression. Nous discutons plus en détail de ce point au paragraphe 6.3.3. Nous n'observons pas d'autre évènement en aval de la fermeture et très peu en amont. Ces petites structures sont également visibles expérimentalement, mais ne sont pas assez énergétiques pour être identifiables sur les transformées de Fourier des signaux de pression à l'entrée du domaine.

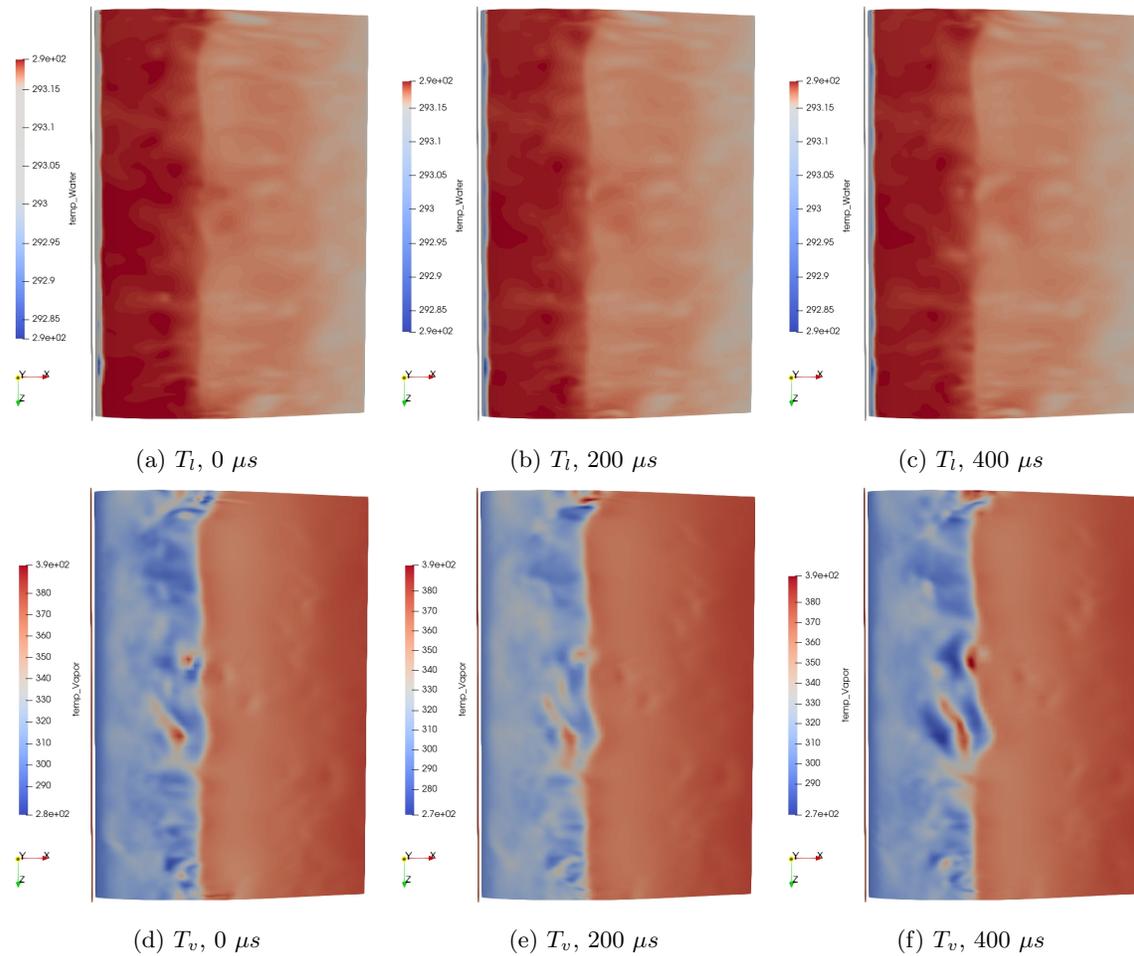


FIGURE 6.23 – Visualisation 3D des champs de température liquide (en haut) et vapeur (en bas) à la paroi de l’hydrofoil lors de la séquence d’implosion des petites structures en fermeture de poche. 4° , $v_{in}=15$ m/s, $L=40\%$, $\sigma = 1,08$, 3D.

6.2 Résultats des simulations numériques à 6° d’incidence

A 6° d’incidence, la poche de cavitation entre dans un régime de cavitation instationnaire caractérisé par le lâcher périodique de structures macroscopiques aussi appelées nuages de cavitation (voir 1.2.1). Les résultats expérimentaux sont disponibles pour 4 vitesses d’entrée et 3 longueurs de poches différentes et se composent du nombre de cavitation ainsi que d’une fréquence caractéristique des lâchers.

Nous ne sommes pas parvenus à obtenir des simulations numériques convergées pour les deux poches les plus petites (20 et 30%) en 3D. Seuls les résultats avec une poche à 40% sont donc présentés ici. Les résultats à 30 m/s ne sont pas non plus jugés suffisamment convergés pour être présentés.

6.2.1 Visualisations de la poche

La *fig.6.24* illustre l’évolution d’une poche de cavitation instable conjointement avec sa lecture sur le diagramme spatio-temporel ainsi qu’avec l’évolution du volume de vapeur dans le domaine. En commençant la lecture à l’état 1, par une poche de taille maximale, un jet rentrant se développe proche

de la paroi et remonte à contre courant jusqu'à l'état 2. Le jet-retrant finit par percer l'interface de la poche et détache ainsi la poche de cavitation à l'état 3. La structure ainsi lâchée, appelée nuage de cavitation du fait de sa forme, est convectée dans l'écoulement pendant que la poche se reforme sous l'effet de la vaporisation à l'état 4. Ce comportement est périodique et lorsque la poche atteint une taille critique (taille maximale de la poche, renseignée en résultat), le cycle recommence.

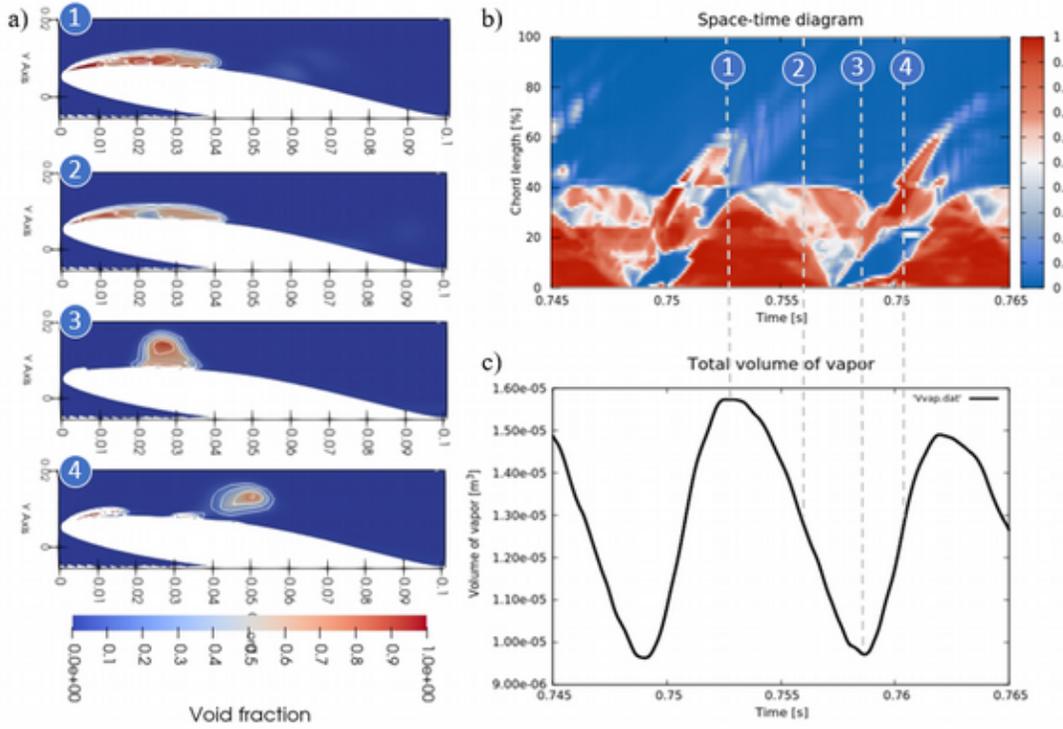


FIGURE 6.24 – Visualisation en coupe des différents stades du lâcher de structures de vapeur a), état sur le diagramme spatio-temporel b) et évolution du volume total de vapeur dans le domaine c).

Nous disposons de peu d'images expérimentales nous permettant de comparer qualitativement l'écoulement cavitant. Néanmoins la thèse de [Pereira, 1997] met en avant l'étude des structures macroscopiques lâchées par le mode de cavitation instable. La *fig.6.25* compare deux photographies issues des films expérimentaux à deux visualisations instantanées issues d'une simulation numérique aux mêmes conditions d'écoulement. Nous pouvons voir que les structures convectées prennent une forme très particulière liée à la turbulence de l'écoulement. Ces structures sont couramment appelées vortex en fer-à-cheval et sont caractéristiques de la cavitation en nuage [Avellan et Dupont, 1988].

Les structures capturées avec *neptune_cfd* prennent correctement la forme et la dynamique escomptée de ce type de structures. Ces dernières persistent le long de la corde ce qui est également observé expérimentalement. Nous notons également un léger rebond du volume de ces structures après 60% de la corde. Bien que nous n'ayons pas de support visuel issu des films expérimentaux, ce rebond est capturé expérimentalement via le suivi de la taille des structures par stéréo-tomographie vidéo mise en œuvre par [Pereira, 1997]. La *fig.6.26* illustre une séquence de rebond du volume de vapeur captée expérimentalement et localise ce dernier à environ 10% à l'aval de la zone de fermeture.

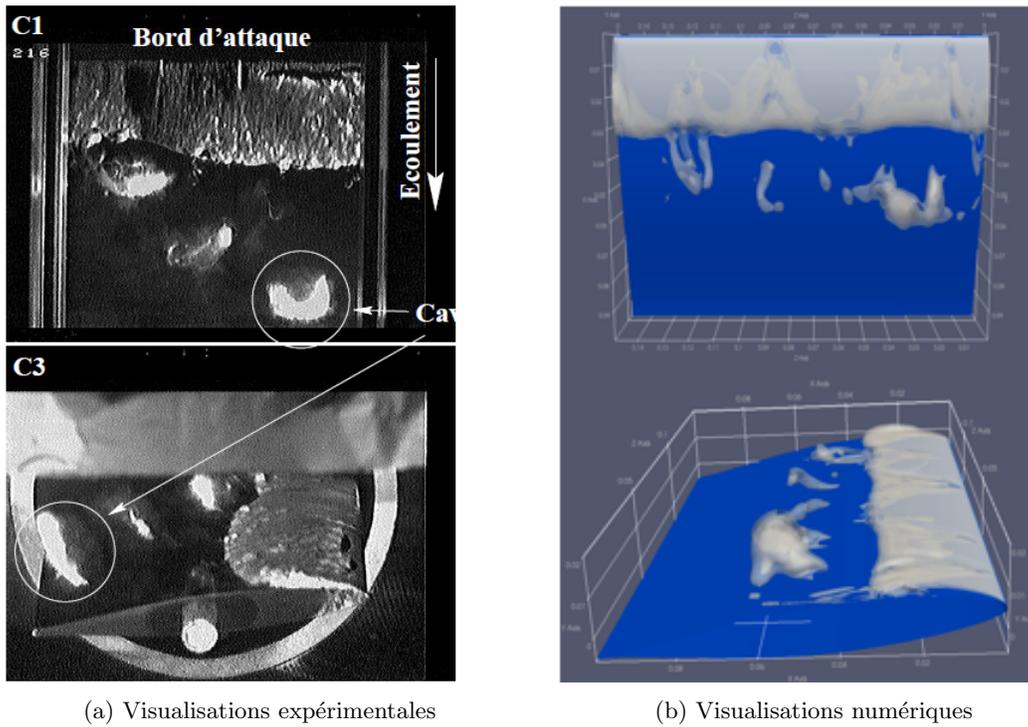


FIGURE 6.25 – Comparaisons des visualisations de dessus et latérales issues de l'expérience [Pereira, 1997] (à gauche) et des simulations avec *neptune.cfd* (à droite). 6° , $v_{in}=15$ m/s, $L=40\%$, $\sigma = 1,59$, 3D.

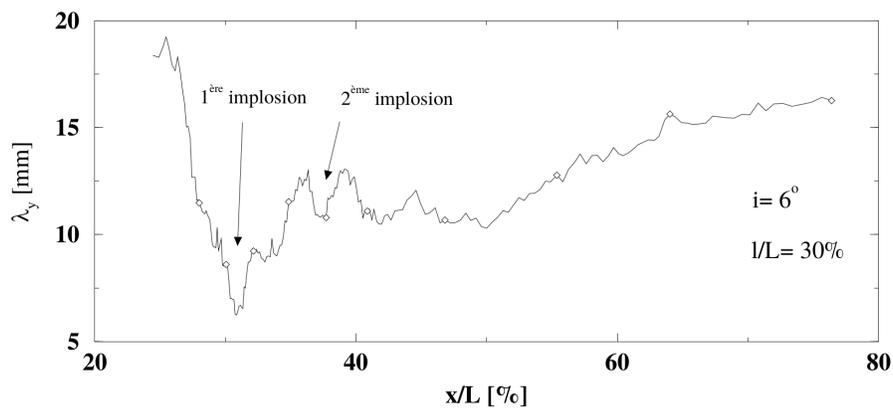


FIGURE 6.26 – Détection expérimentale du rebond des structures de vapeur pour une poche de $L=30\%$ de la corde, 6° , $v_{in}=25$ m/s, $\sigma = 1.74$ [Pereira, 1997].

6.2.2 Caractérisation du régime d'écoulement par le diagramme spatio-temporel

La *fig.6.27* présente les diagrammes spatio-temporels à 6° d'incidence pour des vitesses de 15, 20 et 25 m/s et une longueur de poche de 40% de la corde. Les diagrammes spatio-temporels de la poche à 6° d'incidence présentent une structure périodique représentative du développement de la poche et du lâcher périodique de structures macroscopiques. Au bord d'attaque ainsi que dans la première moitié de la poche, le taux de vide est élevé. Il diminue progressivement jusqu'à la fermeture de poche où des lâchers de structures apparaissent et sont convectés jusqu'à 80% de la corde.

Enfin, nous remarquons que la taille maximale de la poche oscille légèrement sur une période d'environ 0,05 s (soit cinq fois plus petite que la période de lâcher des structures). Et les lâchers de structures semblent présenter une alternance entre des lâchers de faible importance et de faible taux de vide et des lâchers plus volumineux et de taux de vide plus importants.

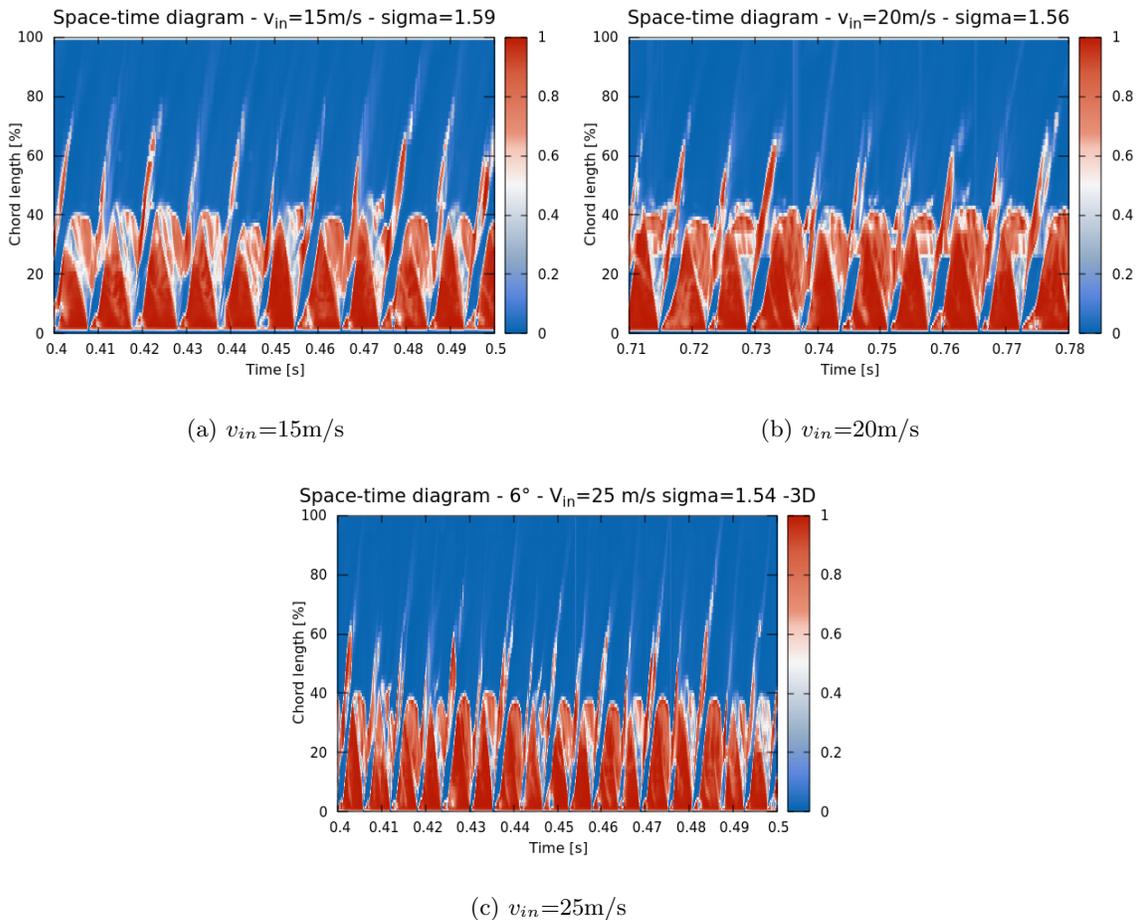


FIGURE 6.27 – Diagrammes spatio-temporels issus des simulations numériques 3D à 6° d'incidence pour une poche à 40% de la corde et pour trois vitesses d'entrée.

En plus de la fréquence des lâchers, nous pouvons également nous intéresser à la vitesse de convection des structures de vapeur dans l'écoulement. La *fig.6.28* met en avant la trajectoire d'une structure pour les vitesses de 15 et 25 m/s. A 15 m/s, *fig.6.28a*, la vitesse de convection de la structure est estimée à $\sim 11,4$ m/s soit $\sim 0,76v_{in}$. A 25 m/s, *fig.6.28b*, elle est estimée à $\sim 15,4$ m/s soit $\sim 0,62v_{in}$. Nous

notons donc une diminution de la vitesse de convection avec l'augmentation de la vitesse d'entrée. Ce comportement est probablement à attribuer à la séparation plus complexe de la structure de cavitation à 25 m/s, où une structure de faible taux de vide semble précéder une structure plus importante.

Cette caractéristique est relativement peu décrite dans la littérature expérimentale. Néanmoins des temps de convections similaires peuvent être calculés sur les visualisations rapides issus des expériences. Sur un hydrofoil de géométrie proche et pour des conditions équivalentes ($L=41\%$ et $i=6,2^\circ$) [Kubota et al., 1989] estime la vitesse de convection via la corrélation des signaux de pressions (entre 0,3 et 0,5 v_{in}) ainsi que l'analyse des films rapides (entre 0,3 et 0,8 v_{in}).

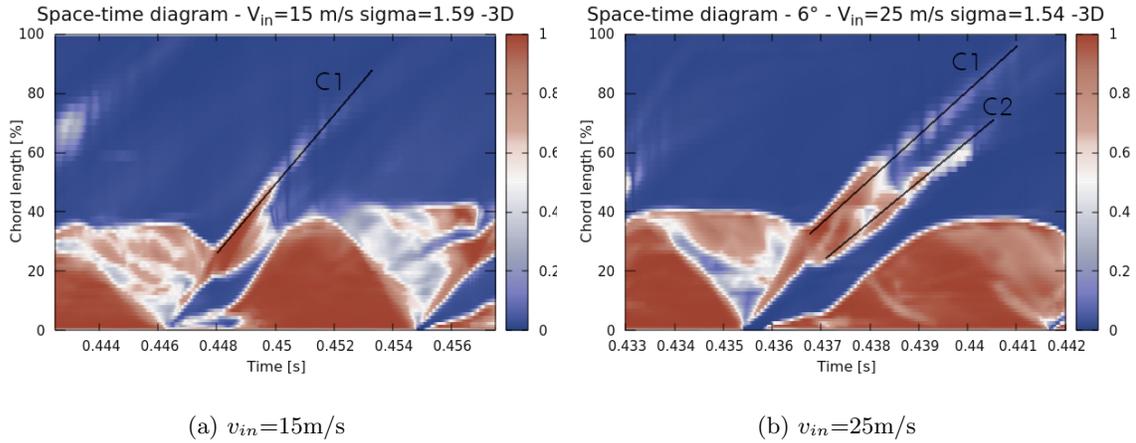


FIGURE 6.28 – Evaluation de la vitesse de convection des structures convectées à 15 et 25 m/s à l'aides des diagrammes spatio-temporels. La saturation des couleurs a été modifiée pour mettre en avant les structures de plus faible taux de vide.

6.2.3 Caractérisation des fréquences de détachement

La *fig.6.29* présente la transformée de Fourier du signal de pression en entrée du domaine et du volume total de vapeur pour une vitesse d'entrée de 15 m/s. Le régime périodique de la poche de cavitation instable à 6° d'incidence est nettement discernable avec un pic de forte intensité situé à ~ 110 Hz. La transformée du signal de pression présente également une harmonique de faible énergie à ~ 220 Hz.

Nous observons une variation de plus faible fréquence sur l'amplitude du signal du volume de vapeur. Cette observation est cohérente avec l'observation faite sur les diagrammes spatio-temporels. Néanmoins ce signal ne semble pas suffisamment énergétique et aucune fréquence n'est détectée en-dessous de 100 Hz sur la transformée de Fourier de ce signal.

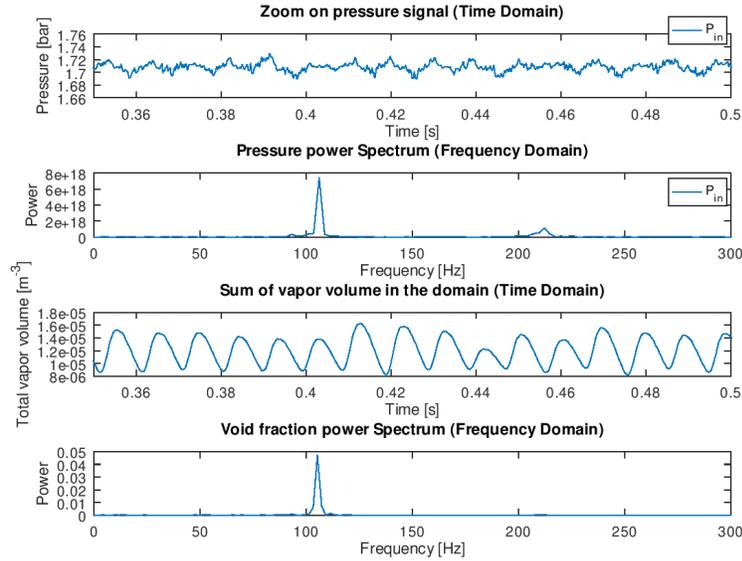


FIGURE 6.29 – Fréquence de détachement à l'aide d'une FFT sur le signal de pression en entrée (haut) et sur le signal de volume total de vapeur (bas). 6° , $v_{in}=15$ m/s, $L=40\%$, $\sigma = 1,59, 3D$.

6.2.4 Analyse des coefficients de pression

À 6° , les coefficients de pression expérimentaux ne sont pas disponibles. Nous avons tout de même post-traité les coefficients de pression numériques sur l'extrados de l'hydrofoil pour une comparaison avec nos résultats à 4° . La *fig.6.30* présente les coefficients de pression numériques moyennés pour les vitesses de 15, 20 et 25 m/s en trait continu noir. La variation min-max du coefficient de pression est indiquée par la région grisée. Les symboles gris indiquent l'écart type de la variation de pression.

De même qu'à 4° , le coefficient de pression chute à une valeur équivalente à $-\sigma$ au bord d'attaque, puis tend vers 0 au bord de fuite (la pression tend vers P_∞). Ce raccord se réalise en fermeture de poche où le gradient de pression est important.

Dans cette région, les fluctuations de pression sont maximales, ce qui se visualise par la localisation du maximum de l'écart-type du signal de pression à 40% de la corde.

Malgré tout, nous observons que les pics de pression maximaux ne sont pas toujours situés au niveau de la fermeture mais peuvent être localisés en aval de celle-ci, entre 40 et 60% de la corde. Ces pics de pression en aval de la poche n'étaient pas observés à 4° et sont à associer aux détachements de structures de vapeur.

Il est à noter que les profils moyens des coefficients de pression conservent la même valeur en augmentant la vitesse. Ce comportement est attendu puisque les calculs sont réalisés à nombre de cavitation équivalent (soit un chargement équivalent en surface de l'hydrofoil). Au contraire, l'écart type de la pression augmente avec la vitesse, ceci étant considéré comme proportionnel à la plus forte agitation turbulente liée à l'augmentation de la vitesse ainsi qu'à une pression plus importante dans l'écoulement ($P_{dyn} = \frac{1}{2}\rho V_{in}^2$).

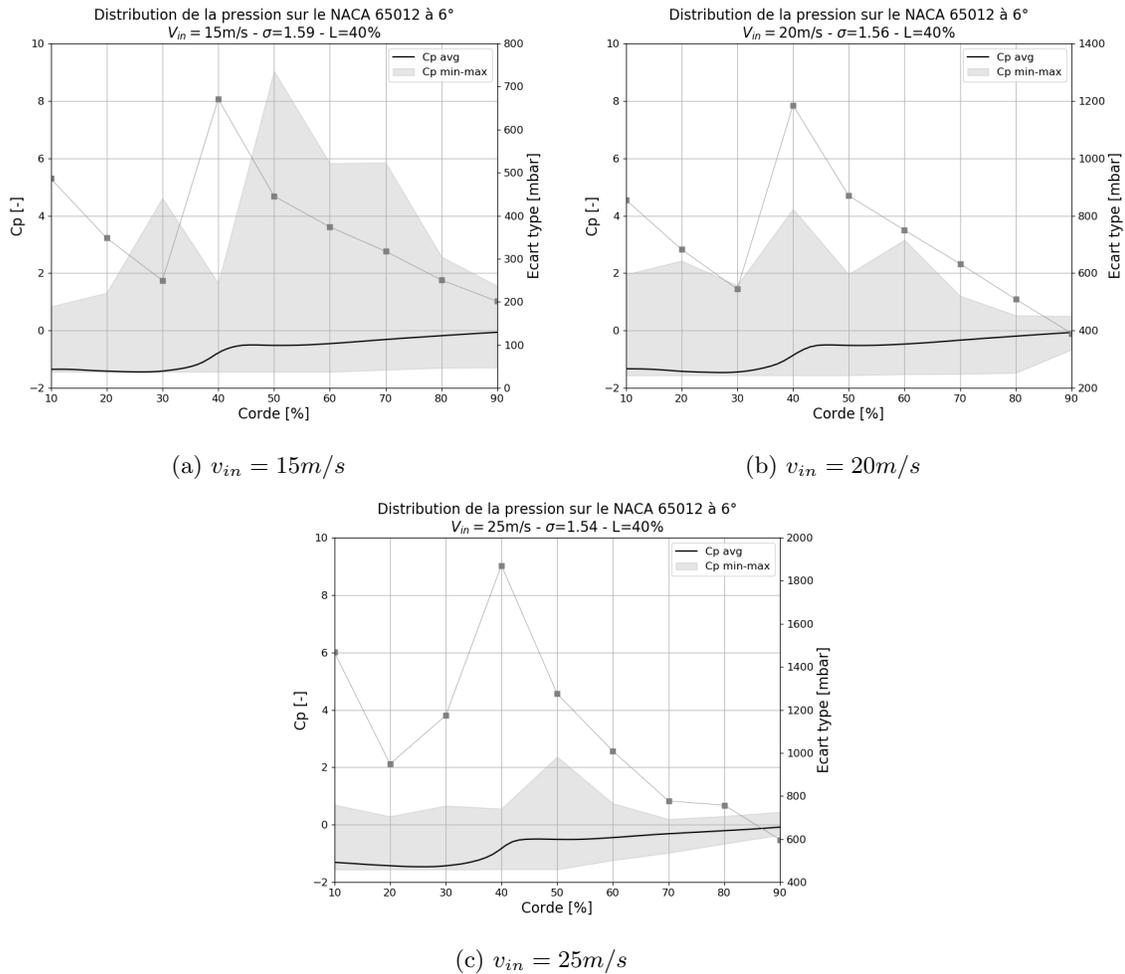


FIGURE 6.30 – Profils du coefficient de pression numérique à 6° d'incidence pour une taille de poche de 40% de la corde à trois vitesses différentes.

6.2.5 Résultats globaux des simulations numériques

Le *tab.6.2* récapitule l'ensemble des résultats obtenus pour les simulations numériques à 6° d'incidence et une longueur de poche de 40% pour le nombre de cavitation et la fréquence de détachement des lâchers. Les résultats numériques sont conformes à l'expérience avec une erreur inférieure à 10%.

Comme pour les résultats à 4° d'incidence, l'erreur sur le nombre de cavitation augmente avec la vitesse en passant de 0% à 15 m/s jusqu'à 5% à 25 m/s. Les simulations numériques prévoient une diminution du nombre de cavitation, alors que les résultats expérimentaux montrent une nouvelle fois une croissance du nombre de cavitation. Rappelons que le nombre de cavitation devrait être constant à longueur de poche équivalente. Cette déviation au comportement théorique est expérimentalement attribuée au développement de la turbulence lorsque la vitesse augmente.

Au contraire, l'erreur sur la fréquence n'est pas monotone et est de 9% à 15 et 25 m/s et de 1,4 et 3,2% à 25 et 30 m/s respectivement. Cette tendance non monotone peut être attribuée à l'incertitude plus importante, tant expérimentalement que numériquement, sur l'estimation des fréquences qui sont également dépendantes de la bonne estimation de la longueur de poche.

Longueur	Vitesse	Nombre de cavitation		Fréquence		Erreur	
L [%]	v_{in} [m/s]	σ_{exp} [-]	σ_{num} [-]	f_{exp} [Hz]	f_{num} [Hz]	err_{σ} [%]	err_f [%]
40	15	1,59	1,59	100	109	0	9
	20	1,60	1,56	140	138	2,5	1,4
	25	1,62	1,54	190	173	4,9	8,9

TABLE 6.2 – Comparaison des simulations numériques 3D sur le maillage moyen aux résultats expérimentaux.

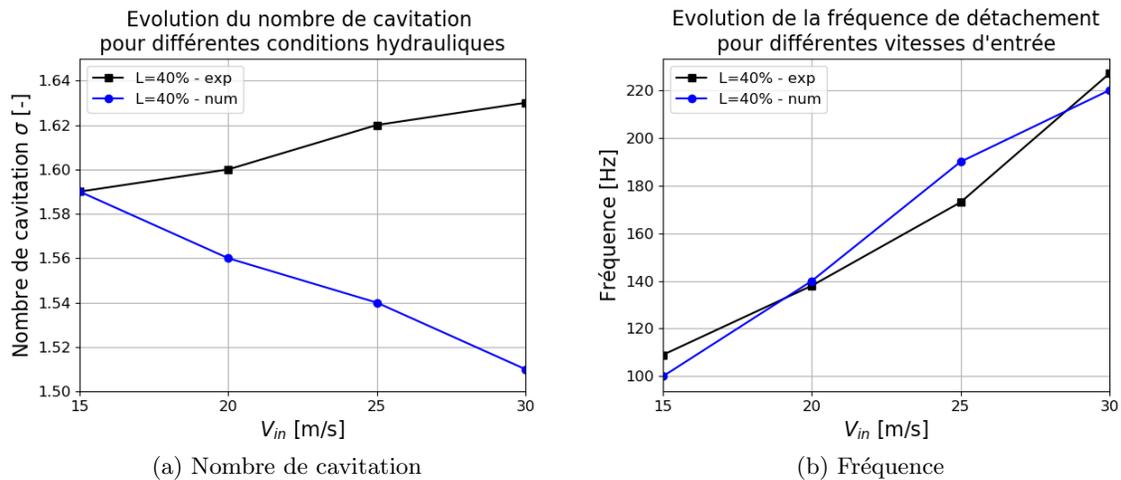


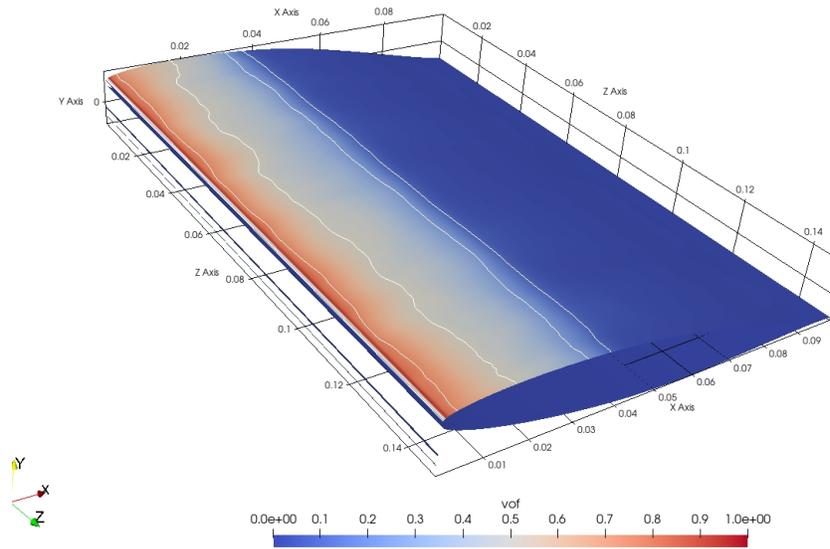
FIGURE 6.31 – Comparaison du nombre de cavitation et des fréquences de détachement en fonction de la vitesse obtenus numériquement et expérimentalement.

6.2.6 Analyse des champs hydrodynamiques

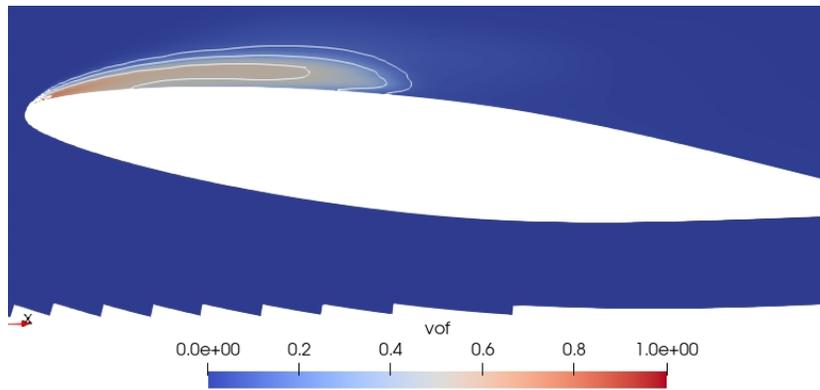
6.2.6.1 Champs moyennés

6.2.6.1.1 Champ moyenné de taux de vide

La *fig.6.32* présente le taux de vide moyenné en coupe et à la surface de l'hydrofoil. Le taux de vide moyen est inférieur à 0,6 dans la majorité de la poche, seule le bord d'attaque présente un taux de vide allant jusqu'à 0,75. Ces visualisations permettent également d'estimer la longueur et la hauteur de la poche en prenant les iso-taux de vides à 10%.



(a) Cellules pariétales



(b) Zoom sur une coupe à mi-envergure

FIGURE 6.32 – Visualisation du taux de vide moyenné. Les lignes blanches représentent les iso-taux de vide moyennés $\{0,01 ; 0,1 ; 0,25 ; 0,5 ; 0,75\}$ (de droite à gauche sur la figure). 6° , $v_{in}=15$ m/s, $L=40\%$, $\sigma = 1,59$, $3D$.

6.2.6.1.2 Champ moyenné de vitesse

Les composantes du champ de vitesse moyenné sont représentées sur les *fig.6.33*. La composante longitudinale, *fig.6.33a*, présente une vitesse qui s'annule en fermeture de poche. Il s'agit du point d'arrêt créé lorsque l'écoulement amont impacte la surface de l'hydrofoil. La présence du jet rentrant est également nettement discernable avec une vitesse moyenne négative importante en amont de la fermeture de la poche. Cette vitesse est supérieure à la moitié de la vitesse d'entrée et son intensité diminue aux abords des 20% de la corde. La présence du jet rentrant est également observée sur la coupe à mi envergure, *fig.6.34a*.

La composante verticale perpendiculaire à l'hydrofoil, *fig.6.33b*, présente majoritairement deux zones : une première zone dans la poche, où l'écoulement est ascendant, ainsi qu'une seconde zone en aval de celle-ci où l'écoulement est descendant.

Enfin, la composante horizontale transversale à l'hydrofoil, met en avant un motif complexe alternant les zones positives et négatives de tailles variées *fig.6.33c*. Les valeurs extrêmes sont localisées dans la poche sur les bords latéraux de l'hydrofoil et sont positionnées anti-symétriquement. Nous observons le même comportement dans le plan de coupe, *fig.6.34c*, avec une alternance négatif - positif - négatif. La dernière zone étant d'une intensité supérieure et localisée en fermeture de poche. Elle semble donc associée à la déviation du jet rentrant lors de sa progression à contre courant près de la surface de l'hydrofoil.

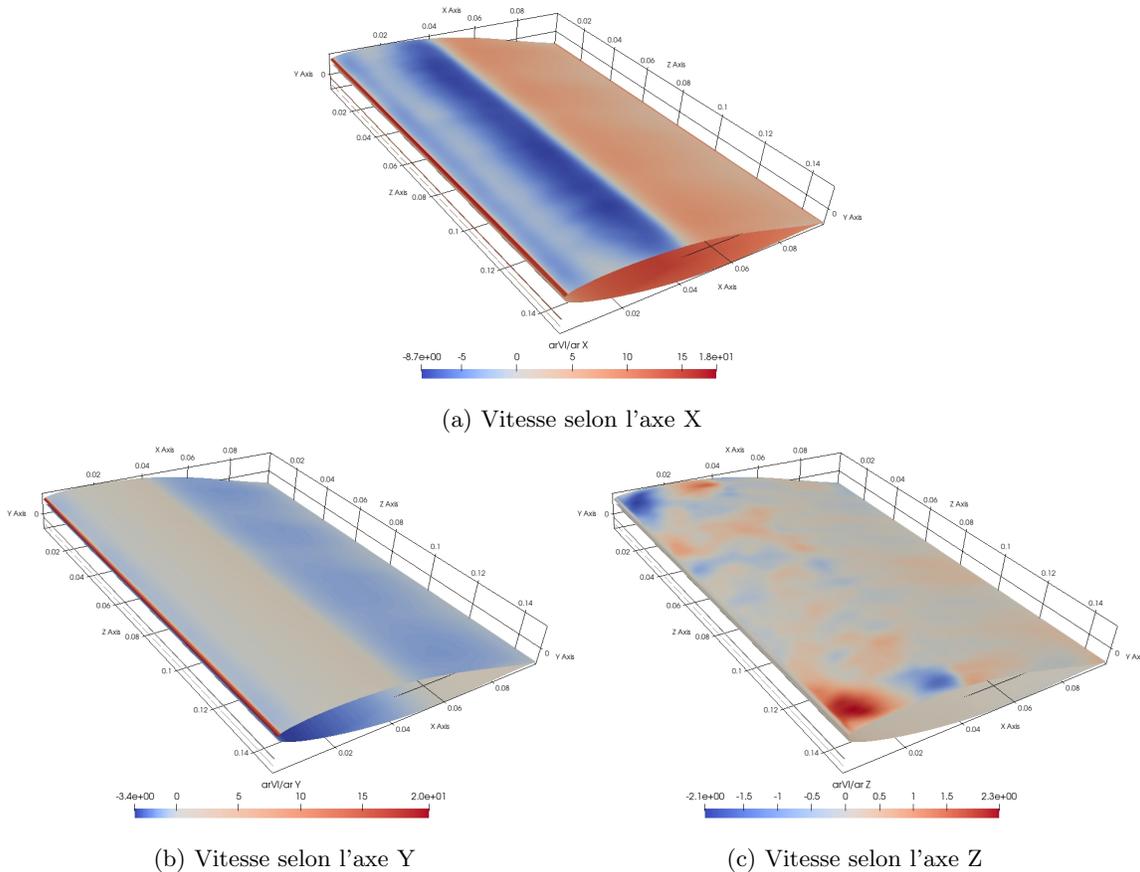


FIGURE 6.33 – Visualisation des composantes du champ vitesse liquide moyennée sur la surface de l'hydrofoil. 6° , $v_{in}=15$ m/s, $L=40\%$, $\sigma = 1,59$, $3D$.

La *fig.6.35* présente les profils de vitesse moyennés selon les différentes composantes et à différentes

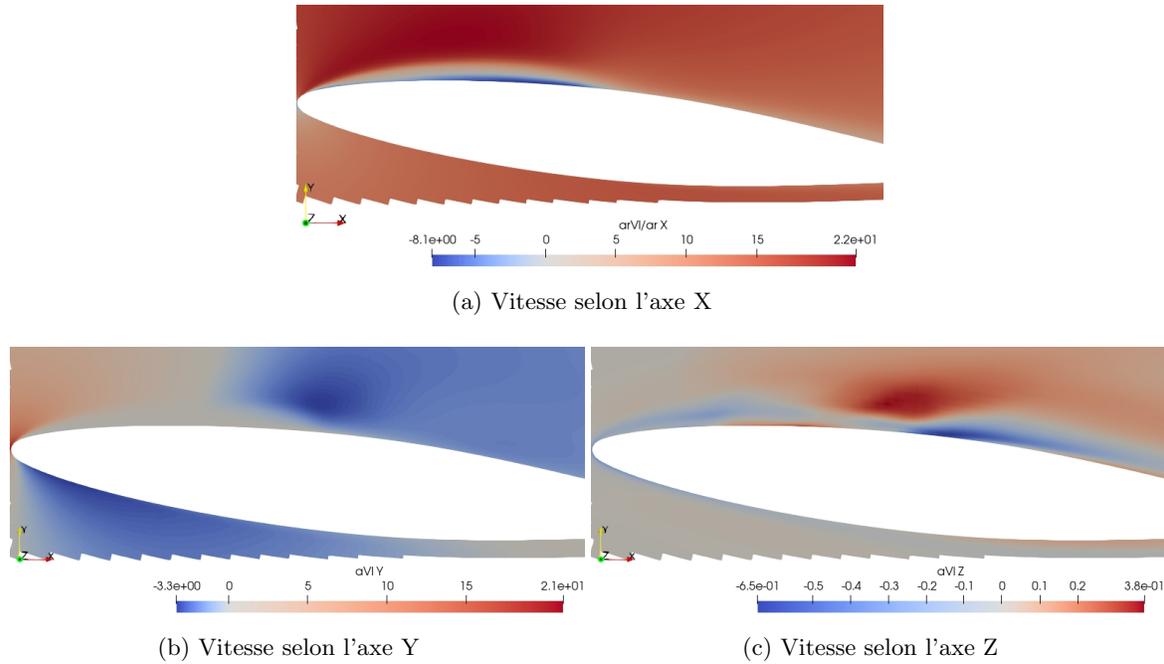


FIGURE 6.34 – Zoom sur une coupe transversale des composantes du champ vitesse liquide. 6° , $v_{in}=15$ m/s, $L=40\%$, $\sigma = 1, 59, 3D$.

positions de la corde pris à mi-envergure. La poche est située dans les 12 premiers millimètres de la hauteur des profils. Loin de la surface de l'hydrofoil, la vitesse longitudinale est supérieure à la vitesse de référence, ce qui est dû à la restriction engendrée par l'hydrofoil. Cette tendance baisse en progressant dans la corde et à 60% la vitesse liquide entourant la poche est du niveau de la vitesse de référence. Dans la zone diphasique, la vitesse décroît rapidement et s'inverse même à 20% et 40% de la corde. Les profils selon la composante perpendiculaire à l'hydrofoil indiquent un écoulement légèrement ascendant au début de la poche alors qu'il est redirigé plus fortement vers la paroi à 40 et 60% de la corde. Enfin les profils de vitesse selon l'envergure de l'hydrofoil ont une faible amplitude dû à la symétrie de l'écoulement. Néanmoins proche de la paroi la vitesse semble plutôt négative alors qu'elle prend une valeur opposée en haut de la poche avant de s'annuler dans l'écoulement à l'infini. Cela tend à suggérer qu'il existe des rotations ou des déviations régulières dans le plan parallèle à l'hydrofoil.

Pour aller plus loin nous pouvons également regarder la vitesse de glissement moyenne entre les phases. Nous définissons le glissement par :

$$dV = \langle V_l \rangle - \langle V_v \rangle \quad (6.1)$$

Par commodité, nous représentons un glissement relatif noté $\frac{dV}{v_{in}}$ sur la *fig.6.36*. Nous pouvons voir que le glissement est faible avec moins de 1% de la vitesse de référence pour chaque composante. Le glissement maximal est obtenu sur la composante longitudinale en fermeture de poche, soit à 40% de la corde. En comparant avec le profil de taux vide, nous constatons que les valeurs maximales du glissement longitudinale dV_x sont obtenues lorsque le taux de vide moyen est lui aussi maximal.

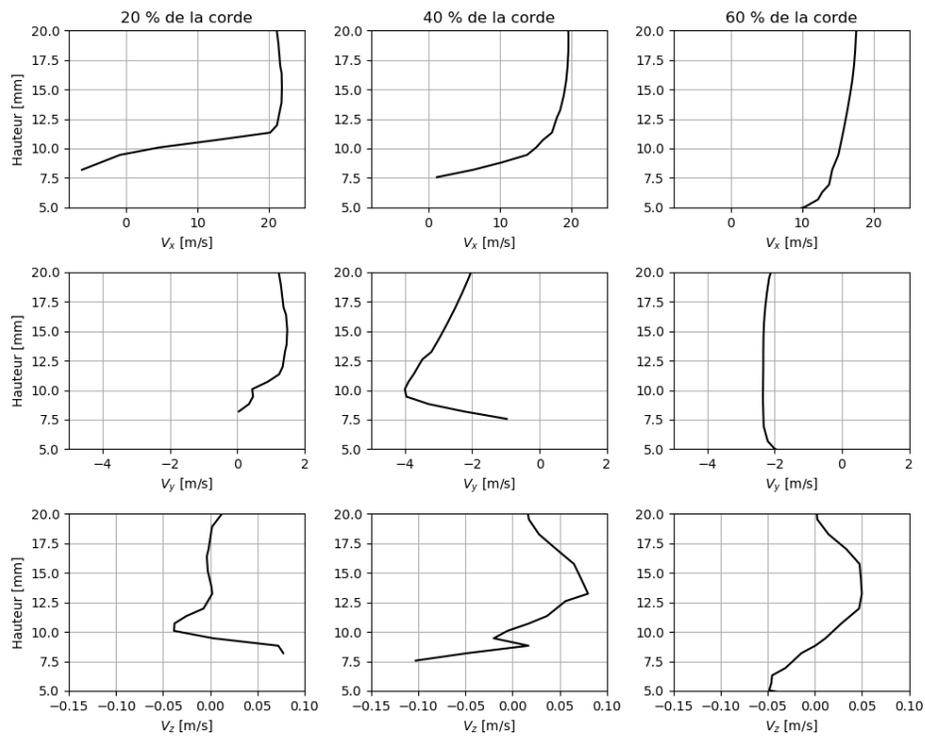


FIGURE 6.35 – Profils du champ moyenné de vitesse de la phase liquide à mi-envergure. $v_{in}=15$ m/s, $L=40\%$, $\sigma = 1,59, 3D$.

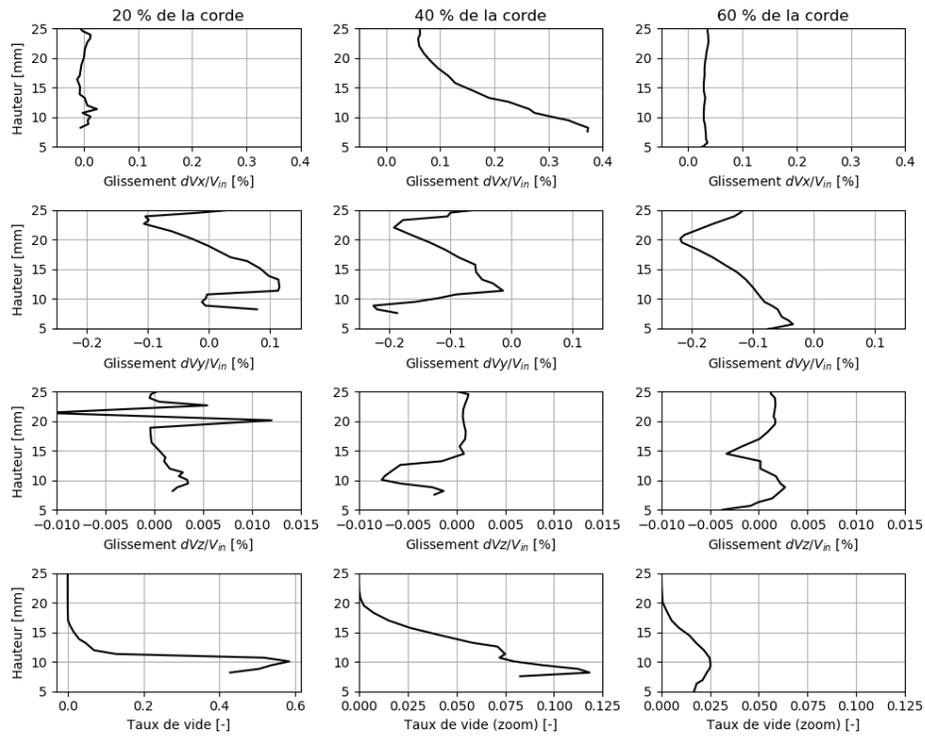
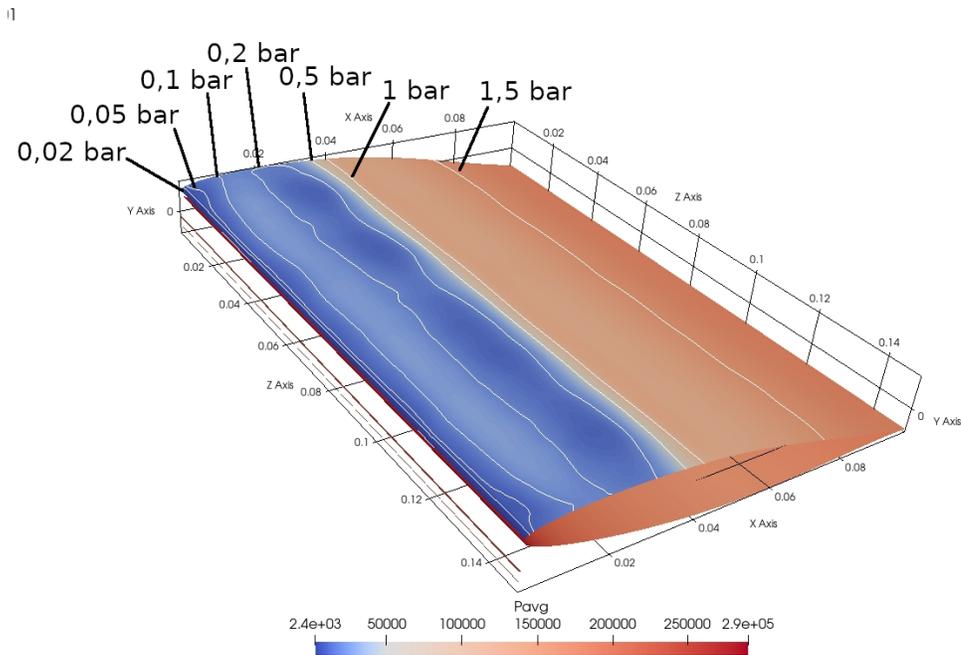


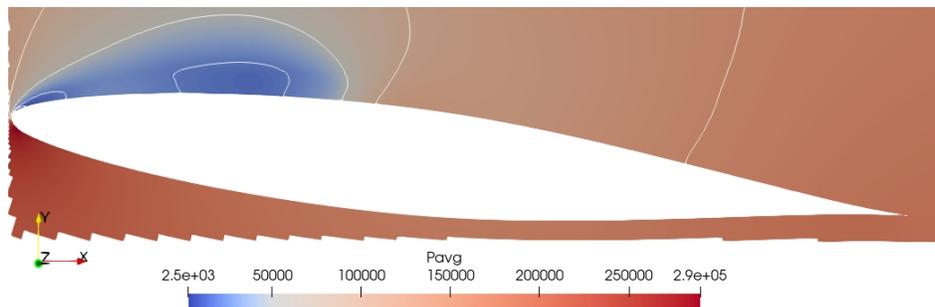
FIGURE 6.36 – Profils de la vitesse de glissement moyenne entre les phases et du taux de vide à mi-envergure. 6° , $v_{in}=15$ m/s, $\sigma = 1,59$, $3D$.

6.2.6.1.3 Champ moyenné de pression

La *fig.6.37* illustre le champ moyenné de pression en paroi de l'hydrofoil. Des iso-contours de pression sont tracés de manière à mieux distinguer les valeurs du champs de pression. L'ensemble de la poche de cavitation est contenu sous 0,5 bar, la plus grande surface étant à 0,2 bar. Nous notons la présence d'une zone entre 20 et 30% de la corde où la pression rechute. Il s'agit ici d'une recirculation favorisant la présence d'une pression basse. Seule une zone très restreinte au bord d'attaque atteint la pression de vaporisation de 2300 Pa. Enfin, en fermeture de poche, la pression devient supérieure au bar et rejoint progressivement la pression de l'écoulement à 2 bar. Est également observable directement à la fermeture de la poche, un bandeau de pression sensiblement plus élevé. Il correspond de nouveau à un point d'arrêt créé par l'impact de l'écoulement amont sur la surface de l'hydrofoil.



(a) Cellules pariétales

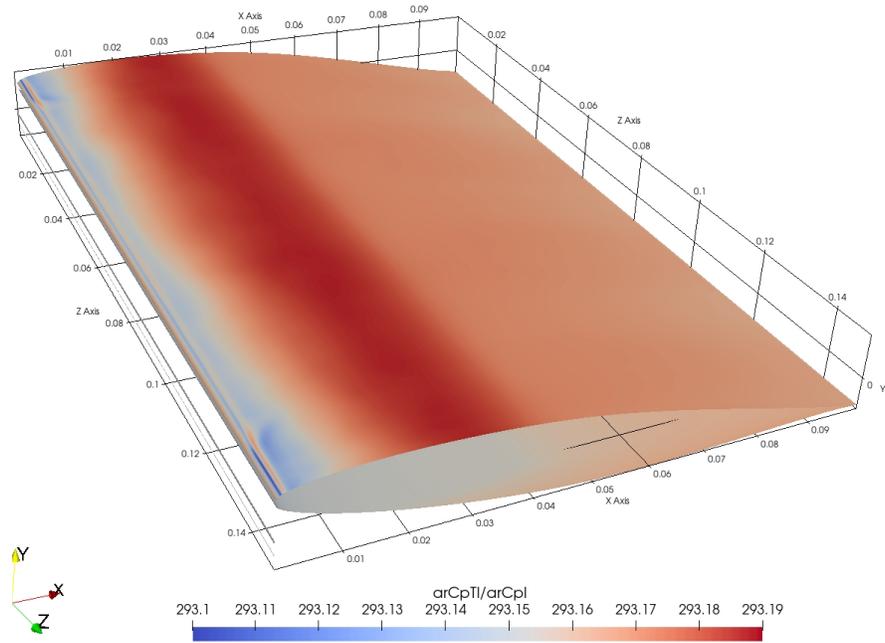


(b) Coupe à mi envergure

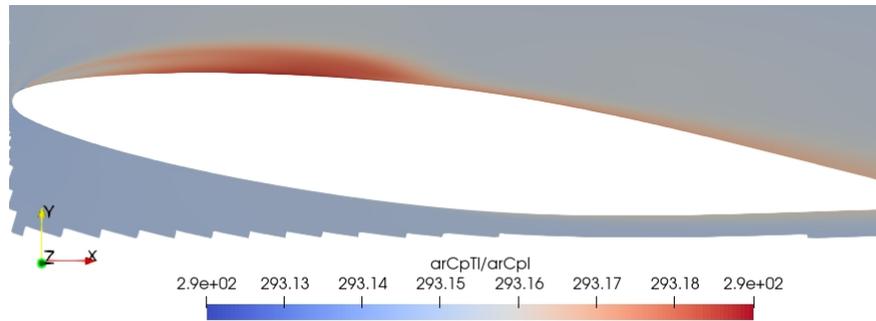
FIGURE 6.37 – Visualisation du champ moyenné de pression et des iso-pression moyennées ($2,3 \cdot 10^3$; $5,10^3$; $1,10^4$; $1,5 \cdot 10^4$; $2,10^4$; $5,10^4$; $1,10^5$; $1,5 \cdot 10^5$ Pa). 6° , $v_{in}=15$ m/s, $L=40\%$, $\sigma = 1,59$, $3D$.

6.2.6.1.4 Champ moyenné de température liquide

Sur les moyennes phasiques des champs de températures, *fig.6.38*, nous pouvons voir que la température liquide évolue peu avec une variation inférieure à $0,05^{\circ}\text{C}$. Le champ de température présente un léger refroidissement au bord d'attaque où le changement de phase opère et un léger échauffement en fin de poche.



(a) Cellules pariétales



(b) Coupe à mi-envergure

FIGURE 6.38 – Visualisation du champ moyenné de température liquide. 6° , $v_{in}=15\text{ m/s}$, $L=40\%$, $\sigma = 1,59, 3D$.

6.2.6.2 Champs instantanés

Nous évaluons maintenant le comportement des champs instantanés lors d'une séquence de croissance et de détachement de la poche. Nous nous intéressons ici particulièrement au développement du jet rentrant ainsi qu'à l'étape d'implosion du nuage de bulle. Ce sont des étapes cruciales qui caractérisent les écoulements cavitants instationnaires.

6.2.6.2.1 Champs de vitesse

Les *fig.6.41* et *fig.6.42* illustrent l'évolution du jet rentrant, en surface de l'hydrofoil et dans un plan à mi-envergure respectivement. Sur la *fig.6.41a* et *fig.6.42a* la poche est développée et a quasiment sa taille maximale. Le jet-rentrant se développe à partir de la *fig.6.41b* et *fig.6.42b*. Au niveau de la fermeture de la corde (40% de la corde) la vitesse s'annule là où le le fluide impacte la surface de l'hydrofoil et se sépare en deux : une partie dans le sens de l'écoulement et une partie à contre courant. Notons que la vitesse est supérieure à la vitesse de référence. Le jet-rentrant continue son évolution dans la poche (*fig.6.41c* et *fig.6.41d*). Notons l'aspect conique de la pénétration du jet rentrant déjà mis en évidence par [Avellan et al., 1991] et [Carrat et al., 2019], ainsi que leur position à : $\frac{1}{4}$, $\frac{1}{2}$, $\frac{3}{4}$ de l'envergure. Le jet-rentrant perce la poche et regagne l'écoulement sur la *fig.6.41e*. Ce phénomène se propage et détache entièrement la poche de cavitation sur la *fig.6.41f*. Par la suite, la poche de cavitation grandit à nouveau et la structure détachée est convectée.

Nous avons schématisé le comportement de pénétration du jet rentrant sur la *fig.6.39*. Notons que nous avons observé deux comportements de pénétration du jet rentrant associés à deux modes de détachements de structures de vapeur différents. Le deuxième mode correspond à une pénétration de deux jets rentrants de façon symétrique aux quarts de l'envergure, illustré sur la *fig.6.40*.

L'existence de cette alternance dans la pénétration du jet rentrant est associée au blocage de l'écoulement lorsque la structure est convectée. Lors du premier détachement de structure, le premier mode est favorisé par symétrie. Mais une fois que la structure est détachée, la perturbation de l'écoulement favorise le second mode. Lorsque ces structures sont détachées à leur tour, le premier mode est de nouveau favorisé et le cycle recommence.

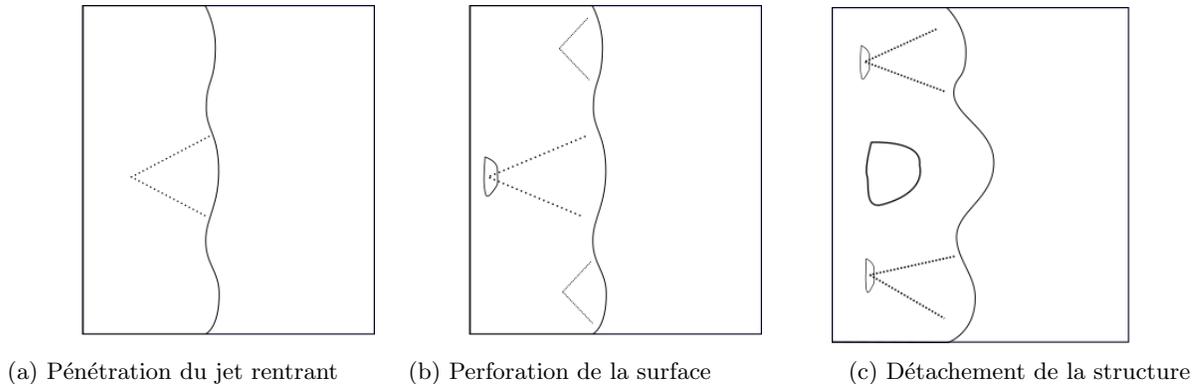
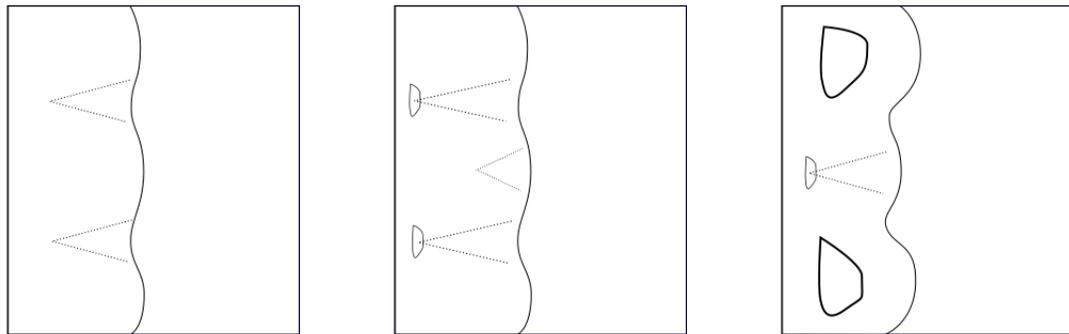


FIGURE 6.39 – Illustration du mécanisme de détachement des structures de vapeur par pénétration d'un jet rentrant. Mode 1.



(a) Pénétration du jet rentrant (b) Perforation de la surface (c) Détachement de deux structures

FIGURE 6.40 – Illustration du mécanisme de détachement des structures de vapeur par pénétration de deux jets rentrants. Mode 2.

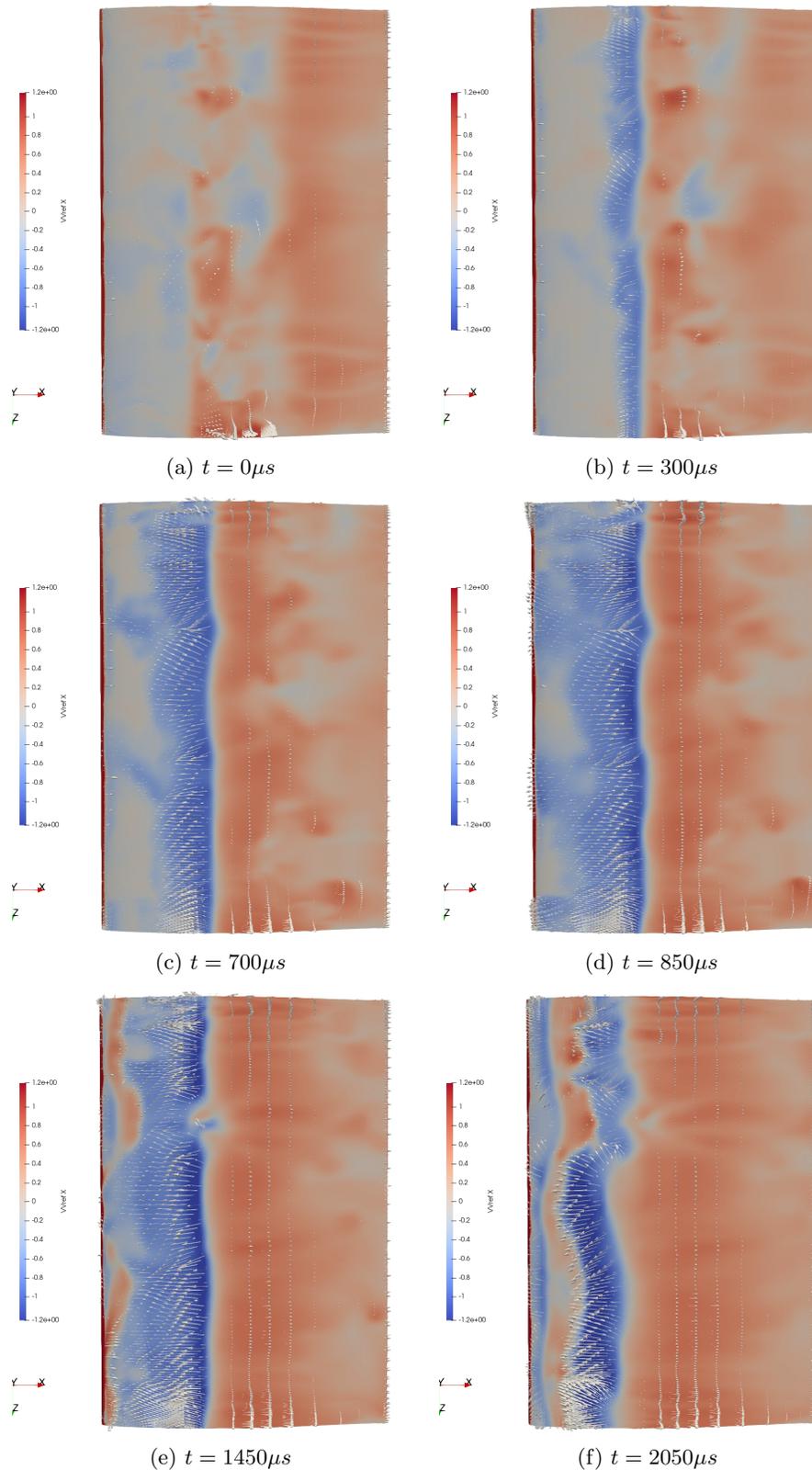


FIGURE 6.41 – Visualisation 3D de l'évolution du jet rentrant en surface de l'hydrofoil. Le temps est relatif au début du cycle de lâcher. La composante longitudinale du champ de vitesse est représentée par le champ coloré, les flèches blanches représentent le vecteur vitesse. La vitesse est adimensionnée par la vitesse d'entrée. 6° , $v_{in}=15$ m/s, $L=40\%$, $\sigma = 1,59$, 3D.

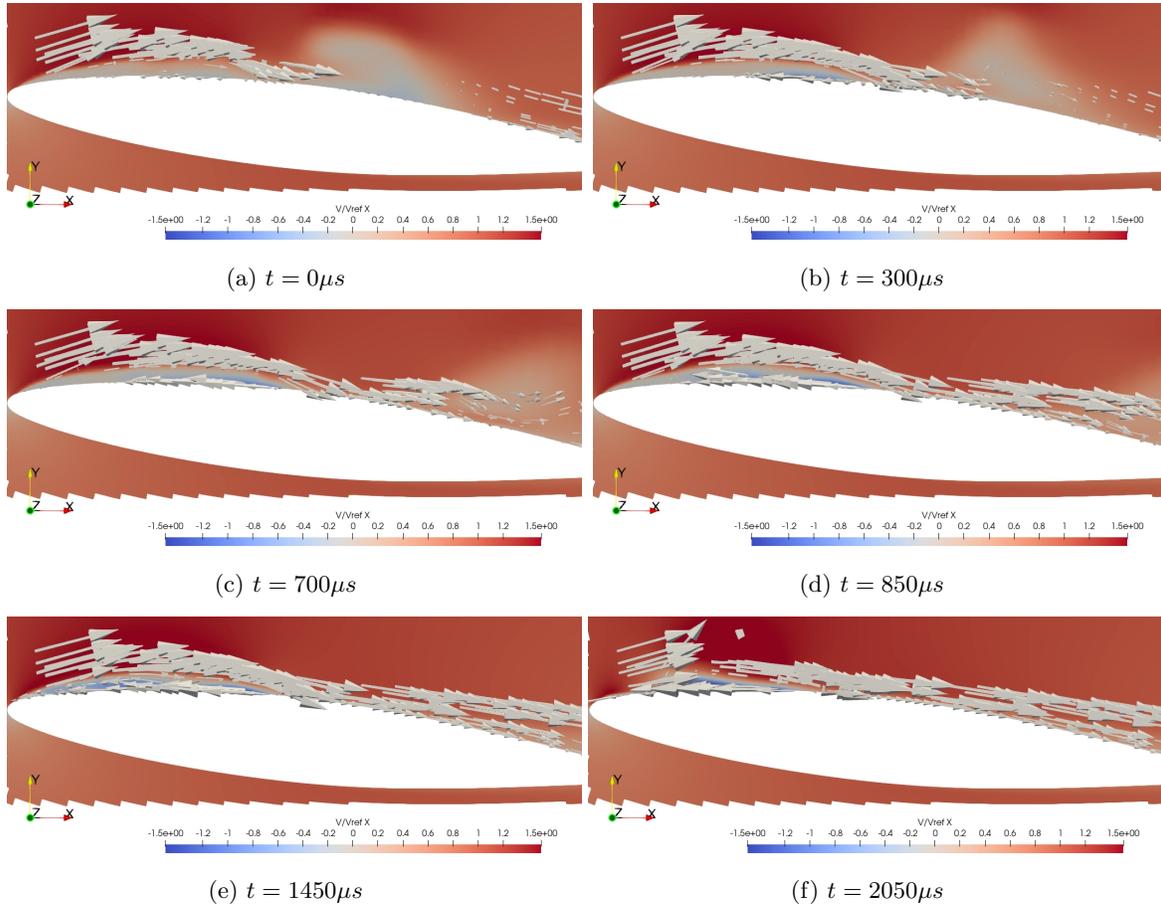


FIGURE 6.42 – Zoom sur la coupe à mi envergure de l'évolution du jet rentrant. Le temps est relatif au début du cycle de lâcher. La composante longitudinale du champ de vitesse est représentée par le champ coloré; les flèches blanches représentent le vecteur vitesse. La vitesse est adimensionnée par la vitesse d'entrée. 6° , $v_{in}=15$ m/s, $L=40\%$, $\sigma = 1,59$, $3D$.

6.2.6.2.2 Champs de pression

Les *fig.6.43* et *fig.6.45* mettent avant le comportement type d'une implosion d'un nuage de cavitation. Sur la *fig.6.43a*, un nuage de vapeur s'est détaché de la poche et s'est déstructuré sous l'effet de la convection et de la condensation. Lorsque la condensation est importante une onde de pression peut être générée, son amplitude est généralement modérée (autour de 3 bar comme sur la *fig.6.43b*). Néanmoins, l'état de taux de vide partiel en périphérie de ces structures rend les cellules sujettes aux variations de pression ce qui favorise le processus de condensation et est susceptible de déclencher une nouvelle implosion. Les *fig.6.43c* à *fig.6.43e* illustrent le mécanisme d'implosion en chaîne du nuage de cavitation se déclenchant du milieu de l'envergure vers les bords de l'hydrofoil pour cette séquence. Nous observons également un mécanisme de rebond des structures de vapeur, visible sur les *fig.6.43d* et *fig.6.43e*.

Le mécanisme d'implosion en chaîne est schématisé sur le *fig.6.44*. La condensation d'une petite structure mène à son implosion. L'onde de pression qu'elle génère entraîne la condensation et l'implosion des structures à proximité qui génère à leur tour une onde de pression d'amplitude supérieure. Ce mécanisme d'implosion en chaîne peut continuer le long des structures convectées.

Une coupe 2D aux trois quarts de l'envergure est présentée sur les *fig.6.45*, les *fig.6.46* et *fig.6.47* qui illustrent respectivement le champ de pression et le terme source de vapeur Q'_v (condensation puis retour à la saturation) du modèle de changement de phase présenté en partie 4.4.4.1. La partie positive du terme source représente une perte d'énergie (reliée à une perte de masse) de la phase vapeur. Elle prend une valeur importante lors de l'implosion car la vapeur condense violemment. La partie négative du terme source représente un gain d'énergie, ici la vapeur n'échange pas de masse avec la phase liquide mais subit une transformation vers un état moins dense où son volume est plus important. Le taux de vide du champ vapeur augmente légèrement alors que son état de sursaturation diminue (H_v , P et autres variables déduites). C'est le mécanisme de retour à la saturation qui impose à la vapeur de retourner vers un état stable de plus faible énergie. Nous pouvons ainsi voir que ce rebond est dû à la décompression de la vapeur après l'état de compression causé par l'onde de pression, conduisant la vapeur à un état de sursaturation que le modèle relaxe.

Les *fig.6.45* illustrent l'implosion et le rebond situé au trois quarts de la corde sur les *fig.6.43c* à *fig.6.43f*. La pression maximale atteint les 7,88 bar dans la cellule pariétale.

Notons enfin que la durée d'implosion est inférieure à $100\mu s$, durée de l'échelle de temps entre ces visualisations. La littérature donne généralement pour exemple le temps d'implosion d'une bulle de vapeur de 1 mm soumis à un écart de pression de 1 bar à $\sim 70\mu s$ qui est du même ordre de grandeur. Dans notre cas, les paramètres de l'environnement sont différents mais nous pouvons calculer le temps théorique nécessaire à l'implosion d'une bulle avec la formule du temps de Rayleigh issu de l'équation de Rayleigh-Plesset. En considérant que le temps d'implosion d'un cluster de bulle est du même ordre de grandeur que la taille des bulles qui le constitue comme suggéré par [Schmidt et al., 2007], nous pouvons évaluer un temps implosion caractéristique associé au diamètre de bulle, de $10\mu m$, utilisé dans nos simulations. Le temps d'implosion des bulles évalué par le temps de Rayleigh : $\tau_{imp} \sim 0,915d_b\sqrt{\frac{\rho_l}{\Delta P}}$. Avec des pression contenues entre 1 et 10 bar nous obtenons un temps d'implosion allant de 90 à 300 μs , ce qui est cohérent avec l'ordre de grandeurs de nos simulations.

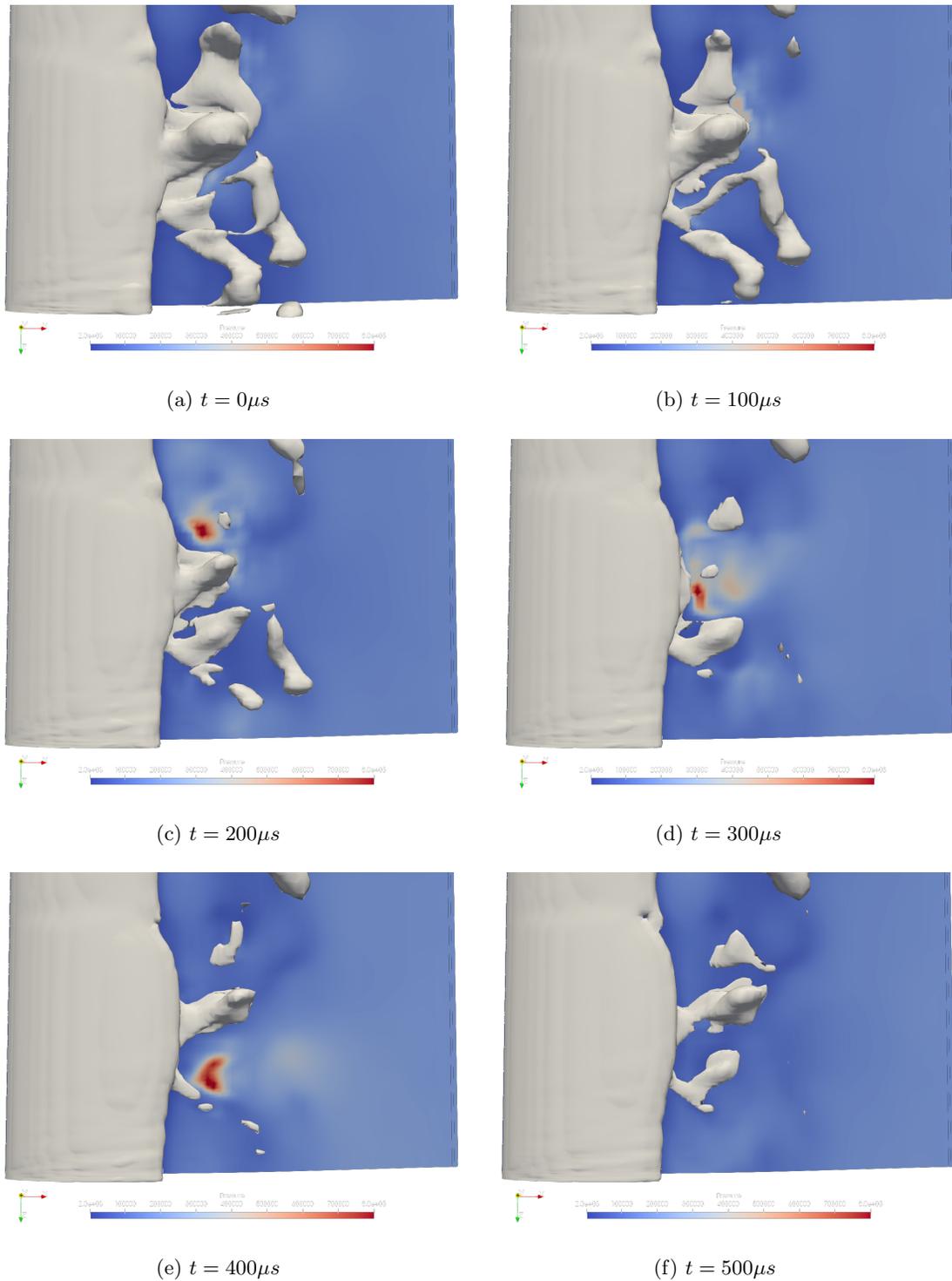


FIGURE 6.43 – Visualisation 3D d’une séquence d’implosion en fermeture de poche (zoom sur l’hydrofoil). Le temps est relatif au début du cycle de lâcher. Le champ de pression est représenté par le champ coloré et le taux de vide par le champ blanc (isocontours à 10%). 6° , $v_{in}=15$ m/s, $L=40\%$, $\sigma = 1,59$, 3D.

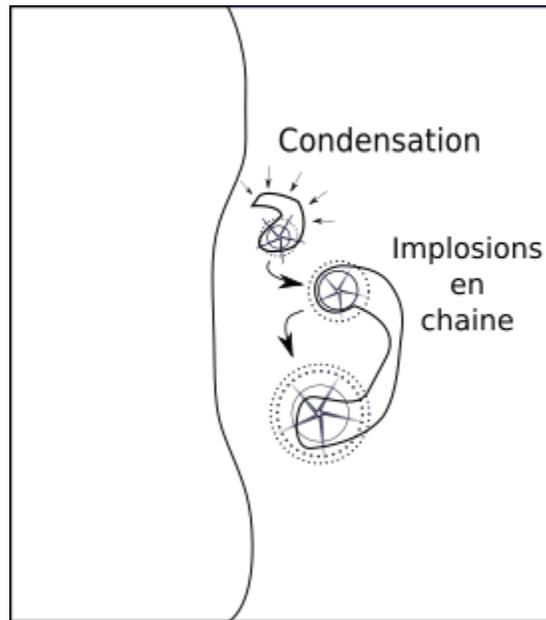


FIGURE 6.44 – Schéma du mécanisme d'implosion en chaîne des structures de vapeur en fermeture de la poche de cavitation.

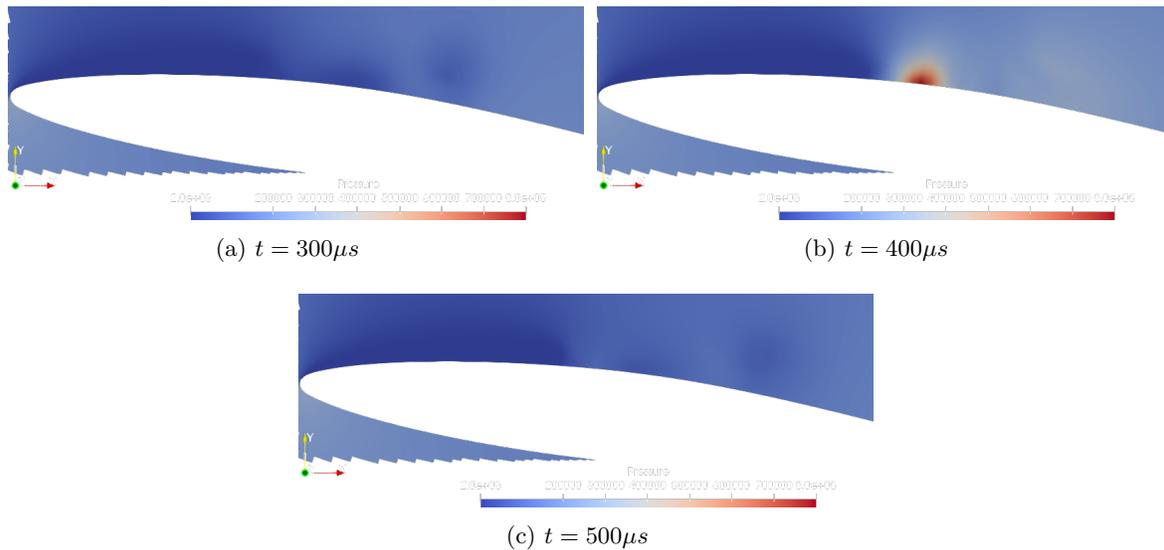


FIGURE 6.45 – Zoom sur une coupe 2D du champ de pression lors de la séquence d'implosion présentée fig.6.43. 6° , $v_{in}=15$ m/s, $L=40\%$, $\sigma = 1,59$, $3D$.

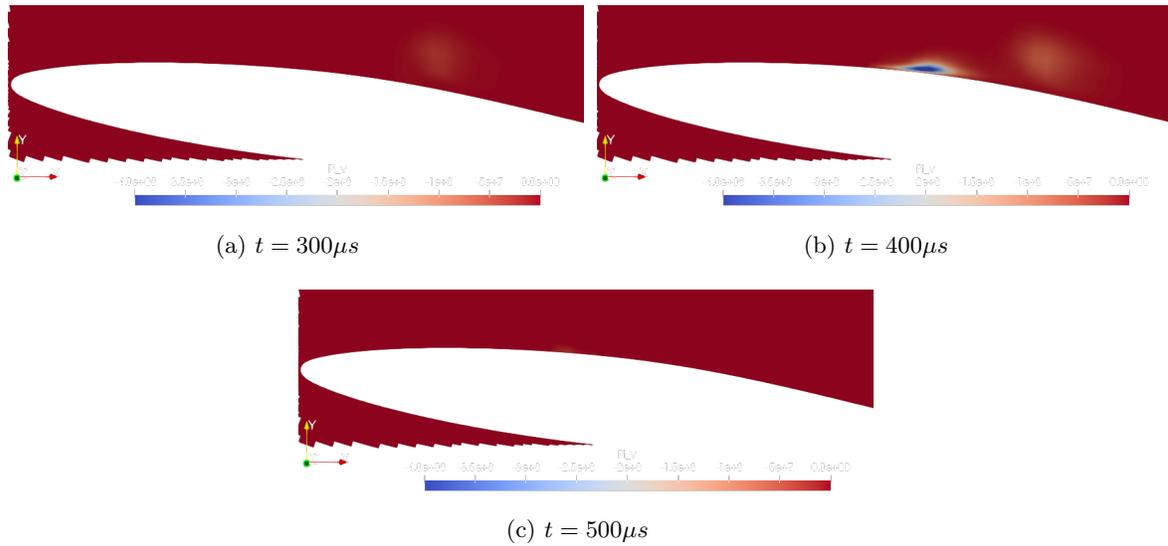


FIGURE 6.46 – Visualisation du terme source de vapeur Q'_v responsable de la condensation pendant la séquence d'implosion présentée *fig.6.43*. 6° , $v_{in}=15$ m/s, $L=40\%$, $\sigma = 1, 59, 3D$.

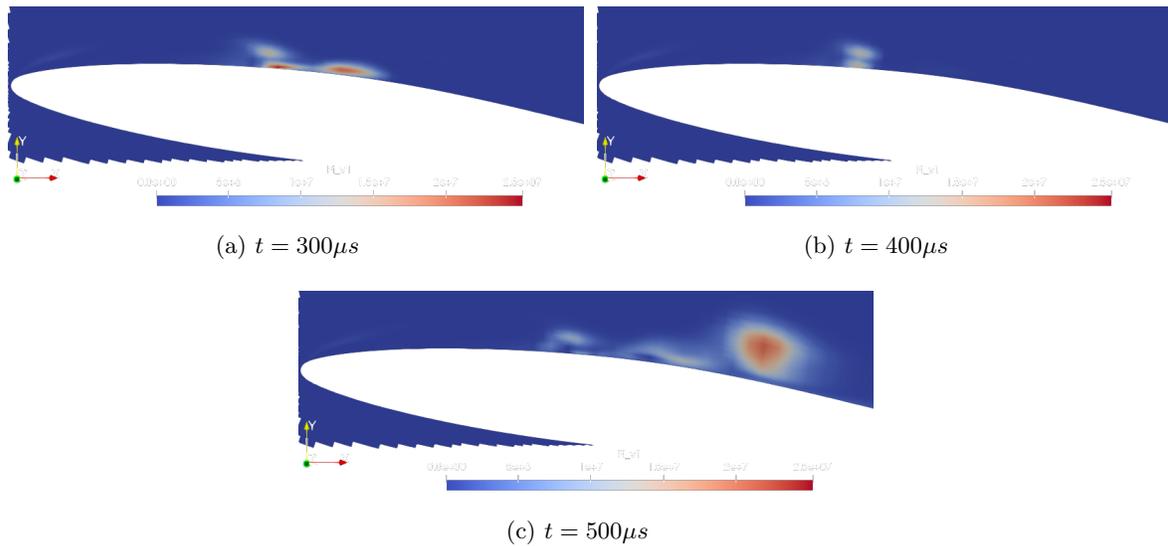


FIGURE 6.47 – Visualisation du terme source de vapeur Q'_v responsable du retour à saturation pendant la séquence d'implosion présentée *fig.6.43*. 6° , $v_{in}=15$ m/s, $L=40\%$, $\sigma = 1, 59, 3D$.

6.2.6.2.3 Champs de température vapeur

Les *fig.6.48* et *fig.6.49* illustrent le comportement du champ de température vapeur instantané, durant la même séquence d'implosion des structures de vapeur en fermeture de poche. Sur la *fig.6.48a*, la séquence d'implosion débute avec une première structure créant un pic de température vapeur (800K en son centre). L'implosion se poursuit sur la *fig.6.48b* avec la disparition d'une structure créant un second pic de température vapeur, encore plus élevé (1200K en son centre). Une troisième structure collapse sur la *fig.6.48c* avec moins d'intensité que les deux précédentes.

Nous avons vu que ces implosions sont liées à des impulsions de pression (*fig.6.43c*), l'élévation de la température vapeur durant la phase d'implosion est supposée être causée principalement par la compression de la phase vapeur durant le collapse, avant que celle-ci puisse totalement condenser. En effet, la température de la phase vapeur est déterminée via des tables thermodynamique en renseignant H_v (issu de l'équation d'énergie) et P . Nous proposons en B.7.2, une comparaison entre les valeurs de température vapeur obtenues et celles que l'on pourrait obtenir en comprimant un gaz parfait.

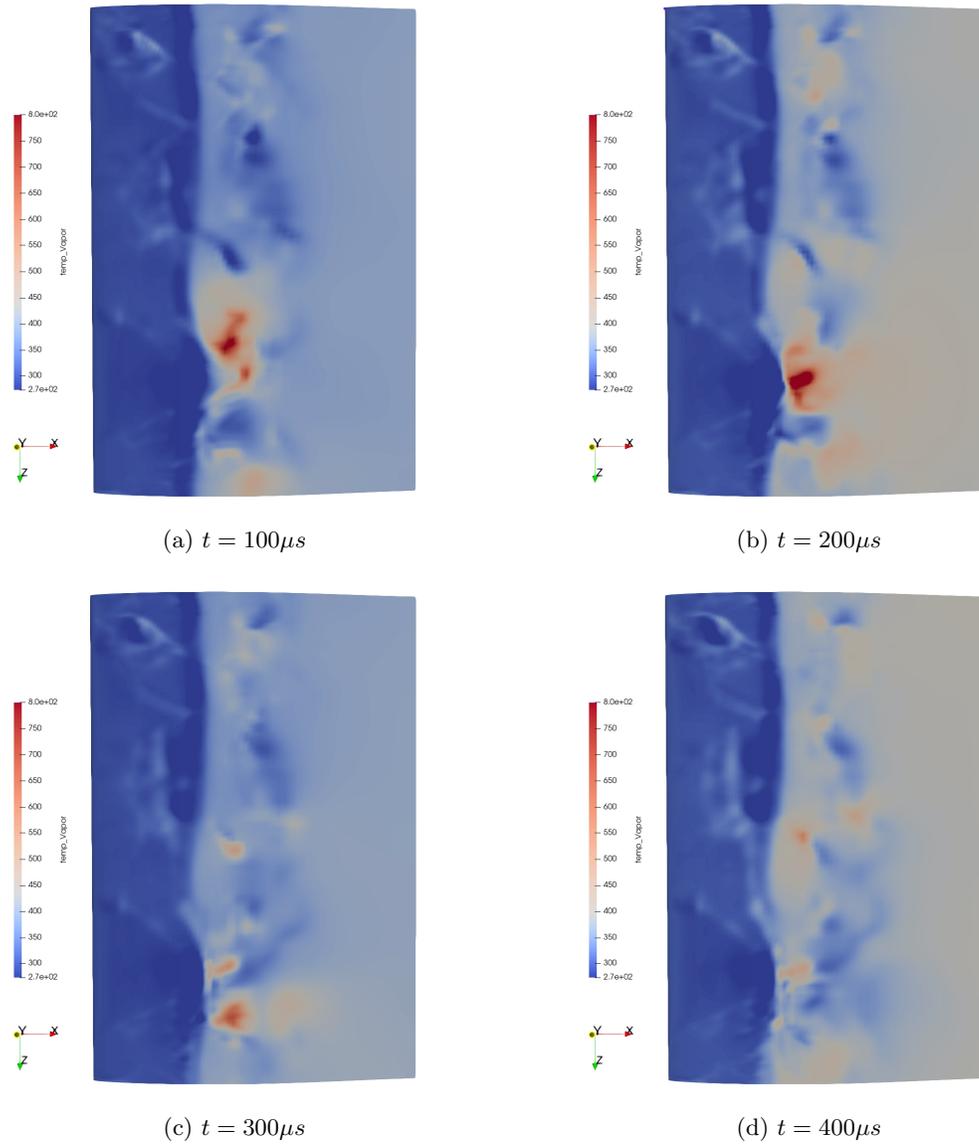


FIGURE 6.48 – Visualisation d’une séquence d’implosion en fermeture de poche (zoom sur l’hydrofoil). Le temps est relatif au début du cycle de lâcher. $v_{in}=15$ m/s, $L=40\%$, $\sigma = 1,59, 3D$.

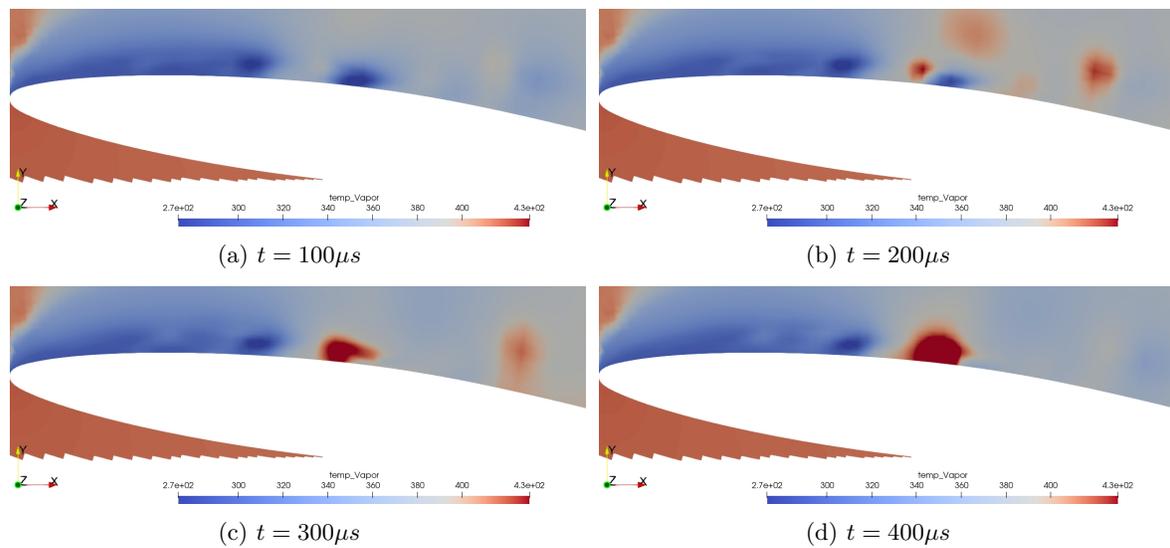


FIGURE 6.49 – Coupe à mi-envergure du champ de température vapeur et zoom sur la séquence d'implosion. Le temps est relatif au début du cycle de lâcher. 6° , $v_{in}=15$ m/s, $L=40\%$, $\sigma = 1,59, 3D$.

6.3 Discussion des résultats

6.3.1 Discussion sur les différences entre le mode stable et instable

Nous avons dans ce chapitre analysé de manière approfondie les champs hydrodynamiques pour les poches de cavitation stables (4°) et instables (6°). Nous proposons ici de discuter des différences principales ressortant de notre étude.

Nous ne nous sommes pas attardés sur l'évaluation de la hauteur des poches de cavitation car les données expérimentales sont incomplètes pour les angles d'incidences choisis. Cependant, [Pereira, 1997] mesure sur des poches à plus faible incidence (entre 1 et 4°) une augmentation de la hauteur de poche avec l'angle d'incidence. Dans nos simulations numériques, nous avons également mesuré une augmentation de la hauteur maximale de la poche en augmentant l'angle d'incidence avec ~ 3 mm à 4° et ~ 4 mm à 6° . Nous notons également que cette hauteur est supérieure à la hauteur mesurée expérimentalement pour des poches à incidences plus faibles.

Le taux de vide de la poche stable est inférieur au taux de vide de la poche instable, bien que les diagrammes spatio-temporels révèlent des valeurs locales qui puissent être également élevées. Cette différence se retrouve également dans l'évaluation du taux de vide moyen, qui est presque doublé entre le mode stable et instable. Notons à ce titre que bien que le mode instable présente des taux de vide instantanés qui paraissent élevés, allant jusqu'à 90% , sa variation temporelle périodique entraîne un taux de vide moyen n'excédant pas les 70% (maximum localisé au bord d'attaque).

Nous avons également pu mettre en évidence que les perturbations à l'origine du détachement de la poche de cavitation dans le mode instable sont aussi présentes dans le mode stable et entretiennent l'aspect instationnaire de la poche. Le mode stable est donc sujet au développement d'un jet rentrant de faible intensité qui n'est pas suffisamment énergétique pour interagir avec l'interface de la poche et détacher cette dernière. Le jet rentrant se dissipe donc à l'intérieur de la poche de cavitation pour le mode stable, alors que pour le mode instable, le jet rentrant régit l'écoulement en détachant périodiquement la poche de cavitation. Dans le mode instable, le jet rentrant structure également l'intérieur de la poche de cavitation en entretenant des structures tourbillonnaires d'amplitude et de durée suffisamment significatives pour qu'elles apparaissent dans les moyennes.

Dans le régime stable, seules des structures de petite taille peuvent se détacher de la poche de cavitation grâce aux fluctuations présentes en fermeture de la poche. Le volume de ces structures étant faible, ces dernières ne sont pas convectées loin et implosent rapidement. Leur implosion ne déclenche pas de pic de pression notable contrairement au régime instable, où l'implosion des structures macroscopiques est associée à une surpression importante, pouvant dépasser l'ordre de grandeur de la pression ambiante.

Nous avons là une distinction importante entre les deux régimes : les variables du mode stable sont correctement caractérisées par leur valeur moyenne, alors que les variables du mode instable ne sont pas complètement décrites par leur valeur moyenne, qui sont insuffisantes pour décrire la richesse du comportement de la poche. Le mode instable est avant tout caractérisé par son comportement fluctuant et contient des valeurs extrêmes à l'origine d'un écart type important. Nous rajouterons que pour ce qui est de la pression, les valeurs importantes atteintes dans le mode instable sortent des modèles de type gaussien et un modèle statistique dit des valeurs extrêmes nous semble à considérer.

6.3.2 Discussion sur la limite de l'utilisation des moyennes

Au vu des différences notables entre les modes stables et instables, ainsi que de l'apparition cyclique de pics locaux de très fortes intensités, le déploiement des post-processing les plus concurremment utilisés dans la littérature des simulations numériques peut-être questionné.

Nous recourons fréquemment à l'usage d'une valeur moyenne pour caractériser l'écoulement. Bien que cette valeur soit accompagnée d'une analyse de l'écoulement instantané ainsi que de l'obtention des fréquences de détachement pour l'écoulement instable, nous souhaiterions souligner l'importance de ne pas se limiter au premier mode statistique. En effet, le régime instable est à l'origine de valeurs

extrêmes dont la valeur et leur apparitions peuvent nous renseigner sur le comportement du modèle physique employé et sur le phénomène physique modélisé. La valeur du maximum et du minimum, la dispersion des données ainsi que l'écart type sont des informations importantes fréquemment utilisées expérimentalement mais plus rarement dans l'étude numérique de la cavitation.

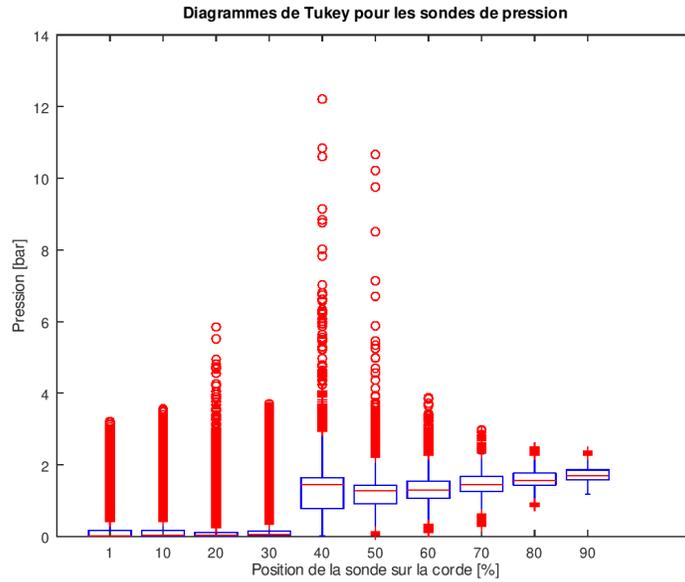


FIGURE 6.50 – Diagramme de Tukey illustrant différents paramètres statistiques pour les sondes de pression placées dans les cellules pariétales tous les 10% de la corde. 6° , $v_{in}=15$ m/s, $\sigma=1.59$, $L=40\%$, 3D.

Nous montrons sur la *fig.6.50* qu'il est possible de tirer beaucoup d'informations d'une représentation statistique des capteurs de pression en surface de l'hydrofoil, et ce sans même recourir aux différents post-traitements qui ont été présentés dans ce chapitre. Sur le bord d'attaque de l'hydrofoil (sondes allant de 1 à 30%) la pression est maintenue à une valeur proche de la pression de saturation. Les données présentent un nombre important de valeurs dites extrêmes mais sont peu dispersées (boîte compacte). Les données sont d'ailleurs majoritairement proches de la pression de saturation. Enfin les données sont asymétriques de part la contrainte que représente le changement de phase sur la valeur de la pression minimale (la pression ne peut pas diminuer d'avantage). Cette zone représente la zone vapeur de la poche de cavitation, et la valeur moyenne de la pression est représentative, lorsqu'elle est adimensionnée, du nombre de cavitation.

A 40% de la corde, la valeur de la pression (minimale, moyenne et maximale) augmente brutalement. Nous reconnaissons ici le gradient de pression caractéristique de la fermeture de poche. Nous remarquons également que la dispersion des données augmente ce qui traduit la fluctuation importante de la pression dans cette zone. Les valeurs extrêmes sont elles aussi plus dispersées et atteignent des valeurs très importantes. Nous remarquons que la distribution a changé et que les données sont majoritairement distribuées dans les valeurs importantes. Ces observations sont aussi valables pour la sonde à 50% de la corde et dans une moindre mesure à 60% de la corde. Dans cette zone, la dispersion des données est également asymétrique mais la cause en est cette fois l'apparition de valeurs de pression très importantes lors de l'implosion des structures en aval de la poche, plutôt que par une limite physique, comme nous l'avons vu sur le bord d'attaque.

Les fluctuations ainsi que le niveau de pression diminuent progressivement sur le reste de l'hydrofoil. La valeur moyenne de la pression tend vers la pression ambiante et la distribution des données se symétrise ce qui montre la disparition du phénomène physique qui influait sur la distribution des

données (pression de saturation dans la poche de vapeur ou condensation des structures en aval de la poche).

6.3.3 Discussion sur les températures de la phase vapeur

Nous avons relevé précédemment des températures élevées de la phase vapeur dans les données issues de nos simulations. Elles allaient jusqu'à 100°C pour l'incidence à 4°, et bien au delà pour l'incidence à 6°. Les cellules concernées par ces fortes températures de la phase vapeur ont en commun des conditions particulières de faible taux de vide et de pression élevée. Cela soulèvent les questions suivantes :

- Les températures sont elles physiquement réalistes ?
- Ces températures sont elles captées expérimentalement ?

La littérature expérimentale des écoulements cavitants autour d'un hydrofoil ne fait pas état de telles températures de la phase la vapeur. Plus largement les mesures expérimentales de températures ne mettent en avant que des variations relativement faibles et locales de la température.

Cependant, les moyens expérimentaux restent limités en terme de résolution spatiale et temporelle. Les mesures de températures obtenues sont donc généralement une moyennes des températures liquides et vapeur. Ceci est particulièrement vrai dans les écoulements cavitants réputés agressifs, où les capteurs nécessitent une protection, et donc une inertie thermique supplémentaire altérant la résolution spatiale et temporelle.

Il existe néanmoins des observations faites sur le parc hydraulique faisant état de températures suffisamment élevées pour marquer durablement les aciers (bleuissement lié à une exposition du métal à une température importante) [Jiang et Chang, 2016]. Ces observations s'affranchissent des problématiques de résolution des capteurs de laboratoire et l'existence de température potentiellement très élevée est donc plausible, mais dépendante de l'écoulement. En effet, les pressions et les vitesses atteintes dans certaines grandes centrales hydroélectriques sont le plus souvent bien plus élevées qu'en laboratoire, ce qui mène probablement à des niveaux de température et d'énergie mise en jeu très différents.

Partant de ce postulat, il serait tentant de vouloir justifier l'ensemble des températures vapeurs élevées qui sont observées dans nos simulations. Et ce, notamment, en s'appuyant sur les travaux théoriques de [Fujikawa et Akamatsu, 1980] qui exposent une température de la phase vapeur importante (jusqu'à 1500 K) au sein d'une bulle de cavitation durant son implosion. Cependant, la modélisation mise en jeu avec le modèle en enthalpie proposé dans cette thèse, ne permet pas de modéliser localement les changements de températures liés à la dynamique d'évolution du rayon de la bulle comme il est question dans ces travaux. Cette même modélisation est responsable de la température élevée de la phase vapeur dans l'ensemble du domaine car elle est maintenue à la température de saturation via le terme Q'_v , pour des raisons de stabilité numérique. La pression étant supérieure au bar en dehors de la poche, la température de saturation (calculée avec la pression de la cellule) est en conséquence supérieure à 293,15 K.

Pour autant, le modèle de cavitation proposé permet de réaliser un suivi de la température liquide en captant à la fois un échauffement lié au frottement visqueux de l'écoulement, ainsi qu'un refroidissement local au bord d'attaque dû au changement de phase. Il y a donc un avantage à utiliser un modèle bifluide, ce dernier point nous intéresse particulièrement et sera développé en annexe E. Le modèle révèle également des pics réguliers d'augmentation de la température vapeur qui s'écarte alors momentanément de la saturation. Ces pics sont liés à la dynamique de l'écoulement cavitant. Ces observations sont en cohérence avec les observations expérimentales [Franc et al., 2004] et théoriques rappelées ci-haut. Si en l'état la valeur absolue de la température de la phase vapeur n'est pas utilisable, les écarts à la température de saturation peuvent renseigner sur l'énergie transmise pour l'échauffement de cette dernière.

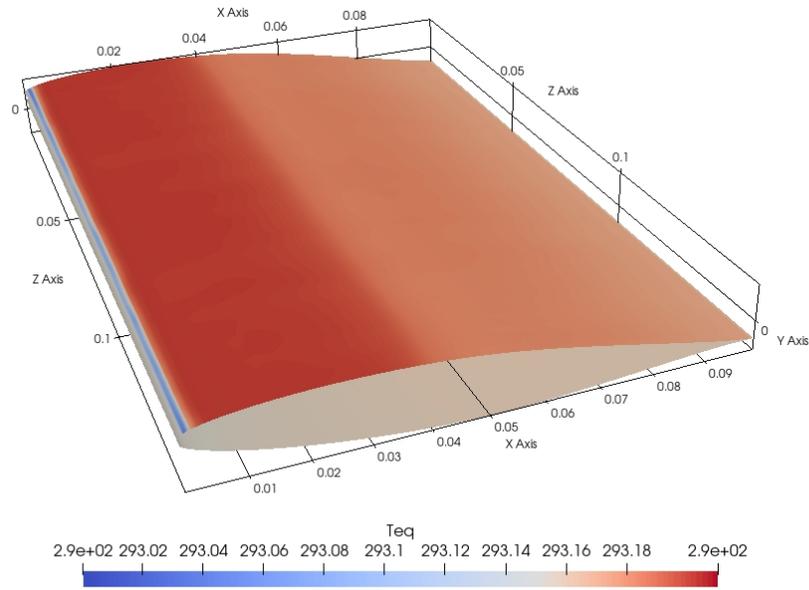
6.3.3.1 Evaluation d'une température d'équilibre

Nous souhaitons vérifier l'hypothèse selon laquelle il n'est pas possible de mesurer expérimentalement une température de la phase vapeur qui soit semblable à celle observée numériquement.

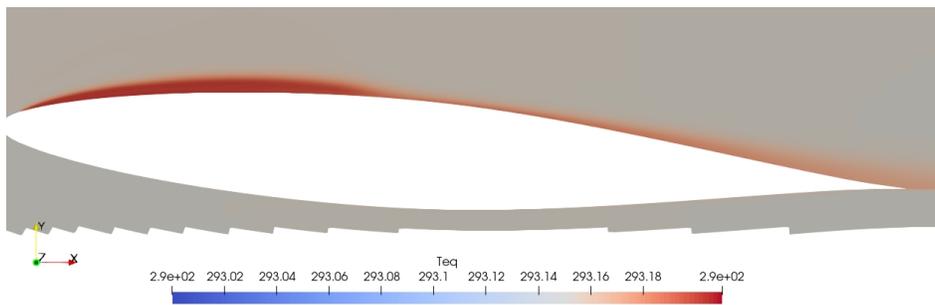
Pour cela, nous considérons un mélange de liquide et de vapeur présent dans la cellule fluide et nous faisons l'hypothèse que ce mélange est instantanément à l'équilibre thermodynamique (temps de relaxation infiniment petit). Cette hypothèse favorise l'observation de températures élevées en compatibilisant instantanément les hausses de température vapeur. Nous pouvons ainsi définir une température d'équilibre entre la phase liquide et la phase vapeur. Cette température est une moyenne de la température des phases pondérée par le taux de vide et leur masse respectives.

$$T_{eq} = \frac{\langle \alpha_l \rho_l C_{p_l} T_l \rangle + \langle \alpha_v \rho_v C_{p_v} T_v \rangle}{\langle \alpha_l \rho_l C_{p_l} \rangle + \langle \alpha_v \rho_v C_{p_v} \rangle} \quad (6.2)$$

Les *fig.6.51* et *fig.6.52* illustrent la température d'équilibre calculée autour de l'hydrofoil. Nous pouvons voir que ce champ est équivalent à la température liquide moyennée visualisée précédemment *part.6.1.6.1.4* et *part.6.2.6.1.4*. Dans ce cas il ne serait pas possible expérimentalement de détecter la présence d'une température vapeur largement plus élevée que la température de la phase liquide. Ce comportement était attendu puisque la capacité thermique et la masse volumique du liquide sont largement plus grandes que celles de la vapeur.

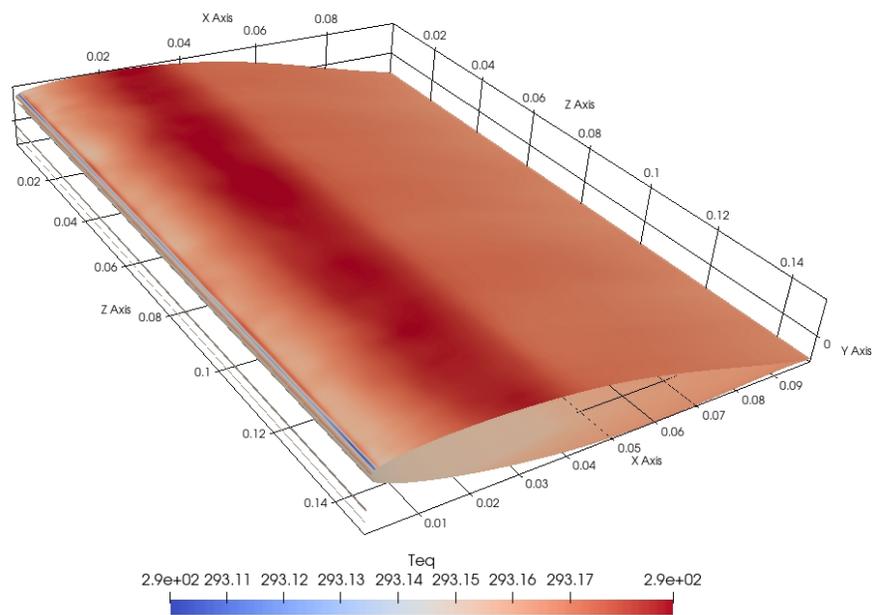


(a) Cellules pariétales

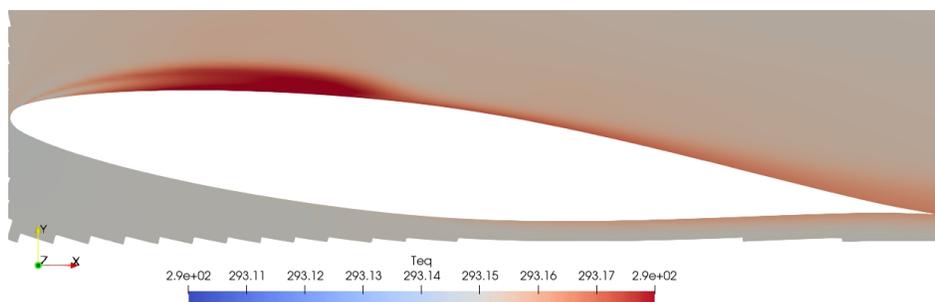


(b) Coupe à mi-envergure

FIGURE 6.51 – Visualisation du champ moyen de température d'équilibre . $v_{in}=15$ m/s, $L=40\%$, $\sigma = 1,08$, 4° .



(a) Cellules pariétales



(b) Coupe à mi-envergure

FIGURE 6.52 – Visualisation du champ moyen de température d'équilibre. $v_{in}=15$ m/s, $L=40\%$, $\sigma = 1,59$, 6° .

6.4 Synthèse

Dans ce chapitre, l'utilisation du code bi-fluide *neptune_cfd* avec le modèle de changement de phase basé sur l'enthalpie proposé en partie 4.4.4.1 a permis de simuler avec succès les diverses conditions hydrodynamiques étudiées. Le modèle a démontré sa capacité à simuler correctement le comportement instationnaire cavitant d'un hydrofoil pour un régime de poche stable ainsi qu'un régime de poche instable.

L'observation de la forme des poches de cavitation entre les simulations numériques 3D et les essais expérimentaux montrent un bon accord qualitatif.

L'analyse des résultats des simulations numériques montrent un bon accord quantitatif avec une erreur maximale n'excédant pas les 10% et globalement située sous les 5% sur les fréquences, les nombres de cavitation ainsi que les profils du coefficient de pression relevés expérimentalement.

La comparaison des coefficients de pression à l'incidence de 4° indique à la fois une prédiction correcte du comportement moyen du champ de pression mais également de ses fluctuations.

Notons qu'en plus des données disponibles permettant une validation quantitative, l'ensemble des simulations à 4 et 6° permettent également de valider des tendances générales propres à la cavitation qui ont été observées expérimentalement et sont communément admises, à savoir :

- augmentation de la longueur de la poche en diminuant σ ,
- augmentation de la hauteur de la poche en diminuant σ ,
- augmentation des fluctuations de la longueur de la poche et de la pression en diminuant σ ou en augmentant la vitesse d'entrée,
- hauteur de poche inchangée lorsque la vitesse augmente (elle dépend uniquement de la taille de la poche),

L'analyse détaillée de la poche à 4° révèle un comportement stable qui est correctement décrit par sa moyenne temporelle. La poche est fine, le taux de vide modéré et il n'y a pas de glissement notable entre les phases.

Un jet rentrant est présent et possède un comportement pulsatoire instable mais n'est pas suffisamment énergétique pour casser la poche avec une vitesse inférieure à la vitesse d'entrée de l'écoulement. Pour autant, en fermeture de la poche, il existe de petites structures qui sont détachées et convectées. Ces dernières implosent en proximité de la fermeture de poche et ne donnent pas lieu à des variations importantes de la pression qui reste ainsi plus faible qu'au bord de fuite de l'hydrofoil.

Cela se retrouve dans les valeurs prises par le champ de température vapeur qui reste proche de la saturation, avec une valeur maximale à 80°C lors de l'implosion d'une structure en fermeture de poche (pour une pression inférieure à 1,5 bar).

L'analyse détaillée de la poche à 6° révèle un comportement instable dont la moyenne temporelle permet de rendre compte de l'état de poche développée mais ne renseigne pas sur les variations périodiques de cette dernière. Le glissement entre les phases prédit par le code bi-fluide reste faible (moins de 1% en moyenne) mais 100 fois supérieur au glissement capturé pour la poche stable.

Un jet rentrant est nettement observable et sa vitesse atteint jusqu'à 2 fois la vitesse d'entrée du domaine directement en amont de la fermeture de poche. Ceci lui permet de remonter à contre-courant sous la poche de vapeur (en surface de l'hydrofoil). Le développement du jet rentrant ne se fait pas de manière égale le long de l'envergure, mais par des spots localisés où il se développe sous forme de cône, la base s'évasant lors de sa progression. Ces zones semblent localisées sur notre géométrie tous les 25% de l'envergure. Nous avons également noté un comportement oscillatoire dans la localisation de la zone de pénétration du jet rentrant, avec une alternance entre le milieu de l'envergure de l'hydrofoil et les zones situées aux quarts de l'envergure.

Lorsque le jet rentrant atteint les ~20% de la corde il dévie et casse l'interface de la poche libérant ainsi une structure de taille importante. Cette structure s'enroule sur elle-même à mesure qu'elle est

convectée par l'écoulement à une vitesse $\sim 0.7 V_{ref}$ à $0.8 V_{ref}$. Cette valeur est légèrement supérieure aux observations expérimentales donnant généralement $\sim 0.6 V_{ref}$ à $0.7 V_{ref}$ [Simoneau et al., 1993].

Pendant leur convection ces structures prennent la forme de vortex en fer-à-cheval et le volume de la structure diminue jusqu'à ce qu'elles implosent entre 50 et 60% de la corde. Ces implosions peuvent donner lieu à des pics de pression importants, généralement proches des 4 bar mais mesurés jusqu'à 70 bar dans nos simulations. Lors de ces implosions, la température vapeur s'écarte de la saturation et atteint des valeurs importantes pouvant atteindre momentanément les 200°C (à 4 bar), bien que le taux de vide soit alors très faible ($< 1\%$).

Il apparaît ici que pour le régime instable la moyenne des variables ne soit pas suffisante. L'écart type est déjà connu pour permettre la localisation de la fermeture, mais nous recommandons d'étendre les statistiques à la capture des maximums ainsi que des quartiles, de manière à reconstruire la distribution locale et d'identifier les événements extrêmes, tel qu'il est d'usage sur les diagrammes de Tukey utilisés en statistique (aussi appelés diagrammes en boîte).

Malgré de nombreux points positifs nous noterons tout de même une difficulté du code à simuler les conditions où de forts gradients apparaissent, à savoir :

- écoulements à vitesses élevées (30, 32 m/s),
- écoulement à taille de poche faible (20, 30% de la corde).

En outre, sur l'ensemble des simulations à 4 et 6°, nous avons noté une décroissance du nombre de cavitation avec la vitesse pour une taille de poche fixe. Cette tendance est inverse aux observations expérimentales qui mesurent une augmentation du nombre de cavitation avec la vitesse pour une taille de poche fixe. Cette évolution peut être due à un développement de la turbulence ou à une production de vapeur sous-évaluée à forte vitesse (nécessitant une dépressurisation plus importante pour maintenir la taille de la poche). Ces deux explications n'étant pas nécessairement indépendantes, puisqu'en cavitation le développement de la turbulence entretient l'existence de structures tourbillonnaires qui favorisent la cavitation en leur sein où la pression baisse localement [Wang et al., 2001].

Troisième partie

**Simulations numériques de
l'intensité de cavitation**

Table des matières

7	Etat de l'art de la prévision de l'érosion de cavitation	191
7.1	Introduction	191
7.1.1	Principe de la méthode de mesure par marquage	191
7.1.2	Limitations de la méthode de mesure par marquage	192
7.1.3	Tendances d'intensité de cavitation rapportées dans la littérature	193
7.2	Méthodes numériques de prévision de l'érosion de cavitation	193
7.2.1	Les méthodes de prévision basées sur le micro-jet	194
7.2.2	Les méthodes de prévision basées sur les ondes de pression	195
7.2.3	Autres méthodes de prévision	196
7.3	Description détaillée de l'approche par cascade énergétique	198
7.3.1	Définition et origine	198
7.3.2	Établissement de la grandeur intensité de cavitation	199
7.3.3	Décomposition du terme d'intensité de cavitation dans la littérature	200
7.4	Synthèse	202
8	Méthodologie des simulations numériques de la prévision de l'intensité de cavitation	203
8.1	Variantes envisageables et interprétations physiques du modèle d'intensité de cavitation	203
8.1.1	Décomposition usuelle du terme d'intensité de cavitation	203
8.1.2	Proposition d'une interprétation physique	204
8.1.3	Seuillage de l'intensité de cavitation	205
8.2	Implémentation du modèle	208
8.2.1	Algorithme pour le calcul de l'intensité de cavitation : méthode par seuillage surfacique	208
8.2.2	Algorithme revisité du calcul de l'intensité de cavitation : méthode par seuillage volumique	210
8.2.3	Obtention des moyennes temporelles et spatiales pour reproduire les mesures expérimentales de marquages	212
8.3	Les méthodes de projection	212
8.3.1	Définition d'un angle solide	212
8.3.2	Les méthodes de projection discrètes	213
8.3.3	Discussion sur les méthodes de projection continue	215
8.4	Post-traitements utilisés	215
8.4.1	Visualisation des champs volumiques de la puissance potentielle de cavitation	215

TABLE DES MATIÈRES

8.4.2	Visualisation de l'intensité de cavitation en surface de l'hydrofoil	216
8.4.3	Surface d'iso-contours de l'intensité de cavitation	217
8.4.4	Profils d'intensité de cavitation en fonction de la corde	217
8.4.5	Comparaison aux profils expérimentaux de marquage	218
8.5	Choix d'une décomposition pour I_{cav}	219
8.5.1	Conditions d'activation et signe de I_{cav}^p	219
8.5.2	Comparaison entre I_{cav}^p et I_{cav}^α	219
8.5.3	Synthèse	221
9	Simulations numériques de l'intensité de cavitation : résultats	223
9.1	Prévision à 4°	223
9.1.1	Moyenne temporelle de la puissance potentielle	223
9.1.2	Effet du seuillage sur la puissance potentielle	226
9.1.3	Comparaison avec l'expérience	234
9.2	Prévision à 6°	242
9.2.1	Moyenne de la puissance potentielle	242
9.2.2	Effet du seuillage sur la puissance potentielle	244
9.2.3	Comparaison avec l'expérience	253
9.3	Discussion des résultats	258
9.3.1	Comportement du terme de dérivée en pression \mathcal{P}_{cav}^p	258
9.3.2	Effet du seuillage en surface du foil	259
9.3.3	Différences entre les modes stables et instables	259
9.3.4	Mise en évidence de l'existence de deux modes d'endommagement	260
9.4	Synthèse	260

Etat de l'art de la prévision de l'érosion de cavitation

7.1 Introduction

Les moyens expérimentaux permettant de prédire l'érosion de cavitation se divisent en deux catégories : la mesure de la perte de masse et la mesure du volume de déformation du matériau, aussi appelée marquage. La première méthode est détaillée dans le *chap.1*, elle permet de lier directement les conditions de l'écoulement à la perte de masse. Son inconvénient est la durée des essais nécessaires. La seconde méthode permet d'éliminer cet inconvénient. Les résultats expérimentaux sur lesquels nous nous appuyons cherchent à mieux comprendre le lien entre les caractéristiques de l'écoulement (fluctuation de la poche, ondes de pression,...) et l'endommagement du matériau. Ils utilisent la seconde méthode.

Nous souhaitons obtenir un indicateur numérique qui soit comparable aux résultats expérimentaux, et permette ainsi de prédire l'endommagement à partir des résultats des simulations numériques.

Pour cela, nous présentons dans ce chapitre la méthode expérimentale de mesure par marquage ainsi que son lien avec la perte de masse.

Nous présentons ensuite les méthodes numériques utilisées pour la prévision de l'érosion de cavitation. Ces méthodes sont divisées en deux grandes catégories : les méthodes basées sur le micro-jet et les méthodes basées sur les ondes de pression.

Dans un troisième temps, nous définissons et développons la notion d'intensité de cavitation, grandeur énergétique reliée au marquage, ainsi que le formalisme permettant de relier les simulations numériques aux vitesses de marquage expérimentales. L'utilisation de l'intensité de cavitation s'est développée dans la littérature de cette dernière décennie et nous discutons finalement des différentes formes et variations employées selon les auteurs.

7.1.1 Principe de la méthode de mesure par marquage

Avant de se détériorer suffisamment pour perdre de la masse, un matériau soumis à un écoulement cavitant passe tout d'abord par une période d'incubation, durant laquelle il subit une déformation plastique sans perte de masse (voir *chap.1*). [Knapp, 1955] est le premier à proposer de se servir du matériau comme d'un capteur. En effet, l'énergie menant à la détérioration du matériau par érosion est également mise en jeu lors de la déformation plastique. La mesure de cette déformation peut donc permettre de remonter à l'énergie de l'écoulement cavitant. La méthode de mesure par marquage

consiste à placer un échantillon dans un écoulement cavitant pendant sa période d'incubation, puis à mesurer le volume de déformation de ce dernier.

Durant la période d'incubation du matériau, la vitesse de déformation est supposée constante et dépend à la fois des propriétés de l'écoulement et des propriétés physiques du matériau. Les essais consistent notamment à déterminer cette vitesse. [Le Fur et David, 1998] montrent que nous pouvons ainsi relier la vitesse de marquage à la vitesse d'érosion du matériau. Le ratio de ces vitesses dépend des propriétés physique des matériaux, et est donc à déterminer pour chaque matériau. Grâce à ce résultat les vitesses de marquage peuvent également servir à déterminer une vitesse de perte de masse.

La *fig.7.1* est un exemple d'évaluation de la vitesse de perte de masse pour un échantillon placé dans un écoulement cavitant. Après une forte variation de la vitesse de perte de masse, celle-ci se stabilise et atteint un régime stationnaire dont la valeur est utilisée pour prédire l'érosion de cavitation. La pente de la courbe de perte de masse *fig.7.1a*, donne la vitesse de perte de masse *fig.7.1b*. Différents essais expérimentaux [J. P. Franc, 2005] ont montré que la vitesse de perte de masse (et donc le volume de déformation dans une certaine mesure) suit une loi en puissance :

$$V_{er} \propto V_{ref}^k, \text{ avec : } \begin{cases} V_{er} & , \text{ la vitesse d'érosion} \\ V_{ref} & , \text{ la vitesse de référence de l'écoulement} \\ k & , \text{ une constante déduite expérimentalement} \end{cases} \quad (7.1)$$

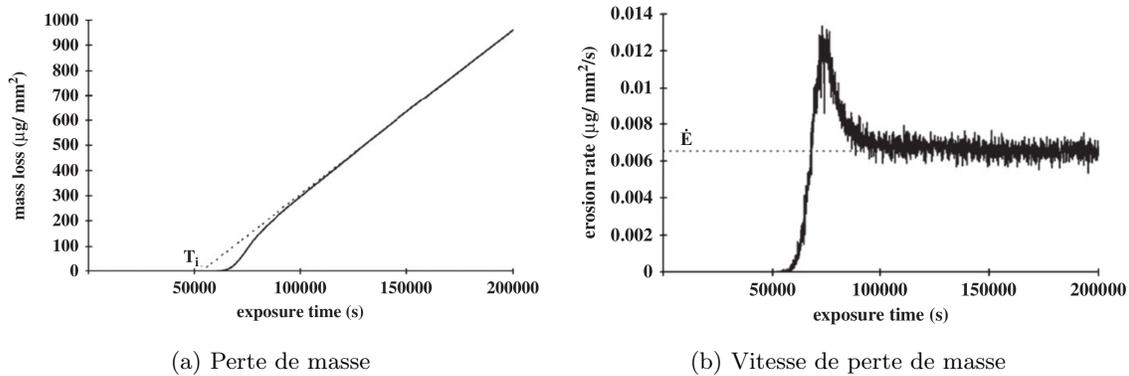


FIGURE 7.1 – Perte de masse et vitesse d'érosion associée [Fortes Patella et al., 2013].

La valeur de la constante k varie fortement selon le type d'expériences et les auteurs. [Franc et al., 2012] estime la valeur de k à 6. De plus selon [Fortes-Patella et al., 2000] cette constante n'est pas non plus totalement indépendante de la vitesse d'écoulement, ce qui rend difficile sa détermination. Dans cette étude les auteurs s'intéressent au volume déformé plastiquement durant la période d'incubation, ce qui leur permet de déterminer la vitesse de marquage notée V_d . Ils trouvent une relation similaire avec k' allant de 3 à 8 :

$$V_d \propto V_{ref}^{k'}, \text{ avec : } \begin{cases} V_d & , \text{ la vitesse de marquage} \\ V_{ref} & , \text{ la vitesse de référence de l'écoulement} \\ k' & , \text{ une constante déduite expérimentalement} \end{cases} \quad (7.2)$$

7.1.2 Limitations de la méthode de mesure par marquage

La méthode de mesure par marquage permet une étude précise, plus simple et rapide que la mesure de la perte de masse. Malgré tout, ces expériences nécessitent toujours un contrôle minutieux et une

attention particulière doit être apportée lors de leur post-traitement. Un exemple est donné au paragraphe 2.5. Les mesures prennent place durant la courte période d'incubation du matériau et plusieurs difficultés apparaissent.

La première est le risque de superposition des impacts. En effet, pour compter le nombre d'impacts et mesurer précisément le volume endommagé il est nécessaire d'obtenir des impacts isolés. Or, le positionnement précis des impacts ayant un caractère localement aléatoire, il n'est pas toujours possible d'obtenir seulement des impacts isolés et un filtrage des données est nécessaire.

Cette difficulté impose deux autres limitations : la durée de test et la nature du matériau. Pour obtenir un échantillon statistique représentatif, il est nécessaire que la durée du test soit suffisante pour que le nombre d'impacts soit significatif. Cependant plus la durée du test est importante et plus le risque de superposition augmente.

La vitesse à laquelle les impacts apparaissent est liée à la nature du matériau : plus le matériau est sensible à la cavitation et plus facilement (rapidement) il sera marqué, c'est par exemple le cas de l'aluminium. Tous les matériaux ne sont donc pas de bons candidats pour cette méthode expérimentale, soit parce qu'ils se déforment trop rapidement ou, au contraire, trop lentement.

En pratique, ces enjeux impliquent des durées de tests différentes pour des matériaux de résistance bien distinctes. Ces durées sont également influencées par les conditions hydrauliques de l'écoulement cavitant qui influent sur l'intensité de cavitation.

7.1.3 Tendances d'intensité de cavitation rapportées dans la littérature

Les expériences cherchant à évaluer l'érosion de cavitation ont d'abord été centrées sur l'influence du matériau puis sur les lois de transposition géométrique (rendant possible l'utilisation de maquette à échelle réduite). La littérature a permis de mettre en avant les tendances suivantes pour l'érosion de cavitation :

- La vitesse de marquage (et donc l'érosion de cavitation) augmente lorsque :
 - la vitesse du fluide augmente (à longueur de poche constante),
 - la cavitation est en régime instable,
 - le gradient de pression augmente.

Il existe des tendances générales mettant en relation l'endommagement et différentes propriétés physiques des matériaux telles que la ductilité, la résistance à la rupture ou à la déformation. Mais il n'existe pas de corrélation idéale pour toute famille de matériau et les exceptions sont nombreuses.

Certains aspects clefs de la cavitation et de son comportement érosif sont encore à débattre et à justifier physiquement, en particulier nous retrouvons :

- l'influence de la nature du fluide,
- l'impact de la température.

Nous reviendrons plus en détail sur ces aspects en annexe E.

7.2 Méthodes numériques de prévision de l'érosion de cavitation

Nous nous intéressons ici à la prévision de l'érosion de cavitation réalisée avec les modèles de CFD présentés en partie 3. Les modèles de prévision de l'érosion de cavitation à partir des simulations CFD sont variés, notamment parce que les mécanismes conduisant à la perte de masse ne sont pas exactement connus à ce jour et donc plusieurs hypothèses sont avancées. L'origine de l'érosion de cavitation ne fait pas consensus, les méthodes se divisent entre les méthodes cherchant à quantifier l'effet du micro-jet [Dular et al., 2006] [Peters et al., 2015] et celles quantifiant l'effet des ondes de pression [Fortes-Patella et Reboud, 1998], [Ochiai et al., 2010]. Dans ces deux sous familles émergent les méthodes cherchant à estimer directement l'effet des ondes de pressions sur la paroi [Bark et al., 2004], [Ochiai et al., 2010] (nommée Discret Bubble Methode) et les méthodes basées sur le mécanisme de cascade énergétique

[Fortes-Patella et al., 2012], [Terwisga et al., 2009]. Ces dernières sont actuellement les plus utilisées et se regroupent sous le nom de méthode basée sur l'énergie potentielle (Energy Potential Method, abrégé en EPM), mais intègrent des expressions différentes selon les auteurs.

Enfin, quelques méthodes se différencient d'avantage, telle qu'une méthode dédiée à la captation à partir des moyens expérimentaux (nommée Gray Level Method) [Dular et al., 2004], ou encore une méthode fusionnant différents principes telle que la méthode hybride basée sur un code Euler-Lagrange [Arabnejad et al., 2021]. Plusieurs auteurs proposent de comparer ces différentes méthodes, [Dular et al., 2006], [Eskilsson et Bensow, 2015], [Terwisga et al., 2009], [Geng et al., 2020], et nous présenterons par la suite leurs travaux.

Le *tab.7.1* récapitule, de manière non exhaustive, les modèles notables dans la prévision numérique de l'intensité de cavitation.

Famille	Auteur	nom
Ondes de pression	[Fortes-Patella et al., 2004]	Energy Potential Method (EPM)
	[Nohmi et al., 2008]	TALCA
	[Ochiai et al., 2010]	Discret Bubble Method (DBM)
	[Terwisga et al., 2009]	Intensity Function Method (IFM)
	[Melissaris et al., 2019]	-
Micro-jet	[Dular et al., 2006]	-
	[Peters et al., 2015]	-
Autres	[Dular et al., 2004]	Gray Level Method (GLM)
	[Arabnejad et al., 2021]	-

TABLE 7.1 – Recensement des familles de méthode de prévision de l'érosion de cavitation à l'aide des codes CFD. Les noms indiqués sont les noms utilisés dans la littérature pour faire référence aux différents modèles.

7.2.1 Les méthodes de prévision basées sur le micro-jet

Lorsqu'une bulle implose près d'une paroi, son implosion est asymétrique et un micro-jet se développe, dirigé vers la paroi, avec une vitesse qui peut dépasser les 100 m/s [Lauterborn et Bolle, 1975]. Les méthodes de prévisions basées sur le micro-jet cherchent donc à relier les variables issues des simulations CFD aux variables permettant de quantifier la force du micro-jet.

Pour [Dular et al., 2006], les ondes de pressions générées par les nuages de bulles ne servent que d'intermédiaires pour déclencher et renforcer l'implosion des bulles situées proches de la paroi. Ces dernières libèreraient alors un micro-jet susceptible d'endommager la paroi comme illustré sur la *fig.7.2*.

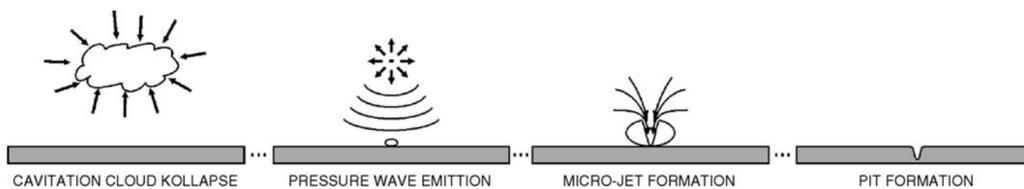


FIGURE 7.2 – Schémas du mécanisme d'érosion par micro-jet [Dular et al., 2006].

Les approches CFD traitées ici ne résolvent pas directement l'interface des bulles. La vitesse du jet doit donc être déterminée via une corrélation. Les auteurs s'appuient pour cela sur les approches expérimentales, telle que la relation de [Plesset et Chapman, 1971], permettant de déterminer la vitesse du jet à partir de la pression environnante :

$$V_{jet} = 8.97\gamma^2 \sqrt{\frac{p - p_v}{\rho_l}}, \text{ avec : } \begin{cases} \gamma = \frac{H}{R} & , \text{ la distance adimensionnée à la paroi} \\ R & , \text{ le rayon initial de la bulle} \\ H & , \text{ la distance initiale entre le centre de la bulle et la paroi} \end{cases} \quad (7.3)$$

[Peters et al., 2015] suit une approche analogue, mais ne sélectionne que les cas suffisamment proches de la paroi, de manière à ce que le jet puisse atteindre la paroi est donc supposé plus érosifs avec $\gamma < 1.1$. De plus sa vitesse doit être suffisamment élevée pour endommager la paroi. Le jet n'est supposé érosif qu'en dépassant une vitesse critique dépendant des propriétés du matériau :

$$V_{crit} = \sqrt{\frac{p_y}{\rho_l} \left(1 - \left(1 + \frac{p_y}{B}\right)\right)^{\frac{-1}{n}}}, \text{ avec : } \begin{cases} p_y & , \text{ limite d'élasticité du matériau} \\ B = 300MPa & \\ n = 7 & \end{cases} \quad (7.4)$$

Une pression d'impact est ensuite obtenue selon le modèle du marteau d'eau [Plesset et Chapman, 1971]. Si la vitesse du jet dépasse la vitesse critique alors la pression d'impact endommagera le matériau avec une pression P_{def} qui constitue le critère d'érosion :

$$P_{impact} = \rho_l c_l V_{jet} \quad (7.5)$$

$$P_{def} = \rho_l c_l (V_{jet} - V_{crit}) \quad (7.6)$$

Ensuite, les deux auteurs abordent des approches différentes pour quantifier l'érosion. [Peters et al., 2015] ramène cette pression à un critère d'intensité d'énergie adimensionné par son maximum (en temps et en espace). Ceci lui permet d'établir une cartographie à la surface du composant et de comparer qualitativement les résultats numériques aux expériences. [Dular et al., 2018] opte pour une comparaison quantitative en reliant la vitesse du jet à un diamètre d'impact via des corrélations expérimentales et en la comparant aux impacts expérimentaux.

7.2.2 Les méthodes de prévision basées sur les ondes de pression

L'implosion des bulles de cavitation créer des ondes de pression de fortes amplitudes. Dans les méthodes cherchant à relier la déformation aux ondes de pressions nous retrouvons deux familles : les méthodes mesurant le chargement en pression en surface du matériau et les méthodes basées sur la transmission d'énergie.

Dans les méthodes faisant l'hypothèse que la déformation est due aux ondes de pression, l'approche la plus directe est la prise en compte du chargement en pression en surface de l'hydrofoil. Nous regroupons ces applications comme des approches mécaniques cherchant à déterminer l'impact des ondes de pression sur la surface telles que [Nohmi et al., 2008], [Ochiai et al., 2010], [Li et al., 2014]. Notons que l'utilisation de codes eulériens discrets impliquent ici deux limitations : résoudre avec une résolution spatiale et temporelle suffisante (en traitant si possible la compressibilité du milieu) et de convertir les variables eulériennes en variables lagrangiennes.

L'approche de [Ochiai et al., 2010] consiste à résoudre une équation de convection supplémentaire (7.7) n'interagissant pas avec l'écoulement mais permettant de déterminer la pression au sein d'une bulle transportée dans l'écoulement. Une deuxième équation (7.8) relie ensuite la variation du diamètre de la bulle à la pression, p_a , atteignant une surface située à une distance r . L'intégration de cette pression dans le temps représente une énergie acoustique impactant la surface et responsable du chargement

du matériau. L'indicateur d'érosion I_{DBM} est obtenu par somme de l'énergie contenue dans les cellules :

$$p_a(r) = \frac{\rho}{r} \left(R^2 \ddot{R} + 2R\dot{R}^2 \right) \quad (7.7)$$

$$I_{DBM} = \sum E_i = \sum \int p_a^2 dA \quad (7.8)$$

Les approches énergétiques, dont fait partie celle que nous utilisons dans cette thèse, feront l'objet de la partie 7.3. Mais avant de les aborder en détail, listons les autres méthodes de prévision, ni basées sur la pression, ni basées sur une approche énergétique.

7.2.3 Autres méthodes de prévision

Suite aux travaux de [Peters et al., 2015] concernant l'érosion par micro-jet et au développement des modèles Euler-Lagrange, [Arabnejad et al., 2021] proposent une méthode plus complexe en incluant le modèle d'érosion dans un modèle hybride multi-échelles Euler-Lagrange. Ils revisitent ainsi le concept de cascade d'énergie, illustré sur la *fig.7.3*. Un grand volume de vapeur (structure eulérienne) condense et rapetisse, il devient alors une structure lagrangienne. Ce petit volume de vapeur impose *fig.7.3(a)*, son énergie potentielle est maximale et convertie en énergie cinétique (accélération du liquide environnant) et en énergie dissipée sous forme de chaleur *fig.7.3(b)*. Selon la position de ce volume par rapport à la surface de matériau, l'énergie impactant le matériau est déterminée via un modèle d'énergie *fig.7.3(c)* [Fortes-Patella et al., 2012] s'il est éloigné, ou via un modèle d'impact de micro-jet *fig.7.3(d)* s'il est suffisamment proche de la paroi [Peters et al., 2015]. Ce modèle est le seul à inclure à la fois le mécanisme d'érosion par ondes de pression et par micro-jets.

Dans le but de pouvoir directement estimer l'érosion de cavitation à partir des visualisations issues des essais expérimentaux, [Dular et al., 2004] relie les variations du niveau de gris des films expérimentaux au taux de vide de vapeur. Il propose ainsi une variante de la formulation reposant sur l'hypothèse que l'écart-type (s) du niveau de gris est proportionnel à la variation temporel du volume de vapeur :

$$s \propto \frac{dV_v}{dt} \quad (7.9)$$

$$I_{GLM} = \frac{k}{r} \sqrt{(p_\infty - p_v) s}, \text{ avec : } \begin{cases} k & , \text{ une constante déduite expérimentalement} \\ s & , \text{ écart-type du niveau de gris} \\ r & , \text{ la distance depuis la surface} \end{cases} \quad (7.10)$$

La méthode est sensible au bruit numérique des captations vidéos, ainsi qu'à la présence d'inclusions (des bulles se déplaçant entre la caméra et le foil) dans l'écoulement. Notons néanmoins qu'il s'agit là de la seule méthode expérimentale pour prédire l'érosion de cavitation qui soit non intrusive, en excluant les méthodes basés sur le bruit ou les vibrations. De nos jours les méthodes de traitement d'image sont grandement employées et sont devenues bien plus évoluées. Un travail sur le fenêtrage des données prises en compte ainsi que sur des réseaux de convolution pourrait permettre de résoudre le problème de bruit et de localisation de structures susceptibles d'être érosives.

Cette méthode est discutée dans [Terwisga et al., 2009], [Eskilsson et Bensow, 2015] où une application numérique est testée et comparée à d'autres méthodes. Bien qu'elle soit relativement aisée à mettre en œuvre, elle ne permet pas de distinguer convenablement les zones les plus sujettes à l'érosion notamment à cause du manque de distinction entre le collapsus et l'advection de la cavité.

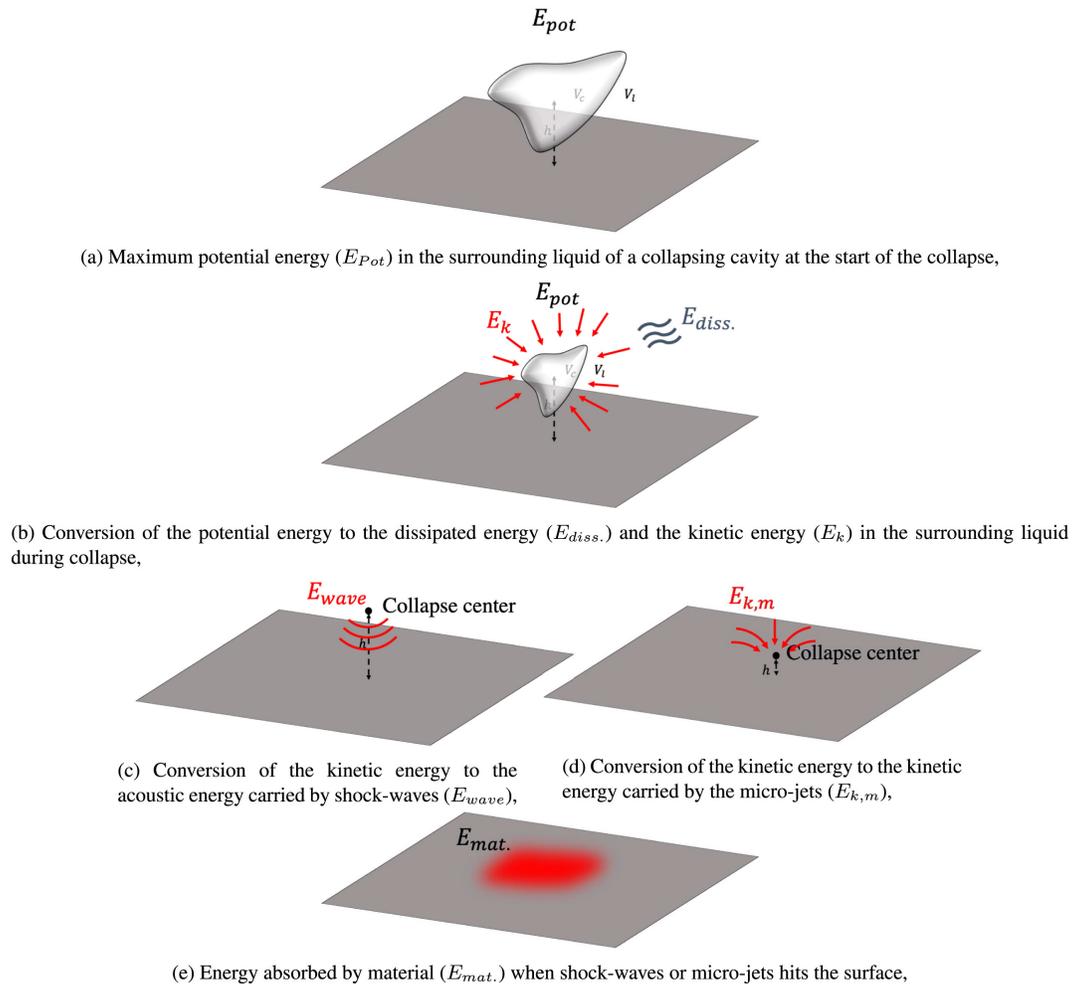


FIGURE 7.3 – Schéma de principe de la méthode hybride basée sur une modélisation Euler-Lagrange [Arabnejad et al., 2021].

7.3 Description détaillée de l'approche par cascade énergétique

7.3.1 Définition et origine

L'idée est originaire d'une méthode de prévision empirique proposée par [Hammit, 1963] qui s'inspire du calcul d'énergie d'implosions sous-marines de [Cole, 1948]. Si l'on suppose que l'érosion est due à l'émission d'ondes de pression lors de l'implosion des bulles proches de la paroi, ces bulles sont issues des nuages de cavitation. Il doit alors être possible de relier les quantités physiques caractérisant la poche de vapeur aux quantités physiques caractérisant l'érosion [Avellan et al., 1991]. [Bark et al., 2004] observe que lors de la croissance des bulles de cavitation, le liquide environnant gagne en énergie potentielle qui est transformée en énergie cinétique durant l'implosion. Dès lors, [Bark et al., 2004], propose d'estimer cette énergie par le volume de vapeur contenu dans les nuages de cavitation. Le volume représente ainsi une énergie potentielle libérée sous forme d'énergie cinétique lorsque le volume décroît durant le collapsus de la bulle. L'implosion des bulles à l'échelle microscopique libère des ondes de pression qui se propagent dans le fluide avant d'atteindre la paroi. Une partie de cette énergie est alors absorbée par le matériau et cause sa déformation plastique.

La *fig.7.4* issue de [Fortes-Patella et al., 2012] illustre ce mécanisme en associant à chaque étape une puissance et un rendement. Le chaînage de ces mécanismes est appelé cascade énergétique.

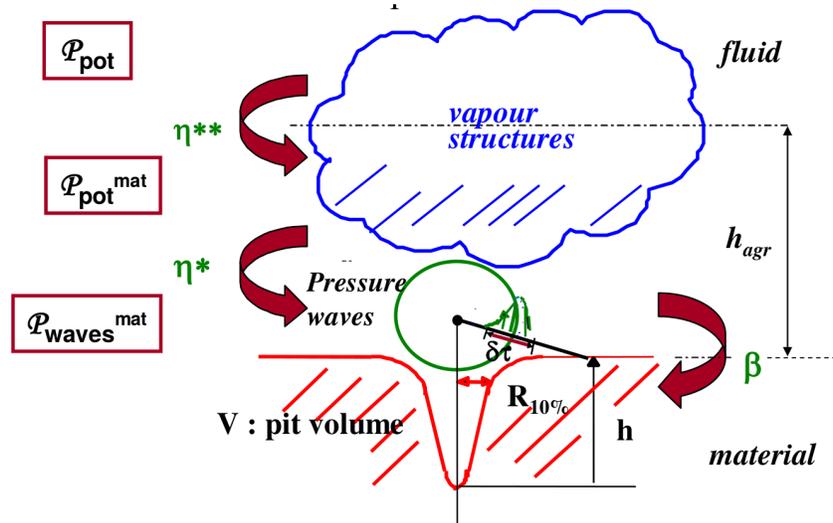


FIGURE 7.4 – Schéma du mécanisme d'érosion par cascade d'énergie et rendements proposés par [Fortes-Patella et al., 2012].

Nous allons détailler les différentes grandeurs apparaissant dans la *fig.7.4* en reprenant les notations de la figure. Le collapsus des structures de vapeur constitue la première étape de la conversion de l'énergie potentielle. Lors du collapsus, l'énergie potentielle contenue dans le volume du nuage de cavitation est transformée en énergie acoustique susceptible d'impacter le matériau. En considérant la variation de cette énergie dans le temps nous obtenons la puissance acoustique notée : $\mathcal{P}_{pot} \rightarrow \mathcal{P}_{pot}^{mat}$. Cette transformation s'opère avec un rendement noté η^{**} sur la *fig.7.4*.

Les ondes de pression ainsi émises se propagent dans le fluide environnant. La puissance de ces ondes de pression est caractérisée par leur amplitude et leur durée $\delta\tau$. Cette propagation des ondes de pression s'effectue également avec un rendement η^* , dépendant de la nature du fluide. La puissance acoustique susceptible d'impacter la paroi est alors notée : $\mathcal{P}_{pot}^{mat} \rightarrow \mathcal{P}_{wave}^{mat}$.

Enfin la dernière étape est l'interaction entre les ondes de pression et le matériau. Une partie

de l'énergie acoustique incidente est absorbée par le matériau sous forme d'énergie de déformation plastique. Cette dernière transformation s'opère avec un coefficient β qui dépend de la nature du matériau. A l'issue de cette transformation, le matériau est endommagé et un cratère, aussi appelé indentation, de volume V , s'est formé. Le volume du cratère est quantifiable par sa hauteur h et son rayon R . La puissance responsable de cet endommagement est la puissance nécessaire à la déformation plastique et peut être notée : \mathcal{P}_{def}^{mat} .

La prise en compte de tous ces mécanismes permet d'aboutir à une évaluation quantitative du volume de matériau endommagé. Dans le cadre de cette thèse, nous nous intéressons uniquement à l'évaluation de la puissance potentielle \mathcal{P}_{pot} , que nous noterons par la suite \mathcal{P}_{cav} , contenue dans les structures de vapeur menant à la puissance acoustique impactant le matériau : \mathcal{P}_{pot}^{mat} , que nous noterons \mathcal{P}_{surf} car nous ne prendrons pas en compte l'aspect matériaux dans cette thèse.

7.3.2 Établissement de la grandeur intensité de cavitation

D'après [Fortes-Patella et al., 2004] et [Leclercq, 2017] reprenant l'idée de [Cole, 1948] puis [Avellan et al., 1991], l'énergie "potentielle", que nous appellerons par la suite "énergie de cavitation", contenue dans le volume de vapeur peut être définie comme le produit du volume de vapeur V_v et du différentiel de pression $\Delta P = P - P_{sat}$ menant à l'implosion de la bulle :

$$E_{cav} = \Delta P V_v \quad (7.11)$$

L'implosion de la structure de vapeur entraîne une variation du volume de vapeur. D'après (7.11), elle entraîne également une variation de l'énergie contenue dans le volume. Un signe négatif est ajouté à la définition de l'énergie potentielle de cavitation de manière à maintenir son signe positif alors que l'on ne s'intéresse qu'à sa valeur lorsque la bulle implose et donc diminue de volume. Cette variation d'énergie au cours du temps correspond à une puissance que l'on peut déterminer par dérivation temporelle et que nous appellerons puissance de cavitation notée \mathcal{P}_{cav} :

$$\mathcal{P}_{cav} = -\frac{dE_{cav}}{dt} \quad (7.12)$$

$$\leftrightarrow \mathcal{P}_{cav} = -\frac{d(\Delta P V_v)}{dt} \quad (7.13)$$

En remplaçant le volume de vapeur V par le taux de vide $\alpha = \frac{V_v}{V_{cell}}$ avec V_{cell} le volume de la cellule, l'équation se ré-exprime en densité volumique de puissance, notée $\frac{\mathcal{P}_{cav}}{V_{cell}}$ [$W.m^{-3}$]. En dérivant le produit de la pression par le volume, notons que P_{sat} est considérée constante, puis en explicitant la dérivée lagrangienne, nous obtenons l'expression suivante :

$$\frac{\mathcal{P}_{cav}}{V_{cell}} = -\alpha \frac{dP}{dt} - \Delta P \frac{d\alpha}{dt} \quad (7.14)$$

$$\Leftrightarrow \frac{\mathcal{P}_{cav}}{V_{cell}} = -\alpha \underbrace{\left(\frac{\partial P}{\partial t} + \mathbf{u} \nabla P \right)}_{\frac{\mathcal{P}_{cav}^p}{V_{cell}}} - \Delta P \underbrace{\left(\frac{\partial \alpha}{\partial t} + \mathbf{u} \nabla \alpha \right)}_{\frac{\mathcal{P}_{cav}^\alpha}{V_{cell}}} \quad (7.15)$$

La densité volumique de puissance est ainsi la somme de ces deux contributions qui apparaissent lors du développement de la dérivée : $\frac{\mathcal{P}_{cav}^p}{V_{cell}}$ et $\frac{\mathcal{P}_{cav}^\alpha}{V_{cell}}$.

Pour obtenir la puissance impactant la paroi, la puissance potentielle contenue dans une cellule fluide i est projetée sur un élément de surface du foil j , ce qui fait intervenir l'angle solide Ω_{ij} que nous détaillons en partie 8.3. La grandeur ainsi obtenue est donc la puissance interceptée par la surface du foil, notée \mathcal{P}_{surfij} [W].

$$\mathcal{P}_{surfij} = \frac{\Omega_{ij}}{4\pi} \mathcal{P}_{cavi} \quad (7.16)$$

Chaque cellule du volume fluide est susceptible de contribuer à l'endommagement en surface S avec une densité surfacique $\frac{\mathcal{P}_{surf_i}}{S}$ [W/m^2]. Pour obtenir la grandeur "intensité de cavitation" en surface de l'hydrofoil, la contribution de chaque cellule volumique est sommée sur un élément de surface S_j . L'intensité de cavitation I_{cav} est donc homogène à une puissance par unité de surface [W/m^2].

$$I_{cav_j} = \frac{\sum_{i=1}^{ncell} \mathcal{P}_{surf_{ij}}}{S_j} \quad (7.17)$$

7.3.3 Décomposition du terme d'intensité de cavitation dans la littérature

De nombreuses interprétations et prises en compte variées des termes composant le modèle d'énergie potentielle de cavitation sont disponibles dans la littérature. En l'absence d'une compréhension claire de leur contribution physique, les auteurs cherchent à établir l'importance de chacun des termes. Deux points sont majoritairement discutés :

- la forme des dérivées (eulérienne ou lagrangienne),
- la prise en compte de la dérivée de la pression ou de la dérivée du volume.

La première clarification à apporter est qu'il y a un changement de référentiel lorsque l'énergie des structures de vapeur est évaluée. L'énergie potentielle est exprimée dans un référentiel lagrangien (celui de la bulle), alors que nous évaluons, dans nos simulations, la puissance émise dans un référentiel eulérien (celui de nos cellules de discrétisation). Il est donc nécessaire de prendre correctement en compte les dérivées lagrangiennes lorsque le modèle est implémenté dans les codes CFD, sans quoi des termes sont omis. En effet, dans le référentiel eulérien la dérivée lagrangienne d'une quantité ϕ s'exprime avec deux termes. Le premier décrit l'évolution de la quantité dans le temps du point de vue du référentiel (la cellule dans le cas d'un code volume fini) : c'est la dérivée partielle en temps. Le second décrit la variation de cette quantité dans l'espace dû au mouvement relatif de la quantité et du référentiel : c'est le terme d'advection.

$$\frac{d\phi}{dt} = \underbrace{\frac{\partial\phi}{\partial t}}_{\text{variation temporelle}} + \underbrace{u\nabla\phi}_{\text{advection}} \quad (7.18)$$

[Geng et al., 2022] propose une comparaison détaillée de chacun des termes issus de la dérivée de l'énergie potentielle dans le cas d'un hydrofoil cavitant. Ces termes sont comparés sur la *fig.7.5* et la nomenclature associée est rappelée dans le *tab.7.2*. Il est à noter que le terme ERI 4 correspond à la définition de $\frac{\mathcal{P}_{cav}^\alpha}{V_{cell}}$, ERI 5 au terme $\frac{\mathcal{P}_{cav}^p}{V_{cell}}$ et ERI 6 à la puissance potentielle de cavitation volumique $\frac{\mathcal{P}_{cav}}{V_{cell}}$ présentés précédemment.

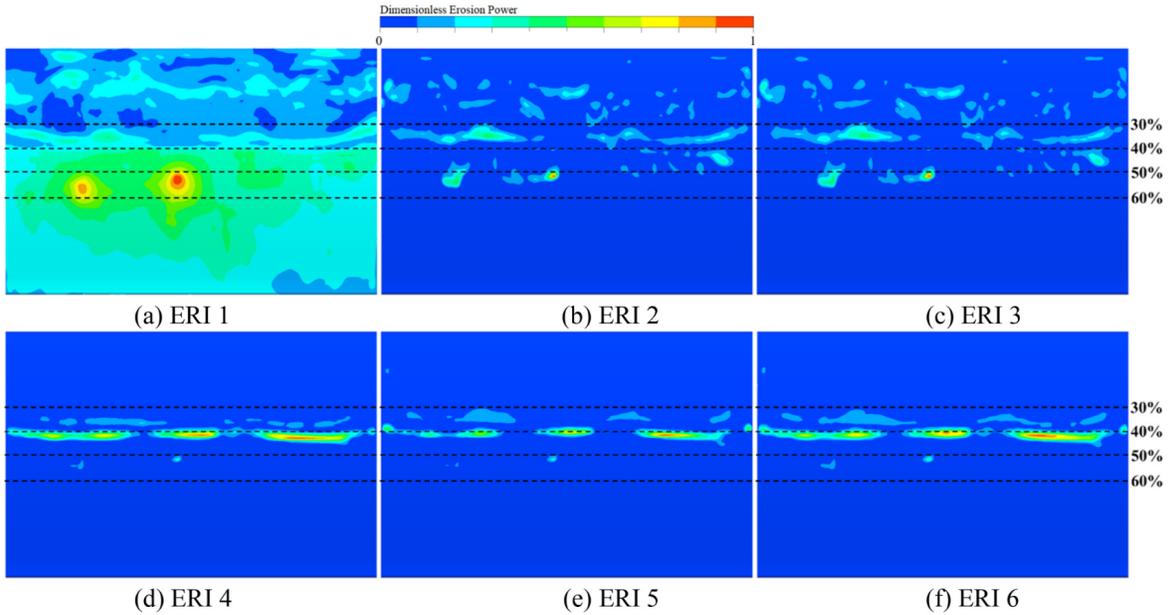
Le terme ERI 1 ne prend en compte que la dérivée partielle de la pression et est de loin le terme qui varie le plus. Sa zone maximale s'étend de 30 à 80% de la corde et reflète les variations de pression ayant eu lieu durant le cycle.

Les termes ERI 2 et 3 (construits avec des dérivées partielles) sont à comparer aux termes ERI 4 et 6 (construits avec des dérivées totales). A 1 mm de la paroi, les termes en dérivées totales sont d'avantage localisés dans la zone de fermeture, alors que les termes en dérivées partielles mettent également en avant d'autres évènements dans la poche de cavitation ou en aval de celle-ci.

Enfin la comparaison entre ERI 4 et 5 montre la contribution respectives des termes de dérivés de la puissance potentielle en fonction du taux de vide ou de la pression. Ces deux termes semblent ici très proches.

Nom	Formule
ERI 1	$\frac{\partial p}{\partial t}$
ERI 2	$(p - p_{sat}) \frac{\partial \alpha_v}{\partial t}$
ERI 3	$(p - p_{sat}) \frac{\partial \alpha_v}{\partial t} + \alpha_v \frac{\partial p}{\partial t}$
ERI 4 ($\frac{P_{sat}^\alpha}{V_{cell}}$)	$(p - p_{sat}) \frac{d\alpha_v}{dt}$
ERI 5 ($\frac{P_{sat}^p}{V_{cell}}$)	$\alpha_v \frac{dp}{dt}$
ERI 6 ($\frac{P_{sat}}{V_{cell}}$)	$(p - p_{sat}) \frac{d\alpha_v}{dt} + \alpha_v \frac{dp}{dt}$

TABLE 7.2 – Nomenclature des différents termes utilisés dans l'étude de [Geng et al., 2022].


 FIGURE 7.5 – Comparaisons de la valeur moyennée sur 10 lâchers des différentes formes que peut prendre l'indicateur d'érosion (Energy Potential Method, voir *tab.7.2*) dans la littérature. Résultats obtenus sur une surface à 1mm de la paroi de l'hydrofoil puis adimensionnés par leur maximum. L'écoulement va de haut en bas [Geng et al., 2022].

Dans les travaux initiaux de [Fortes-Patella et al., 2004], le terme de dérivée de la pression, $\frac{\mathcal{P}^p}{V_{cell}}$, n'est pas évalué. En effet, il est considéré que les ondes de pression ne servent que de mécanisme déclencheur et que l'énergie est contenue dans la variation du volume de vapeur. Cette hypothèse étayée par l'évaluation *a posteriori* de $\frac{\mathcal{P}^p}{V_{cell}}$, qui est calculé comme plusieurs ordres de grandeurs inférieur au terme de dérivée du volume $\frac{\mathcal{P}^\alpha}{V_{cell}}$, et dont le profil adimensionné le long de la corde correspond moins bien aux profils expérimentaux [Leclercq, 2017].

L'utilisation du modèle de cascade d'énergie dans différentes études et différents codes [Eskilsson et Bensow, 2015], [Geng et al., 2022], montre que le terme $\frac{\mathcal{P}^p}{V_{cell}}$ peut être du même ordre de grandeur que le terme de dérivée du volume $\frac{\mathcal{P}^\alpha}{V_{cell}}$.

7.4 Synthèse

Dans ce chapitre nous avons détaillé la méthode de mesure par marquage ainsi que son lien avec l'érosion de cavitation. Cette méthode permet de réaliser des essais plus rapidement en se limitant à la période d'incubation de l'érosion de cavitation, où la matière n'est pas arrachée mais seulement déformée plastiquement. L'obtention de la vitesse de déformation durant cette période peut être reliée à la vitesse de perte de masse.

Nous avons ensuite détaillé quelques méthodes numériques de prévision de l'érosion de cavitation. Ces méthodes peuvent être séparées en deux grandes catégories qui prennent pour origine des mécanismes différents comme responsables de l'érosion de cavitation : les méthodes basées sur le micro-jet ainsi que les méthodes basées sur les ondes de pressions. C'est aujourd'hui les méthodes de prédictions basées sur les ondes de pression qui sont le plus utilisées.

Parmi ces méthodes basées sur les ondes de pression, nous avons détaillé la méthode de cascade énergétique qui est utilisée dans cette thèse. Nous avons vu qu'au sein même de cette méthode différentes formulations sont possibles selon les auteurs. Nous avons conclu, à l'aide des travaux de la littérature, que la formulation de [Fortes-Patella et al., 2012] semble la plus cohérente physiquement et mathématiquement.

Une question reste néanmoins en suspens [Leclercq, 2017] [Geng et al., 2022], concernant la prise en compte de tout ou parti du terme constituant le mécanisme de cascade énergétique et leurs impacts respectifs sur l'érosion de cavitation. Nous proposons d'établir la méthodologie de notre étude et de répondre à cette question dans le chapitre suivant.

Méthodologie des simulations numériques de la prévision de l'intensité de cavitation

Dans ce chapitre, nous détaillons la méthodologie employée dans cette thèse pour prédire numériquement l'intensité de cavitation dont les résultats sont présentés dans le chapitre suivant.

Dans un premier temps, nous revenons sur la décomposition du terme d'intensité de cavitation et l'interprétation qui peut en être faite.

Dans un second temps, nous aborderons la notion de seuillage de l'énergie potentielle de cavitation. Cette notion est importante pour comparer les résultats numériques aux résultats expérimentaux.

Dans un troisième temps nous décrivons les étapes d'implémentation du modèle d'intensité de cavitation choisi. En particulier, le détail de l'algorithme utilisé pour le calcul des puissances potentielles est donné. L'élaboration d'une nouvelle méthode de projection ainsi que sa vérification est détaillée en annexe C.1.

Dans un quatrième temps, les post-traitements utilisés dans le chapitre suivant sont détaillés.

Enfin, nous proposons de clore ce chapitre en évaluant la décomposition de l'intensité de cavitation I_{cav} sur une simulation type. Cela permet de déterminer précisément la méthode de calcul de l'intensité de cavitation qui sera ensuite utilisée pour l'ensemble des simulations.

8.1 Variantes envisageables et interprétations physiques du modèle d'intensité de cavitation

8.1.1 Décomposition usuelle du terme d'intensité de cavitation

Nous avons vu au *chap.7* que la dérivée du terme de puissance potentielle (7.15) aboutit à une sommation de deux termes :

- une dérivée lagrangienne du volume de vapeur : $\frac{\mathcal{P}_{cav}^\alpha}{V_{cell}} = -\Delta P \left(\frac{\partial \alpha}{\partial t} + \mathbf{u}_v \nabla \alpha \right)$,
- une dérivée lagrangienne de la pression : $\frac{\mathcal{P}_{cav}^P}{V_{cell}} = -\alpha \left(\frac{\partial P}{\partial t} + \mathbf{u}_v \nabla P \right)$.

Dans la suite, nous proposons donc d'évaluer la valeur de ces deux termes avec notre modélisation. Nous proposons également, dans la partie suivante, une nouvelle interprétation physique du modèle d'énergie potentielle en adéquation avec les hypothèses initiales de [Fortes-Patella et al., 2004] ainsi qu'aux remarques de [Terwisga et al., 2009], et qui permet de justifier le fait de ne garder que le terme en dérivée du taux de vide pour calculer la grandeur "intensité de cavitation".

8.1.2 Proposition d'une interprétation physique

Nous avons pu voir que la littérature propose une interprétation assez large du modèle de cascade énergétique sous la mention EPM (Energy Potential Method). Parmi les implémentations du modèle complet d'intensité de cavitation, plusieurs auteurs se questionnent sur l'importance et le rôle joué par le terme de dérivée de la pression qui apparaît lorsque l'énergie potentielle de cavitation est dérivée en temps.

Nous proposons ici une nouvelle interprétation permettant de retrouver l'expression de l'énergie potentielle de cavitation par des considérations physiques. L'interprétation et la justification du modèle et de sa décomposition nous apparaissent ainsi plus naturelles.

Nous définissons un système au repos composé d'un volume de vapeur V_v à la pression P_v . Ce volume contient une énergie, notée E_{cav} , qui est susceptible d'être libérée sous l'action de la pression extérieure P_∞ si $P_\infty > P_v$. Autrement dit, la pression relative vue par le système s'exprime comme $\Delta P = P_\infty - P_v$.

Nous considérons maintenant la transformation suivante, décrite sur la *fig.8.1* :

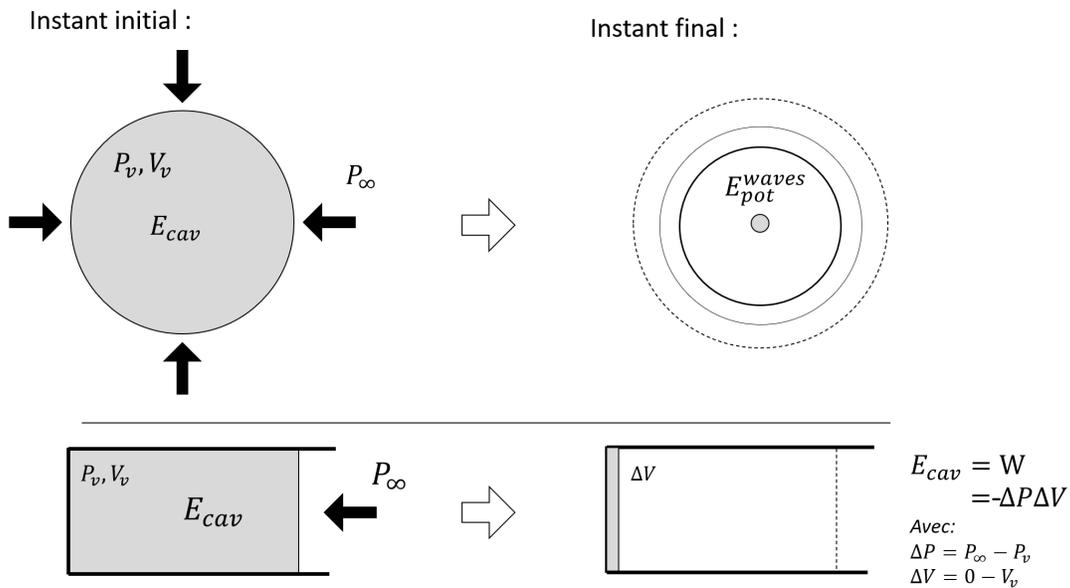


FIGURE 8.1 – Schéma illustratif de la conversion de l'énergie potentielle contenue dans un volume de vapeur en énergie acoustique associée au travail des forces de pression. Modèle bulle en haut représentant une situation théorique idéalisée et modèle représentant un piston en bas.

A l'état initial la structure de vapeur contient un volume de vapeur V_v à la pression P_v qui résiste à la pression extérieure P_∞ . Lorsque l'équilibre est rompu, le volume implose sous l'effet du travail des forces de pression extérieures. Le milieu extérieur peut être vu comme un réservoir de pression et P_∞ est supposée constante durant la transformation infinitésimale. L'énergie maximale qu'il est possible de libérer lors de l'implosion du volume de vapeur peut donc être calculée par le travail des forces de pression sur le volume total de vapeur : $\delta W = -P_{ext} dV$. La variation du volume étant négative car le volume diminue pour disparaître totalement. A toute fins utiles, rappelons ici que le volume est une fonction d'état dotée d'une différentielle totale notée "d" alors que le travail n'en est pas une et est

donc noté avec un différentielle partielle "δ".

$$dE_{cav} = \delta W \quad (8.1)$$

$$= -\Delta P dV_v \quad (8.2)$$

$$(8.3)$$

Et la conversion en puissance s'obtient par dérivation en fonction du temps. Pour rappel nous considérons P_∞ et P_v comme constants, leur dérivée est donc nulle.

$$\mathcal{P}_{cav} = \frac{dE_{cav}}{dt} \quad (8.4)$$

$$= -(P_\infty - P_v) \frac{dV_v}{dt} \quad (8.5)$$

Avec ce formalisme physique, il n'est ainsi pas utile de dériver les forces de pression extérieures qui sont considérées comme constantes du point de vue de la transformation. De plus, le signe négatif, précédemment ajouté dans l'expression initiale pour conserver une énergie positive, apparaît naturellement dans l'expression et le travail est considéré positif lorsque le volume de vapeur diminue.

8.1.3 Seuillage de l'intensité de cavitation

8.1.3.1 Origine et objectif

Les nuages de cavitation sont composés de nombreuses structures de vapeur. Parmi ces dernières toutes n'impactent pas le matériau. Selon [Kato et al., 1996] 1 bulle sur 10000 contribuerait à l'érosion de cavitation. Nous avons pu voir que la taille et la distance à la paroi influençaient leur contribution à l'érosion de cavitation. De plus, tous les matériaux ne réagissent pas de la même façon à ces sollicitations et s'érodent plus ou moins facilement. Ainsi, selon les travaux de [Hammit, 1963] portant sur de nombreux essais d'érosion à différentes conditions hydrauliques et pour différents matériaux, toutes les structures de vapeur ne possèdent pas la même énergie, et chaque matériau possède une résistance mécanique différente. [Hammit, 1963] fait l'hypothèse que les matériaux filtrent les composantes d'énergie transmises par l'implosion des structures de vapeur. La valeur de ce filtre dépend des propriétés physiques du matériau et sa détermination quantitative reste encore aujourd'hui délicate bien que les travaux de [Isselin et al., 1998] en permettent une estimation.

La *fig.8.2* illustre la répartition du nombre de structures de vapeur en fonction de l'énergie contenue par ces dernières. Les courbes présentées sont tracées qualitativement selon l'expérience et les hypothèses défendues par [Hammit, 1963]. Il y a un nombre important de structures de vapeur de faible énergie et un nombre de plus en plus restreint de structures de très forte énergie. Pour endommager le matériau une structure de vapeur doit individuellement fournir une énergie supérieure à l'énergie requise pour déformer le matériau, cette énergie seuil est notée E_s sur le schéma. Les structures contenant une énergie inférieure à cette limite, pourtant plus nombreuses, ne contribuent pas à la déformation du matériau. Les structures de vapeur contenant d'avantage d'énergie contribuent à l'endommagement du matériau.

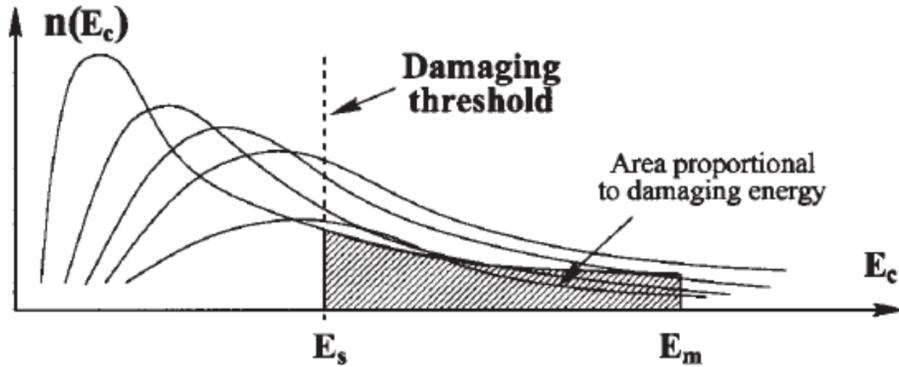


FIGURE 8.2 – Schéma de la répartition des densités énergétiques contenues dans le fluide et de l'effet du mécanisme de seuillage attribué à la résistance du matériau [Hammit, 1963].

8.1.3.2 Application du seuillage et extension de la méthodologie

Dans les applications numériques, l'effet de seuil est étudié en surface du matériau, de manière à reproduire le comportement de ce dernier. Néanmoins, selon les observations ayant mené [Hammit, 1963] à proposer ce modèle d'endommagement, il est possible de considérer directement des classes d'énergie dans le volume fluide. En procédant ainsi, le filtre peut s'appliquer dans le volume fluide plutôt qu'en surface du matériau.

8.1.3.2.1 Seuillage Surfaccique

Le seuillage surfaccique consiste à ne retenir, lors de l'opération de projection, que les valeurs d'énergie (en fait les valeurs de puissance par unité de surface) arrivant à la surface du matériau dépassant un certain seuil. Cette opération doit donc être réalisée au cours du calcul et à chaque pas de temps. De nombreux exemples de l'application de ce seuillage sont disponibles dans la littérature : [Fortes-Patella et al., 2012], [Krumenacker et al., 2014], [Leclercq et al., 2017], [Carrat et al., 2019].

L'opération de seuillage surfaccique se présente ainsi, sur chaque face j de la surface de l'hydrofoil :

$$\text{Si : } \frac{\mathcal{P}_{surfij}}{S} > \frac{\mathcal{P}_{seuil}}{S}, \text{ alors : } I_{seuilij} = \frac{\mathcal{P}_{surfij}}{S_j} \quad (8.6)$$

Après avoir observé la gamme d'énergie potentielle atteignant la surface de l'hydrofoil à l'aide de calculs préliminaires, allant localement jusqu'à 1.10^5 W.m^{-2} , nous définissons les seuils suivants :

- seuil 1 : $\frac{\mathcal{P}_{seuil}}{S} = 1.10^1 \text{ W.m}^{-2}$,
- seuil 2 : $\frac{\mathcal{P}_{seuil}}{S} = 1.10^2 \text{ W.m}^{-2}$,
- seuil 3 : $\frac{\mathcal{P}_{seuil}}{S} = 1.10^3 \text{ W.m}^{-2}$,
- seuil 4 : $\frac{\mathcal{P}_{seuil}}{S} = 5.10^3 \text{ W.m}^{-2}$,
- seuil 5 : $\frac{\mathcal{P}_{seuil}}{S} = 1.10^4 \text{ W.m}^{-2}$,
- seuil 6 : $\frac{\mathcal{P}_{seuil}}{S} = 5.10^4 \text{ W.m}^{-2}$,
- seuil 7 : $\frac{\mathcal{P}_{seuil}}{S} = 1.10^5 \text{ W.m}^{-2}$,

8.1.3.2.2 Seuillage Volumique

En suivant le questionnement et les résultats obtenus dans [Pereira, 1997] concernant l'évaluation de l'énergie (en fait les valeurs de puissance par unité de volume) et des événements apparaissant dans le fluide, un seuillage de l'énergie potentielle dans le volume fluide est également étudié.

Le seuillage volumique proposé dans cette thèse consiste dans chaque cellule fluide i du domaine à ne retenir que les valeurs d'énergie dépassant le seuil imposé. L'opération de seuillage volumique se présente ainsi, sur chaque cellule de l'écoulement :

$$\text{Si : } \frac{\mathcal{P}_{cavi}}{V_{cell i}} > \frac{\mathcal{P}_{seuil}}{V_{cell}}, \text{ alors : } I_{seuil i} = \frac{\mathcal{P}_{cavi}}{V_{cell i}} \quad (8.7)$$

Puisque nous étudions le comportement hydrodynamique des écoulements cavitants, nous avons choisi d'appliquer le seuil dans le volume fluide de manière à mieux caractériser les événements agressifs dans l'écoulement, leur localisation et leur lien avec l'endommagement final obtenu en surface. Concrètement, cette méthode permet de localiser la position relative à la corde du profil des différentes classes d'énergie et leurs contributions respectives au critère d'érosion de cavitation.

Après avoir observé la gamme d'énergie potentielle dans notre écoulement à l'aide de calculs préliminaires, allant localement jusqu'à $1.10^{11} \text{ W.m}^{-3}$, nous définissons les seuils suivants :

- seuil 1 : $\frac{\mathcal{P}_{seuil}}{V} = 1.10^3 \text{ W.m}^{-3}$,
- seuil 2 : $\frac{\mathcal{P}_{seuil}}{V} = 1.10^4 \text{ W.m}^{-3}$,
- seuil 3 : $\frac{\mathcal{P}_{seuil}}{V} = 1.10^5 \text{ W.m}^{-3}$,
- seuil 4 : $\frac{\mathcal{P}_{seuil}}{V} = 1.10^6 \text{ W.m}^{-3}$,
- seuil 5 : $\frac{\mathcal{P}_{seuil}}{V} = 1.10^7 \text{ W.m}^{-3}$,
- seuil 6 : $\frac{\mathcal{P}_{seuil}}{V} = 1.10^8 \text{ W.m}^{-3}$,
- seuil 7 : $\frac{\mathcal{P}_{seuil}}{V} = 1.10^9 \text{ W.m}^{-3}$,
- seuil 8 : $\frac{\mathcal{P}_{seuil}}{V} = 1.10^{10} \text{ W.m}^{-3}$,
- seuil 9 : $\frac{\mathcal{P}_{seuil}}{V} = 1.11^{11} \text{ W.m}^{-3}$,

8.1.3.3 Discussion sur les seuillages surfaciques et volumiques

L'objectif d'un filtre volumique est avant tout de déterminer le lien entre les différentes classes d'énergie, associées à différentes classes de volumes, et leurs contributions en surface une fois projetée. Il est à noter que de part la méthode CFD eulérienne utilisée dans cette thèse, nous ne détectons pas directement des classes de volume de structures de vapeur, comme il est fait dans la thèse de [Pereira, 1997]. Nous détectons des niveaux d'énergie créés par l'écoulement cavitant et associés par définition à ΔP et à ΔV . Une analyse de l'évolution de ces événements combinée avec l'évolution des structures de vapeur permet a posteriori d'associer ces événements à des structures particulières. Une telle analyse, sur une géométrie d'hydrofoil différente de celle étudiée dans cette thèse, est disponible dans la thèse de [Carrat et al., 2019] avec notamment des comparaisons détaillées entre des résultats numériques et expérimentaux.

Le défaut principal de cette approche est que, du fait de l'étape de projection de l'énergie volumique sur la surface du matériau réalisée, ce seuil ne simule pas le comportement filtrant d'un matériau comme un filtre surfacique le ferait. Le seuil volumique ne permet donc pas nécessairement l'obtention de la valeur exacte du filtre équivalent en surface. Un exemple concret consiste à imaginer deux cellules contenant un même niveau d'énergie mais à des distances de la surface différentes. L'énergie atteignant la surface différera et pour la cellule la plus lointaine l'énergie en surface pourrait devenir inférieure à un seuil surfacique donné. Au contraire, dans le cas du seuil volumique, l'énergie des deux cellules sera comptabilisée. Nous verrons cependant que ce biais reste modéré du fait de la localisation des événements fluides.

Nous considérons néanmoins que ce défaut est négligeable puisque d'une part, la détermination de cette valeur n'est aujourd'hui pas entièrement maîtrisée, et n'est que rarement exploitée. D'autre part, en considérant que la contribution de l'érosion de cavitation se fait majoritairement proche de la surface, l'énergie contenue dans le volume de vapeur est alors du même ordre de grandeur que l'énergie projetée en surface, ce qui permet donc d'établir le filtre équivalent en surface.

Nous proposons en annexe C.6 de vérifier ces hypothèses, et de comparer les résultats obtenus par les deux méthodes. Nous montrons qu'il est possible d'encadrer les seuils volumiques et surfaciques pour obtenir une correspondance.

Enfin, indépendamment du type de seuillage effectué, il est important de réaliser le seuillage avant les opérations de moyenne temporelle et de projection. En effet cet opérateur n'est pas commutatif. En conséquence, l'opération de seuillage ne modifie pas seulement l'intensité et la largeur du maximum d'intensité de cavitation sur le profil, mais est susceptible de modifier totalement sa répartition sur le profil.

8.2 Implémentation du modèle

8.2.1 Algorithme pour le calcul de l'intensité de cavitation : méthode par seuillage surfacique

La *fig.8.3* présente l'algorithme de prédiction de l'intensité de cavitation précédemment utilisé par [Leclercq, 2017].

Au premier pas de temps l'angle solide Ω_{ij} qui ne dépend pas de l'écoulement mais uniquement de la géométrie et du maillage est calculé et stocké. Un travail important a été réalisé sur le choix, l'amélioration et la validation des méthodes de projection et est présenté brièvement au paragraphe 8.3 et plus en détails en annexe C.1.

Durant le calcul, la puissance potentielle de cavitation d'un volume de vapeur condensant ($\frac{d\alpha}{dt} < 0$) et soumis à une pression supérieure à la pression de vapeur saturante ($P > P_{sat}$) est évaluée et projetée en surface. La puissance surfacique est ainsi déterminée et seuillée à chaque pas de temps. Ceci implique des sommes parallèles à chaque pas de temps. Il n'y a pas d'autres alternatives pour pouvoir calculer et seuiller P_{surf} .

Ces quantités sont sommées au cours du temps pour constituer les moyennes au pas de temps final.

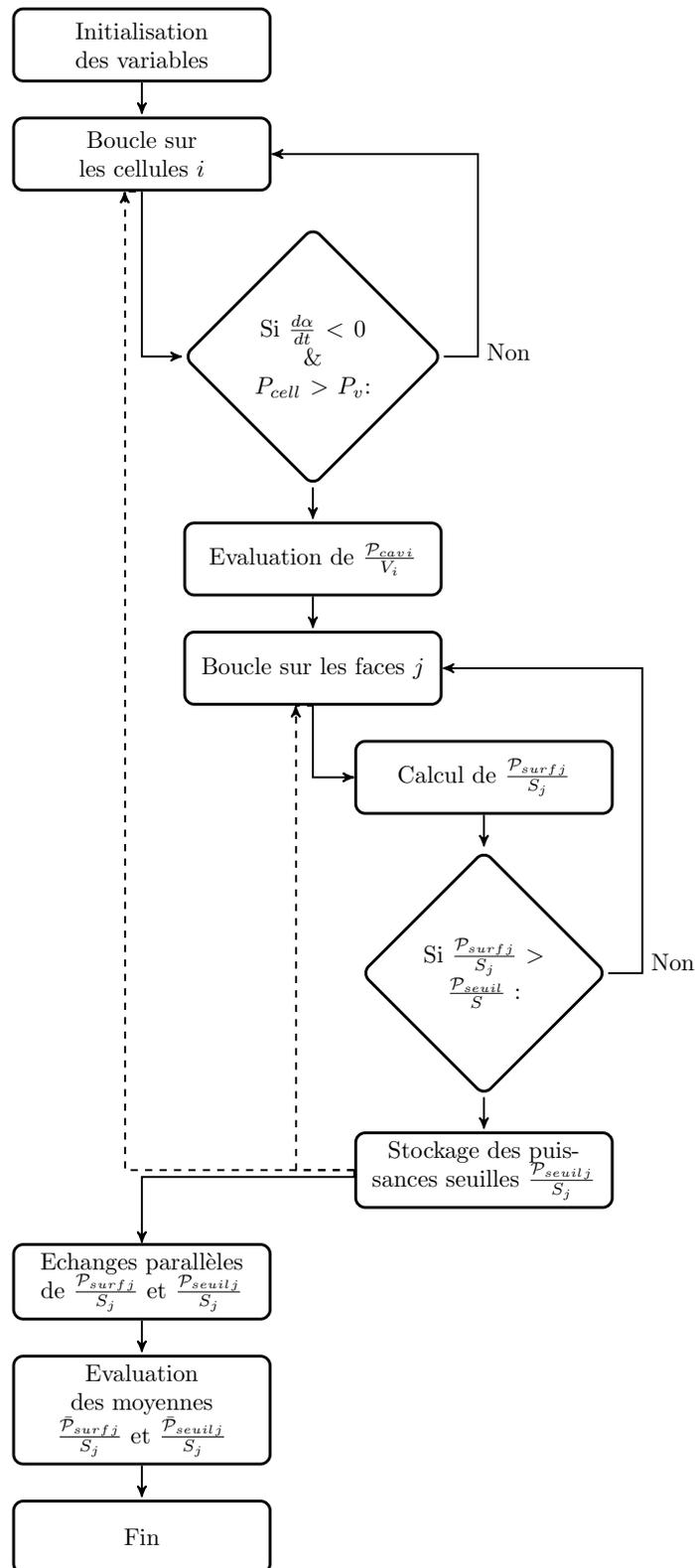


FIGURE 8.3 – Organigramme de l’algorithme permettant le calcul de l’intensité de cavitation sur une face de bord j en paroi de l’hydrofoil.

8.2.2 Algorithme revisité du calcul de l'intensité de cavitation : méthode par seuillage volumique

Nous proposons un nouvel algorithme pour le calcul de l'intensité de cavitation. Cet algorithme permet un calcul plus efficace de la grandeur intensité de cavitation I_{cav} que l'algorithme précédent, mais il ne permet pas de prendre en compte les seuils surfaciques. Il est donc associé à l'évaluation d'un seuillage volumique dans chaque cellule fluide. Les étapes de cet algorithme sont décrites sur la *fig.8.4*.

Elles correspondent aux étapes réalisées précédemment : l'énergie potentielle de cavitation est calculée pour un volume de vapeur condensant ($\frac{d\alpha}{dt} < 0$) et soumis à une pression supérieure à la pression de vapeur saturante à 20°C ($P > P_{sat}$). Dans ces cellules, les seuils des puissances volumiques sont également évalués.

L'algorithme diffère car les puissances potentielles de cavitation ne sont pas directement projetées en surface. Les quantités sont sommées au cours du temps pour constituer les moyennes dans les cellules volumiques et non en surface de l'hydrofoil, ce qui permet d'éviter les échanges parallèles coûteux entre des processeurs distincts.

C'est seulement lors du dernier pas de temps que les puissances volumiques moyennes contenues dans les cellules fluides sont projetées sur la surface de l'hydrofoil.

Puisque nous utilisons un maillage qui ne se déforme pas dans le temps ainsi qu'un pas de temps constant, les cellules gardent un poids constant dans la moyenne et il est ainsi possible de limiter les opérations de projection, qui sont coûteuses, au pas de temps final uniquement en sortant ces opérations de la moyenne. L'évaluation de la grandeur intensité de cavitation est inchangée avec cette algorithme et seule l'évaluation des seuils est affectée comme discuté au paragraphe 8.1.3.3. En effet :

$$\sum_{i=1}^N \frac{\Omega_{ij}}{4\pi S_j} \frac{\mathcal{P}_{cavi}}{V_{cell}} = \frac{\Omega_{ij}}{4\pi S_j} \sum_{i=1}^N \frac{\mathcal{P}_{cavi}}{V_{cell}} \quad (8.8)$$

La réalisation de cette étape en fin de simulation, plutôt qu'en début de simulation, permet de ne pas immobiliser une importante quantité de mémoire (proportionnelle à la taille du maillage et de la surface considérée) durant toute la durée de la simulation. Cependant, pour suivre l'évolution du critère I_{cav} au cours du temps, il sera tout de même nécessaire de réaliser cette opération au début de la simulation et de conserver le tableau de stockage de l'angle solide.

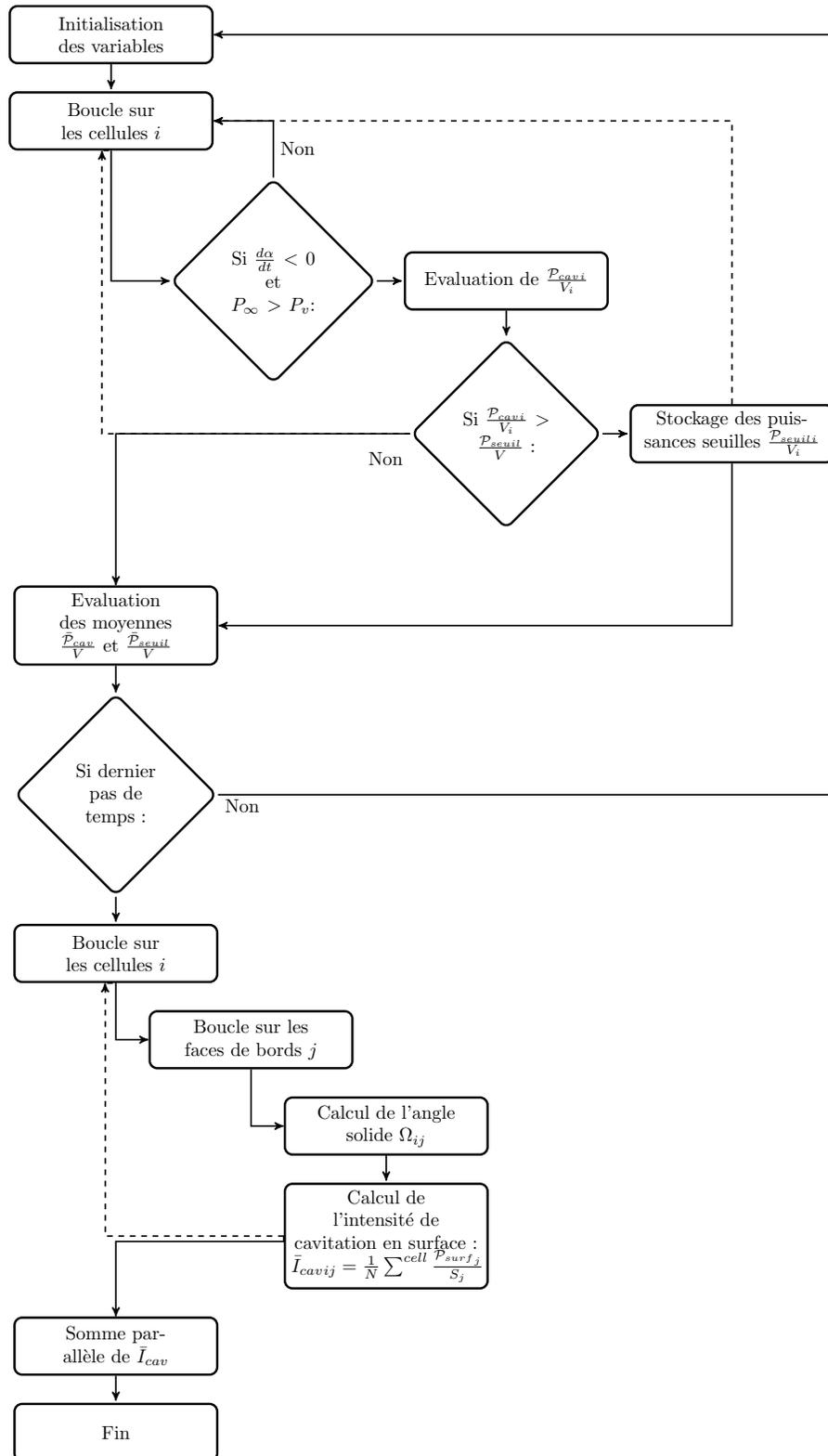


FIGURE 8.4 – Organigramme du nouvel algorithme de calcul de l'intensité de cavitation.

8.2.3 Obtention des moyennes temporelles et spatiales pour reproduire les mesures expérimentales de marquages

Deux types de moyennes sont présentées pour la prédiction de l'intensité de cavitation. Ces moyennes sont comparables à ce qui est fait expérimentalement (voir *chap.2*).

8.2.3.1 Moyennes en temps

Sauf mention contraire, les moyennes en temps sont réalisées sur 0,5 s et en considérant N pas de temps, nous définissons :

$$\bar{I}_{cavj} = \frac{1}{N} \sum_{t=1 \text{ à } N} I_{cavj} \quad (8.9)$$

8.2.3.2 Traitement des échantillons

Pour comparer les résultats numériques aux résultats expérimentaux, nous utilisons également des groupements de cellules représentatives des surfaces $L_x^{ech} L_y^{ech}$ (25 mm^2 ou $12,5 \text{ mm}^2$) et des positions du centre des échantillons (notée X_{ech} et Y_{ech}) utilisés expérimentalement [Pereira, 1997] [Couty, 2001]. Plus de détails sont disponibles dans le *chap.2*. Sur cette surface équivalente l'intensité de cavitation de chaque cellule sélectionnée (avec n le nombre de cellules sélectionnées) est sommée, tel que si la position X_{cell} et Y_{cell} du centre de la cellule est contenue dans la surface de l'échantillon expérimental ($X_{ech} + \frac{1}{2}L_x^{ech}$) :

$$\text{Si : } X_{ech} - \frac{1}{2}L_x^{ech} \geq X_{cell} \leq X_{ech} + \frac{1}{2}L_x^{ech} \text{ et } Y_{ech} - \frac{1}{2}L_y^{ech} \geq Y_{cell} \leq Y_{ech} + \frac{1}{2}L_y^{ech},$$

$$I_{cav}^{ech} = \sum_{k=1}^n I_{cavk} \quad (8.10)$$

Sur le maillage moyen utilisé pour ces simulations, cela revient à sélectionner quatre cellules pour les échantillons de [Pereira, 1997] et six pour les échantillons utilisés par [Couty, 2001]. La surface de l'échantillon est exactement reproduite.

8.3 Les méthodes de projection

L'évaluation de la quantité d'énergie issue d'une implosion de vapeur et reçue par un élément surfacique requiert l'évaluation de l'angle solide entre la position de l'implosion et l'élément de surface. Le calcul de ce dernier pour des formes arbitraires n'est pas aisé et nous proposons d'évaluer dans cette partie différentes méthodes de résolution pour une application sur nos maillages. D'avantages de détails sont disponibles en annexe C.1, avec la généralisation de la méthode des rectangles présentées ci-dessous ainsi que les cas de vérification des méthodes utilisées.

8.3.1 Définition d'un angle solide

L'angle solide désigne la portion de l'espace délimité par l'intersection de trois segments. Il est la généralisation du concept d'angle en deux dimensions et représente la portion de surface d'une sphère unité. On note l'angle solide élémentaire :

$$d\Omega = \frac{dS}{R^2} \quad (8.11)$$

L'angle solide représente ainsi l'ombre projetée d'une surface sur la sphère unité, voir *fig.8.5*, et s'obtient par intégration sur la surface de la sphère :

$$\Omega = \int_0^{2\Pi} \int_0^2 \cos(\alpha) \sin(\theta) d\theta d\phi \quad (8.12)$$

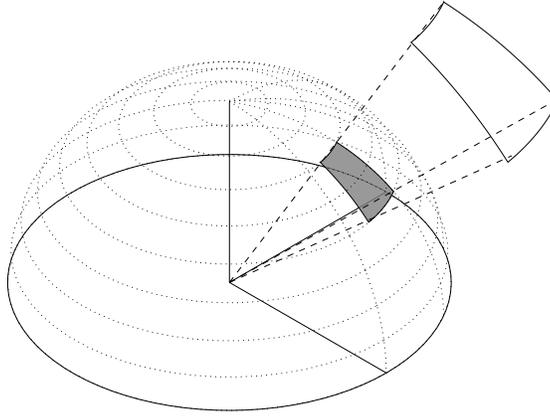


FIGURE 8.5 – Représentation d'un angle solide : l'aire grise est délimitée par la projection de la surface blanche sur la sphère unité.

L'angle solide théorique maximal est donc de 4π , soit la surface totale de la sphère unité. Pour un élément surfacique plan, l'angle solide maximal est de 2π , soit la surface d'un hémisphère.

8.3.2 Les méthodes de projection discrètes

Le code de calcul présenté dans cette thèse, ainsi que la majorité des codes présentés en état de l'art, est un code de volumes finis utilisant généralement des maillages hexaédriques. Nous détaillons ici deux méthodes, dites discrètes, permettant d'évaluer l'angle solide sur ce type de maillage.

8.3.2.1 Méthodes des triangles

La formule la plus générale pour évaluer l'angle solide a été introduite par [van Oosterom et Strackee, 1983] dans le but de minimiser le coût de calcul de l'intégration de charges électromagnétiques en surface. Cette méthode est également utilisée par [Leclercq, 2017] et a l'avantage non négligeable d'être valide pour des triangles quelconques, et ce, peu importe l'orientation du point source par rapport à la surface. En définissant \vec{R}_i les vecteurs entre le centre d'une cellule volumique O et les sommets du triangle, *fig.8.6*, l'angle solide s'écrit :

$$\Omega = 2 \tan^{-1} \left(\frac{\vec{R}_1 \cdot \vec{R}_2 \wedge \vec{R}_3}{\|R_1 R_2 R_3\| + (\vec{R}_1 \cdot \vec{R}_2) \|R_3\| + (\vec{R}_1 \cdot \vec{R}_3) \|R_2\| + (\vec{R}_2 \cdot \vec{R}_3) \|R_1\|} \right) \quad (8.13)$$

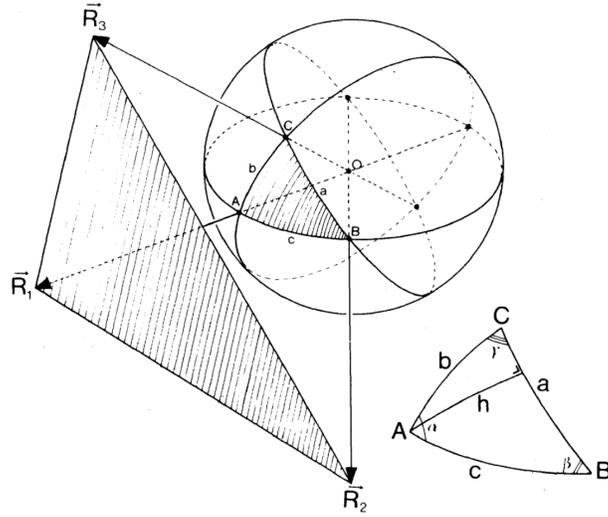


FIGURE 8.6 – Illustration des paramètres du calcul de l'angle solide d'un triangle quelconque [van Oosterom et Strackee, 1983].

8.3.2.2 Méthodes des rectangles

Les maillages utilisés dans cette thèse (et plus largement utilisés avec *neptune_cfd*) étant entièrement constitués de mailles hexaédriques, nous cherchons à établir une formulation plus directe, qui n'aurait pas à redécouper ces dernières. La *fig.8.7* illustre le problème. Nous souhaitons connaître la valeur de l'angle solide vu par un point S (centre d'une cellule) situé perpendiculairement à un rectangle. Nous verrons en annexe C.1 que le cas est généralisable et que sa position réelle n'est donc pas importante. C'est la méthode choisie pour notre étude et toutes les simulations présentées dans la thèse sont donc basées sur une projection par la méthode des rectangle généralisée.

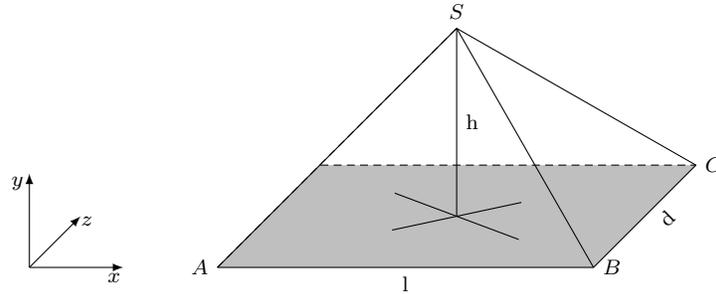


FIGURE 8.7 – Calcul de l'angle solide depuis le centre d'un rectangle.

- Cas 1 : L'angle solide vu depuis un point perpendiculaire au centre du rectangle.

$$\Omega = 4 \sin^{-1} \left(\frac{ld}{\sqrt{l^2 + 4h^2} + \sqrt{d^2 + 4h^2}} \right) \quad (8.14)$$

- Cas 2 : Une formule analogue peut être établie pour un point perpendiculaire à un des sommets de la face.

$$\Omega = \sin^{-1} \left(\frac{ld}{\sqrt{l^2 + h^2} + \sqrt{d^2 + h^2}} \right) \quad (8.15)$$

8.3.3 Discussion sur les méthodes de projection continue

Une autre méthode utilisée dans la littérature [Biluš et al., 2013][Schenke et Terwisga, 2017] consiste à déterminer l'angle solide depuis sa définition vectorielle. En effet, l'angle solide peut aussi être interprété comme étant un flux traversant une surface et est noté :

$$\Omega = \iint_S \frac{\vec{R} \cdot \vec{n}}{R^2} dS \quad (8.16)$$

En faisant l'hypothèse d'une distance suffisamment grande (ou d'un élément de surface suffisamment petit) le rayon peut être considéré comme constant et le calcul se réduit à un produit scalaire multiplié par la surface S de l'élément :

$$\Omega = \frac{\vec{R} \cdot \vec{n}}{R^2} S \quad (8.17)$$

Or, dans notre application à la cavitation, nous savons que les cellules proches de la paroi sont celles qui contribueront *a priori* le plus à l'érosion de cavitation. L'hypothèse d'une grande distance permettant de supposer le rayon constant n'est donc plus justifiée. De plus, ces cellules sont généralement très allongées, il est alors évident que l'intégrale du produit scalaire n'est pas constante et que l'intégrale n'est plus triviale.

Pour résoudre ce problème il faudrait discrétiser l'intégration de l'équation continue (8.16) pour pouvoir la résoudre. Une méthode moins coûteuse, et couramment utilisée en électromagnétique, est le recours à une méthode de Monte-Carlo pour estimer cette intégrale. Ces possibilités ne sont pas étudiées dans cette thèse.

8.4 Post-traitements utilisés

8.4.1 Visualisation des champs volumiques de la puissance potentielle de cavitation

Comme pour la partie hydrodynamique *chap.6*, avant d'effectuer des post-traitements plus complexes nous nous intéressons en premier lieu à la répartition de la puissance potentielle (instantanée et moyennée) dans le volume. Nous appliquerons différents seuils et analyserons la répartition des classes d'énergie le long de la corde. Un exemple de visualisation est donné sur la *fig.8.8*.

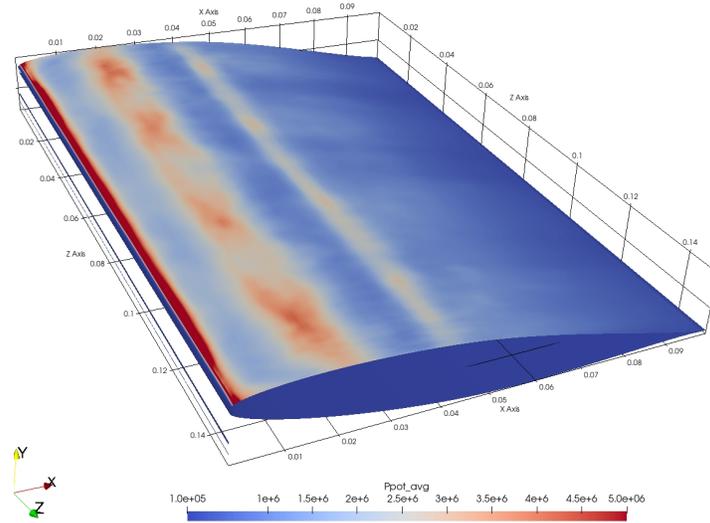


FIGURE 8.8 – Exemple de visualisation du champ moyenné de puissance potentielle de cavitation sur les cellules pariétales de l'extrados [W/m^{-3}].

8.4.2 Visualisation de l'intensité de cavitation en surface de l'hydrofoil

La visualisation de la grandeur intensité de cavitation peut se faire sous la forme une cartographie en trois dimensions de la surface de l'hydrofoil, associant à chaque point de la surface une valeur de l'intensité de cavitation. Cette visualisation permet d'identifier rapidement les localisations préférentielles de l'intensité de cavitation sur la surface de l'hydrofoil comme représenté sur la *fig.8.9*.

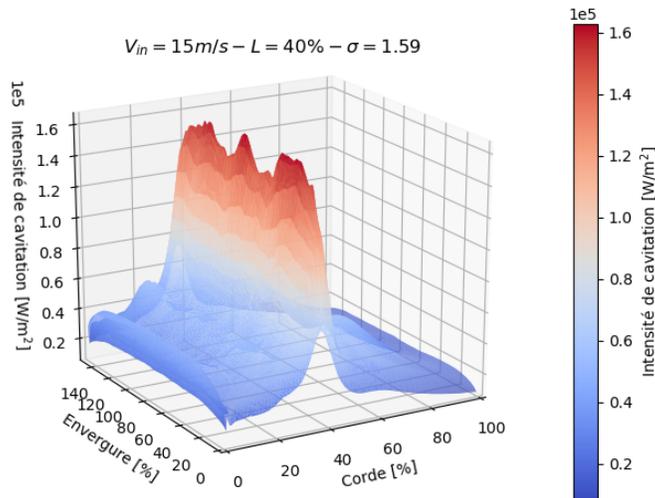


FIGURE 8.9 – Exemple de visualisation du champ moyen d'intensité de cavitation sur la surface de l'hydrofoil. L'écoulement va de gauche à droite.

8.4.3 Surface d'iso-contours de l'intensité de cavitation

L'information brute de l'intensité de cavitation peut être projetée sur la surface de l'hydrofoil avec un champ de couleur correspondant à la valeur de l'intensité de cavitation *fig.8.10*. Ce post-traitement permet notamment de comparer qualitativement la localisation des zones érosives des résultats numériques à la localisation des essais expérimentaux.

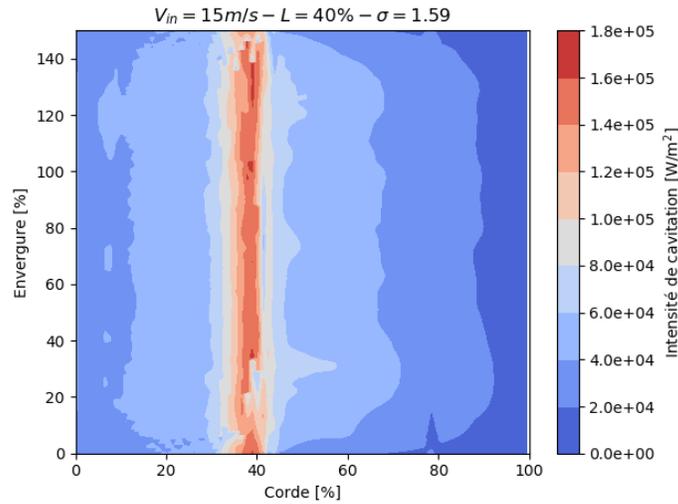


FIGURE 8.10 – Exemple de visualisation de l'iso-contour de l'intensité de cavitation moyenne. Vue de haut de l'hydrofoil, l'écoulement va de gauche à droite.

8.4.4 Profils d'intensité de cavitation en fonction de la corde

Les profils présentent en abscisse la corde de l'hydrofoil et en ordonnée l'intensité de cavitation. Nous y représentons les valeurs d'intensité de cavitation obtenues à mi-envergure (en trait discontinu) comme il est d'usage dans les études d'érosion. A cela, nous ajoutons la valeur moyenne sur l'envergure (en trait continu), ainsi que l'écart type sur l'envergure (zone grise). Cet écart-type permet de quantifier la dispersion autour de la moyenne des différentes valeurs de l'intensité de cavitation obtenues dans l'envergure du profil. Un exemple est donné sur la *fig.8.11*.

Nous présentons également des profils de la grandeur intensité de cavitation seuillés pour étudier l'effet des seuils surfaciques sur la localisation du maximum d'intensité. Ces graphiques ne comprennent pas de statistiques spatiales et ne représentent que les valeurs obtenues à mi-envergure de l'hydrofoil comme illustré sur la *fig.8.12*.

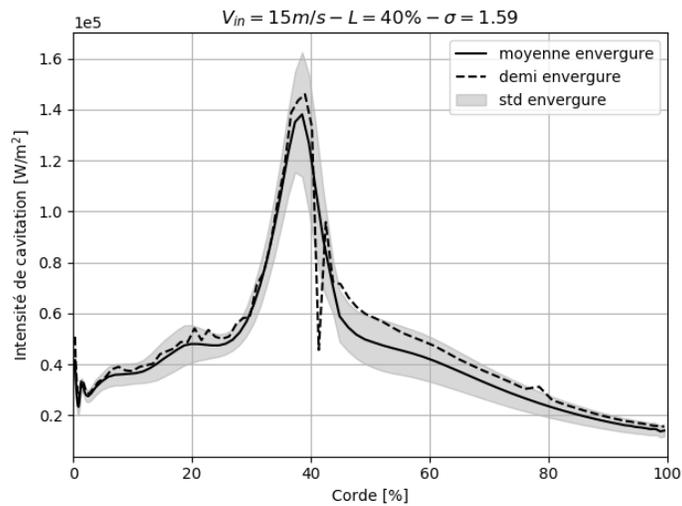


FIGURE 8.11 – Exemple de visualisation du profil d'intensité de cavitation.

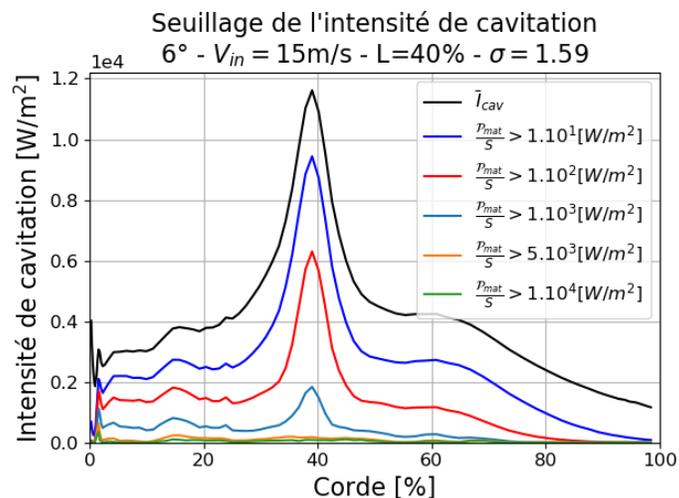


FIGURE 8.12 – Exemple de visualisation de profil d'intensité de cavitation seuillée.

8.4.5 Comparaison aux profils expérimentaux de marquage

Nous allons comparer les profils d'intensité de cavitation issus de nos simulations numériques avec les valeurs expérimentales du volume de marquage obtenues en certains points de la corde. Dans nos simulations numériques nous cherchons à estimer l'énergie qui serait à l'origine de cette déformation. Mais nous avons vu, partie 7.3, que cette transition s'accompagne de différents rendements que nous ne cherchons pas à déterminer dans le cadre de ce travail.

La localisation de la grandeur intensité de cavitation en fonction de la corde est donc le paramètre de comparaison principal. Si son amplitude ne peut être comparée avec la valeur absolue de la vitesse de marquage, son évolution relative est le second paramètre de la comparaison.

Pour réaliser cette comparaison, nous adimensionnons les profils expérimentaux et numériques de manière à faire correspondre l'amplitude de leur maximum.

8.5 Choix d'une décomposition pour I_{cav}

Dans ce paragraphe, nous étudions les deux termes composants I_{cav} par sommation que l'on notera I_{cav}^p et I_{cav}^α . En suivant (7.15) et (7.17) on obtient les termes :

$$I_{cav}^\alpha = - \sum_N \frac{\Omega_{ij}}{4\pi S_j} \Delta P \left(\frac{\partial \alpha}{\partial t} + \mathbf{u}_v \nabla \alpha \right) \quad (8.18)$$

$$I_{cav}^p = - \sum_N \frac{\Omega_{ij}}{4\pi S_j} \alpha \left(\frac{\partial P}{\partial t} + \mathbf{u}_v \nabla P \right) \quad (8.19)$$

8.5.1 Conditions d'activation et signe de I_{cav}^p

L'évaluation du terme de puissance potentielle de cavitation n'a de sens que lorsque la structure de vapeur collapse, c'est à dire lorsque $\frac{dV_v}{dt} < 0$ et donc $\frac{d\alpha}{dt} < 0$. Une autre condition a déjà été formulée, les bulles ne peuvent imploser que si $P > P_{sat}$. Le terme $\frac{\mathcal{P}_{cav}^\alpha}{V_{cell}} = \Delta P \left(\frac{\partial \alpha}{\partial t} + \mathbf{u}_v \nabla \alpha \right)$ est donc évalué si et seulement si : $\frac{d\alpha}{dt} < 0$ et $P > P_{sat}$. Le terme $\frac{\mathcal{P}_{cav}^\alpha}{V_{cell}}$ est donc positif dans ces conditions.

En reprenant le même raisonnement pour le terme en pression, les bulles implosent sous l'action d'une variation de pression positive soit $\frac{dP}{dt} > 0$, en plus des autres conditions. Dans ce cas le terme $\frac{\mathcal{P}_{cav}^p}{V_{cell}} = \alpha \left(\frac{\partial P}{\partial t} + \mathbf{u}_v \nabla P \right)$ est évalué si et seulement si $\frac{d\alpha}{dt} < 0$, $P > P_{sat}$ et $\frac{dP}{dt} > 0$. Le terme $\frac{\mathcal{P}_{cav}^p}{V_{cell}}$ est donc négatif dans ces conditions.

Nous remarquons que les signes des termes $\frac{\mathcal{P}_{cav}^p}{V_{cell}}$ et $\frac{\mathcal{P}_{cav}^\alpha}{V_{cell}}$ sont opposés et s'annulent au moins en partie. Nous venons donc de voir qu'en ne considérant seulement des termes censés contribuer à l'agressivité d'une implosion nous arrivons à la conclusion que la somme de ces termes diminue la valeur d'agressivité prédite. Ceci est un argument supplémentaire à l'encontre de la prise en compte du terme de dérivée de pression.

Au vu de ces résultats, puisque nous considérons la somme des deux termes $\frac{\mathcal{P}_{cav}^p}{V_{cell}}$ et $\frac{\mathcal{P}_{cav}^\alpha}{V_{cell}}$, alors nous souhaitons plus simplement nous assurer que $\frac{\mathcal{P}_{cav}}{V_{cell}} > 0$, soit $\alpha \left(\frac{\partial P}{\partial t} + \mathbf{u}_v \nabla P \right) - \Delta P \left(\frac{\partial \alpha}{\partial t} + \mathbf{u}_v \nabla \alpha \right) > 0$. Dans ce cas, le terme en pression peut prendre différents signes et alors être considéré comme un terme moteur ou comme un terme frein au développement de l'agressivité de cavitation (justifiant des valeurs négatives).

8.5.2 Comparaison entre I_{cav}^p et I_{cav}^α

Le *tab.8.1* récapitule les conditions appliquées pour évaluer chaque terme ainsi que le signe final du terme. Nous souhaitons comparer les profils d'intensité de cavitation des termes I_{cav}^p et I_{cav}^α puis évaluer le profil obtenu avec leur sommation. Nous nous intéressons ici particulièrement au comportement de la sommation entre le terme $\frac{\mathcal{P}_{cav}^\alpha}{V_{cell}}$ (donné par la condition notée C1) et le terme $\frac{\mathcal{P}_{cav}^p}{V_{cell}}$ (donné soit par la conditions C2, soit par la condition C3).

Nom	Terme	Conditions	Signe
C1	$\frac{\mathcal{P}_{cav}^\alpha}{V_{cell}}$	$\frac{d\alpha}{dt} < 0, P > P_{sat}$	+
C2	$\frac{\mathcal{P}_{cav}^p}{V_{cell}}$	$\frac{dP}{dt} > 0, \frac{d\alpha}{dt} < 0, P > P_{sat}$	-
C3	$\frac{\mathcal{P}_{cav}^p}{V_{cell}}$	$\frac{\mathcal{P}_{cav}}{V_{cell}} > 0$	+/-

TABLE 8.1 – Récapitulatif des termes calculés et de leur conditions d'évaluation.

Les *fig.8.13* et *fig.8.14* comparent le terme I_{cav}^α avec le terme I_{cav}^p obtenu avec les conditions C2 et C3 présentées dans le *tab.8.1* pour des calculs à 4 et 6° d'incidence pour une vitesse de 15 m/s et

une longueur de poche de 40% de la corde. Nous pouvons voir que le terme I_{cav}^p est toujours négatif et ce même avec la condition C3 qui ne pré-suppose pas de signe au terme. Néanmoins le terme I_{cav}^p évalué avec la condition C3 est inférieur à celui évalué avec la condition C2 preuve qu'il y a bien une compétition des termes négatifs et positifs bien que ces derniers ne soient pas suffisants pour garantir un terme I_{cav}^p qui soit positif.

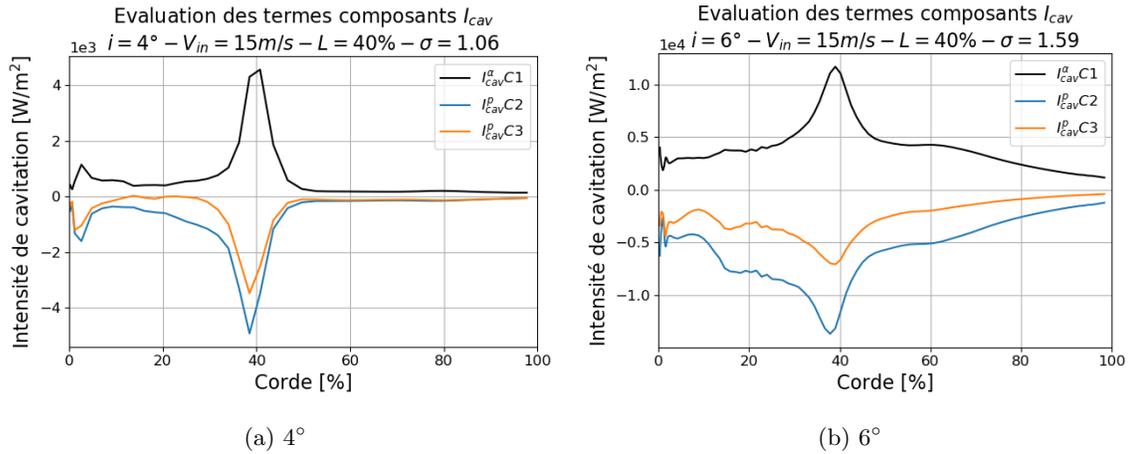


FIGURE 8.13 – Evaluation des termes composants l'intensité de cavitation sur un cas à 4° (gauche fig.8.13a) et un cas à 6° (droite fig.8.13b).

Sur la fig.8.14 est présentée la somme des termes I_{cav}^α et I_{cav}^p obtenue avec les conditions C2 ou C3.

A 4° d'incidence, fig.8.14a, nous observons que le maximum est localisé à la fermeture pour I_{cav}^α (seul) ainsi que la somme $I_{cav}^\alpha + I_{cav}^p$ obtenue avec la condition C3. La somme $I_{cav}^\alpha + I_{cav}^p$ obtenue avec la condition C2 ne permet pas une bonne localisation du maximum à la fermeture de la poche avec deux maximums locaux d'amplitude assez proche de part et d'autre de la fermeture de la poche, ce qui ne correspond pas aux observations expérimentales.

A 6° d'incidence, fig.8.14b, nous observons un comportement encore plus marqué pour la somme avec la condition C2 qui prévoit un maximum dans la poche de cavitation. La somme avec la condition C3 prévoit une nouvelle fois le maximum à la fermeture de la poche mais l'amplitude est bien inférieure au terme I_{cav}^α seul et l'intensité de cavitation en aval de la poche est très marquée et presque de la même amplitude que le maximum.

Du fait de ces résultats, en plus des raisons théoriques évoquées au chap.8.1.1, nous considérerons donc uniquement le terme I_{cav}^α dans la suite de cette thèse, et noterons I_{cav} comme étant uniquement composé de I_{cav}^α obtenue avec la condition C1 rappelée dans le tab.8.1.

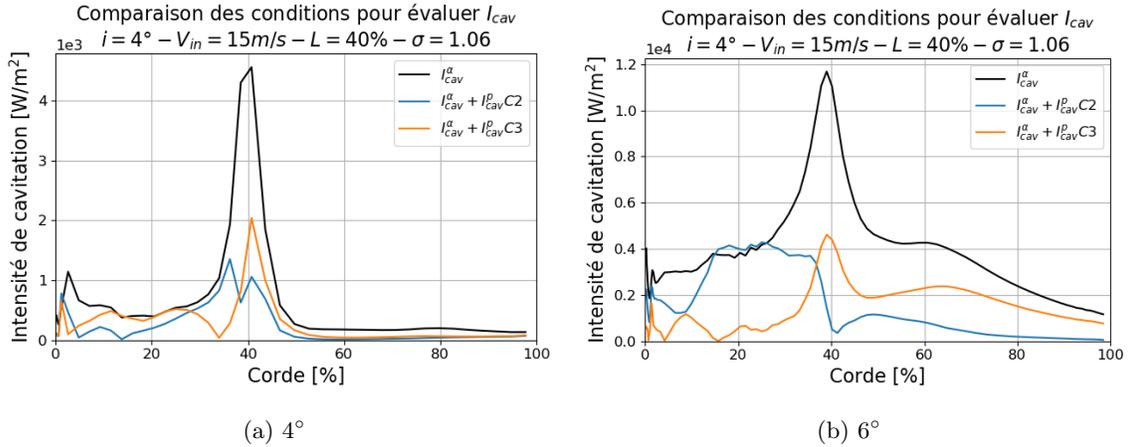


FIGURE 8.14 – Evaluation de la somme des termes composants l’intensité de cavitation suivant deux conditions pour traiter $\frac{P_{cav}^p}{V_{cell}}$, sur un cas à 4° (gauche fig.8.14a) et un cas à 6° (droite fig.8.14b).

8.5.3 Synthèse

Nous avons présenté en détail la méthodologie utilisée pour calculer l’énergie potentielle de cavitation ainsi que pour réaliser les seuils d’intensité de cavitation. Nous avons également défini et clarifié la définition de l’intensité de cavitation et les termes qu’il nous semble utiles de prendre en compte.

Pour ce faire, de nombreuses implémentations numériques sont possibles mais le calcul des seuils surfaciques de l’intensité de cavitation reste une opération coûteuse (voir annexe C.2). Nous avons ainsi étudié des possibilités permettant de réduire ce coût de calcul, ce qui est recherché pour les études industrielles. Le nouvel algorithme, présenté avec les seuillages volumiques, permet un gain de 40% du temps de calcul sur la détermination de l’intensité de cavitation moyenne (non seuillée); tout en permettant la visualisation de la surface entière de l’hydrofoil, là où seule une coupe à mi-envergure est habituellement considérée. Cet algorithme ne peut cependant pas être déployé dans le cas des seuillages surfaciques.

Dans la suite de l’étude, nous ne présenterons que des profils des seuils de l’intensité de cavitation réalisés via le seuillage surfacique, car c’est la seule méthode exacte permettant de simuler le comportement filtrant d’un matériau. Néanmoins, nous présenterons également des visualisation 3D de la puissance potentielle seuillée dans le volume car cette méthode donne des information intéressantes sur la localisation des énergies potentielles volumiques, comparable à ce qui a pu être fait expérimentalement par [Pereira, 1997] avec la visualisation des structures présentes dans l’écoulement. Nous avons laissé l’évaluation de l’intérêt du seuillage volumique (comparativement au seuillage surfacique) sur les profils d’intensité de cavitation seuillés en annexe C.6.

Simulations numériques de l'intensité de cavitation : résultats

Dans ce chapitre, nous appliquons le modèle de prévision de l'intensité de cavitation par cascade d'énergie à nos simulations bi-fluide sur les conditions présentées au *chap.5*. Nous présentons d'abord les résultats à 4° d'incidence puis ceux à 6° d'incidence.

Chacune de ces parties aborde en premier lieu les résultats sur l'intensité de cavitation moyenne (sans seuil), puis l'effet des seuils est analysé. Nous y présentons des visualisation 3D des puissances potentielles seuillées dans le volume, puis analysons l'effet des seuils surfaciques sur l'intensité de cavitation. Ce qui nous permet de faire le lien entre l'énergie présente dans le volume et celle atteignant la surface. Ces parties se terminent par une comparaison avec les résultats expérimentaux de [Couty, 2001] présentés au *chap.2*. Il est à noter qu'un décalage du nombre de cavitation existe pour un même couple vitesse-longueur de poche entre les résultats de [Pereira, 1997], sur lesquels nous avons validé le comportement hydrodynamique de nos simulations numériques, et les résultats de [Couty, 2001].

Pour finir, nous proposons une discussion sur les différents points clefs de la simulation numérique de l'intensité de cavitation et les résultats obtenus avec notre modélisation.

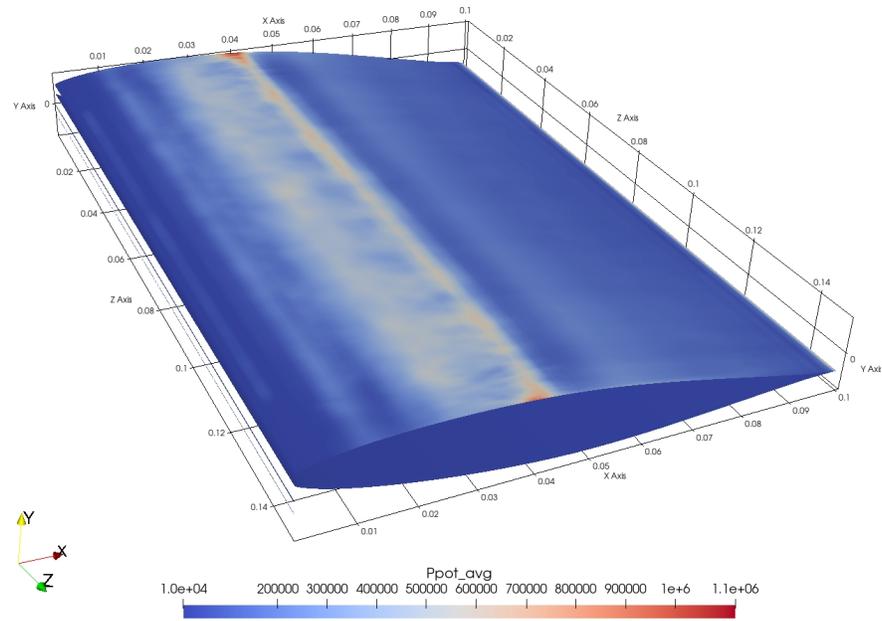
9.1 Prévision à 4°

9.1.1 Moyenne temporelle de la puissance potentielle

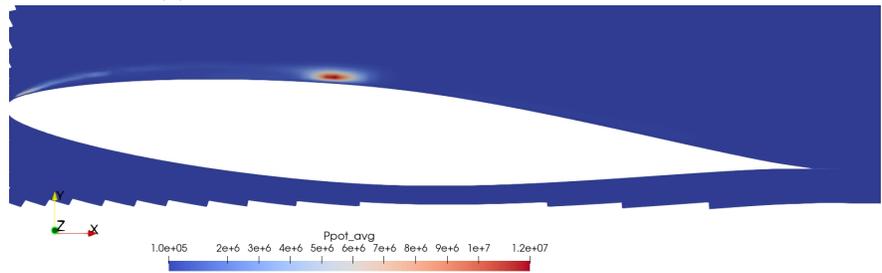
9.1.1.1 Visualisation de la puissance potentielle

La répartition de la puissance potentielle de cavitation moyenne dans le volume fluide pour la vitesse de 15 m/s et une poche de 40% de la corde est illustrée sur la *fig.9.1*. Proche de la paroi de l'hydrofoil, *fig.9.1a*, la puissance potentielle volumique est majoritairement présente en fin de poche entre 20% et à 40% de la corde. La présence de cette zone est attribuée aux fluctuations importantes de la poche proche de la fermeture que nous avons liées à la progression d'un jet rentrant de faible énergie *chap.6.1*. La valeur maximale de la puissance potentielle volumique est atteinte à 40% de la corde, zone de fermeture de la poche, avec une valeur proche de $\sim 1.10^6 \text{ W.m}^{-3}$.

Nous observons néanmoins sur la *fig.9.1* que la zone où la puissance potentielle de cavitation est la plus élevée se situe au sein même du volume, toujours à 40% de la corde, et est d'un ordre de grandeur supérieur à la valeur relevée en proximité de la surface surface ($\sim 1.10^7 \text{ W.m}^{-3}$).



(a) Visualisation de la maille pariétale de l'hydrofoil



(b) Coupe à mi-envergure

FIGURE 9.1 – Répartition de la moyenne temporelle de la puissance volumique potentielle de cavitation dans le volume fluide. Simulations à 4° à $v_{in} = 15m/s$, $L=40\%$, $\sigma = 1.06$, 3D.

9.1.1.2 Effet de la vitesse

La *fig.9.2a* présente les résultats obtenus à 4° d'incidence pour différentes vitesses d'écoulement. Les courbes d'intensité de cavitation présentent un maximum très marqué au niveau de la fermeture de la poche et une intensité de cavitation quasiment nulle en amont et en aval de ce maximum, excepté au bord d'attaque où un petit pic est présent. De plus, l'intensité de cavitation croît avec la vitesse de l'écoulement ce qui est le comportement attendu.

Sur la *fig.9.2b* l'adimensionnement par le maximum de chaque courbe permet de superposer les courbes de prévision de l'intensité de cavitation pour les trois vitesses étudiées qui ont donc un comportement qualitativement similaire.

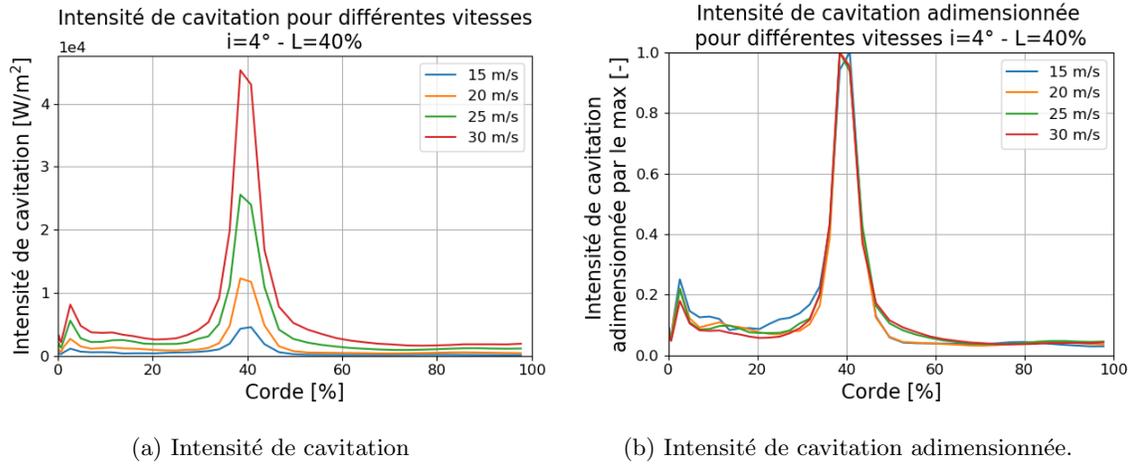


FIGURE 9.2 – Intensité de cavitation dimensionnelle et adimensionnée pour différentes vitesses et une même longueur de poche de 40% de la corde à 4° .

L'évolution de l'intensité de cavitation pour la poche stable à 4° suit une loi en $\frac{1}{2}\rho l v_{ref}^2$ alors que les tendances expérimentales (basées sur V_d) mettent en avant une loi en $\frac{1}{2}\rho l v_{ref}^3$ pour la vitesse d'endommagement.

9.1.1.3 Effet de la longueur de la poche

Sur la *fig.9.3* l'intensité de cavitation est présentée pour différentes longueurs de poche. La grandeur n'est pas adimensionnée puisque les simulations conservent la même vitesse d'écoulement de 15 m/s. Nous observons une augmentation de l'intensité de cavitation en diminuant la longueur de la poche.

Cette observation est consistante avec l'augmentation du gradient local de pression à la fermeture de la poche lorsque la longueur de la poche diminue [Pereira, 1997] mais ne correspond pas à l'attente que l'on pourrait avoir selon laquelle plus la poche est grande et plus l'écoulement est agressif. Aucune de ces deux tendances n'est observée expérimentalement et aucune influence de la longueur de la poche n'a pu être déterminée dans [Pereira, 1997].

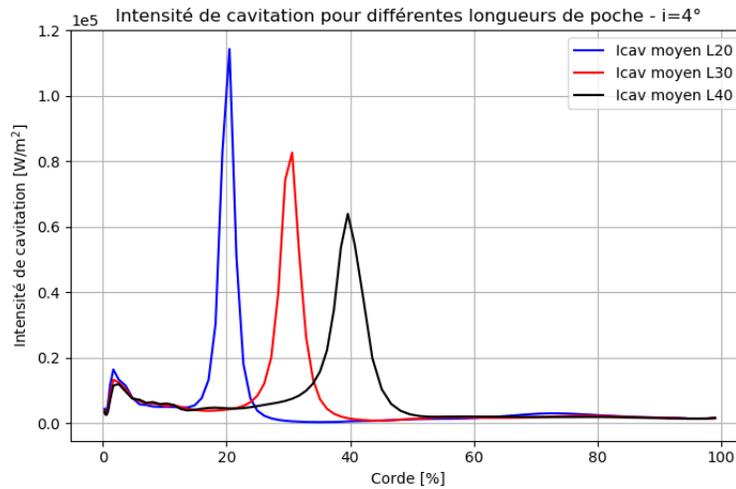


FIGURE 9.3 – Intensité de cavitation pour différentes longueurs de poche à 4° à 15m/s.

9.1.2 Effet du seuillage sur la puissance potentielle

9.1.2.1 Visualisation de la puissance potentielle seuillée dans le volume

Lors de l'application des seuils, nous définissons un évènement comme étant une valeur supérieure à un seuil donné. Les *fig.9.4* et *fig.9.5* montrent l'évolution de la localisation des évènements pour différents seuils dans le volume fluide. Nous constatons que sans seuil, et de manière équivalente pour des seuils faibles, des évènements sont présents sur l'ensemble du profil et largement autour de la poche. Lorsque le niveau du seuil augmente et dépasse une valeur limite, la localisation des évènements se concentre en fermeture de poche et proche de la paroi. Il y a donc d'une part plus d'évènements (peu importe leur valeur) situés à la fermeture de poche, et d'autre part des évènements de valeur supérieure localisés eux aussi à la fermeture de la poche de cavitation.

Les *fig.9.6* et *fig.9.7* montrent l'évolution du nombre d'évènements répertoriés par seuil. Sur les premiers niveaux de seuils, il y a une stagnation du nombre d'évènements. A partir de 1.10^6 W/m^3 , il y a décroissance du nombre d'évènements répertoriés (tant le nombre minimum que maximum). Nous retrouvons la même tendance déjà observée avec la puissance volumique potentielle de cavitation, ce qui est naturel puisque ces champs sont liés. Le nombre d'évènements se concentre à la fermeture de poche au fur et à mesure que le seuil augmente que ce soit dans les cellules pariétales *fig.9.6* ou dans le volume *fig.9.7*.

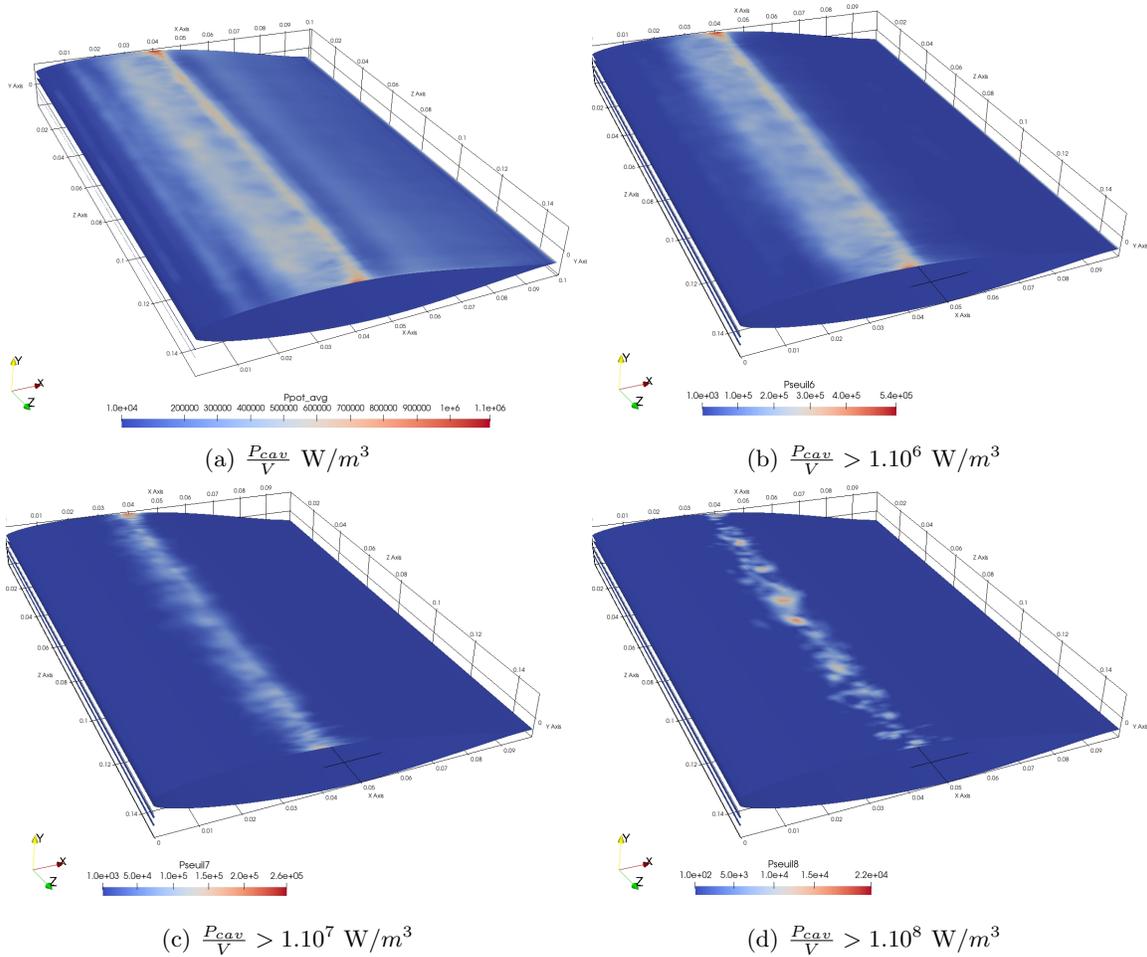


FIGURE 9.4 – Répartition de la puissance potentielle volumique de cavitation dans les cellules pariétales pour différents seuils. Simulations à 4° à $v_{in} = 15\text{m/s}$, $L=40\%$, $\sigma = 1.06$, 3D.

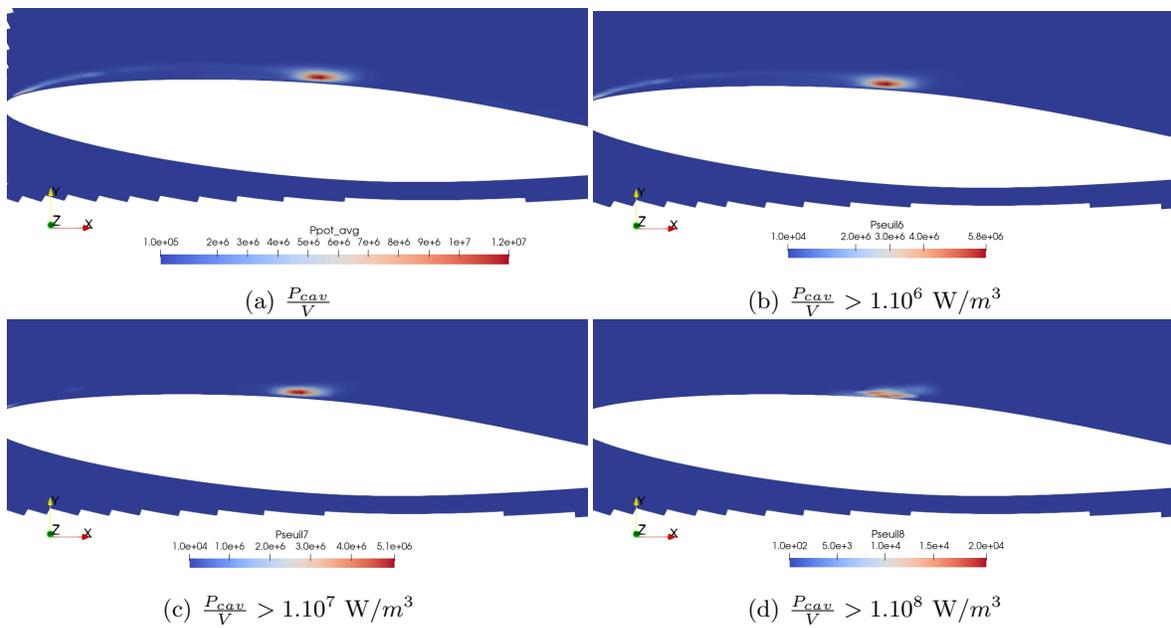


FIGURE 9.5 – Zoom sur une coupe à mi-envergure de la puissance potentielle volumique de cavitation pour différents seuils. Simulations à 4° à $v_{in} = 15 \text{ m/s}$, $L=40\%$, $\sigma = 1.06$, 3D.

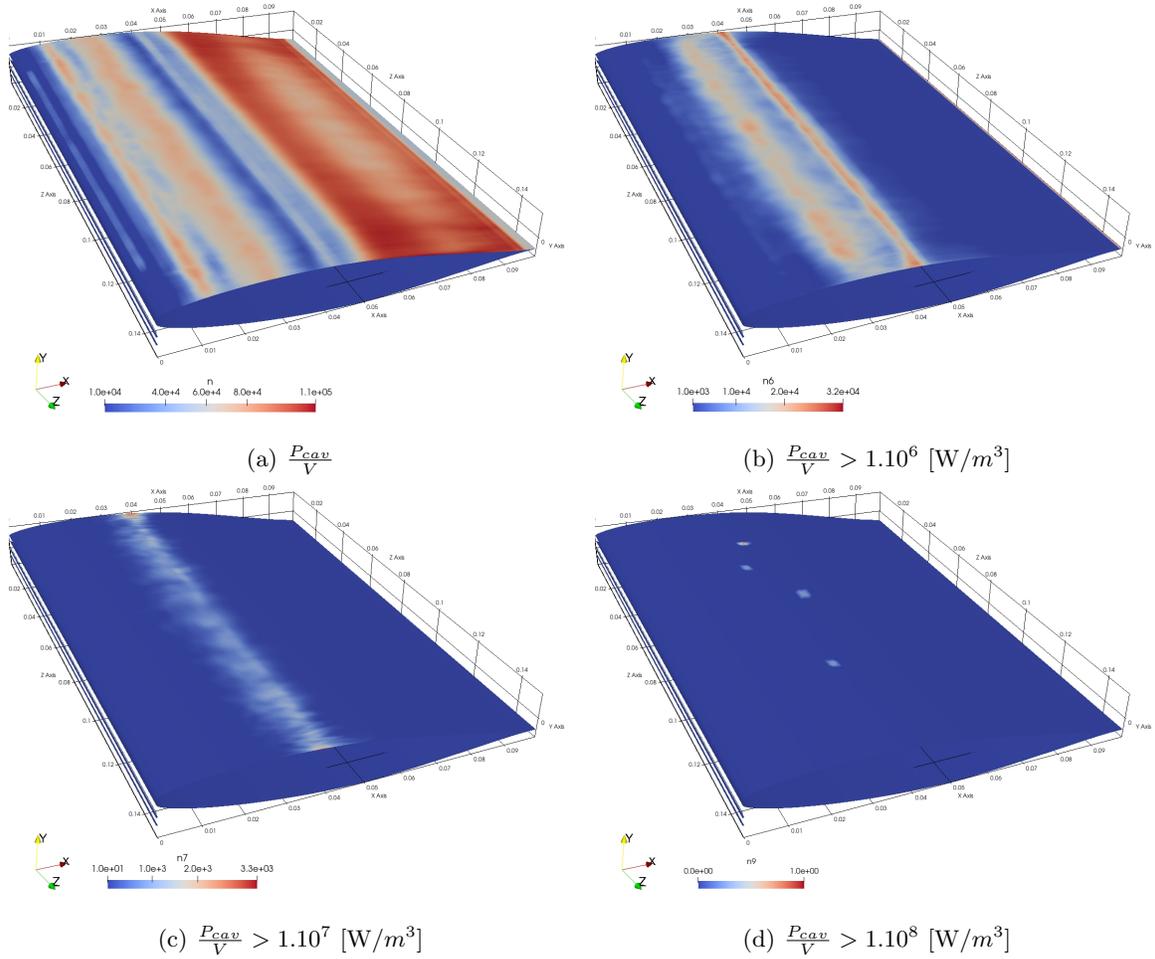


FIGURE 9.6 – Répartition du nombre d'évènements par seuil dans les cellules pariétales pour différents seuils. Simulations à 4° à $v_{in} = 15\text{m/s}$, $L=40\%$, $\sigma = 1.06$, $3D$.

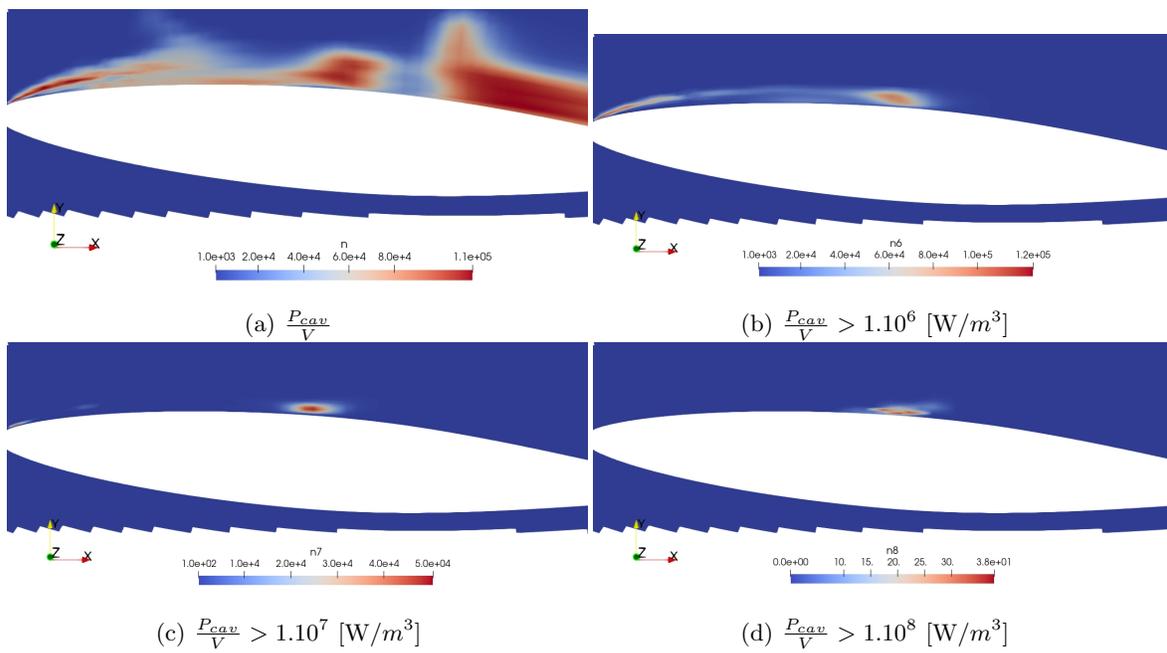


FIGURE 9.7 – Zoom sur une coupe à mi-envergure du nombre d'évènements par seuil pour différents seuils. Simulations à 4° à $v_{in} = 15m/s$, $L=40\%$, $\sigma = 1.06$, 3D.

9.1.2.2 Effet de la vitesse sur les seuils de la puissance surfacique

Les *fig.9.8* montrent l'évolution de l'intensité de cavitation obtenue avec différents seuils en surface pour les quatre vitesses d'écoulement à une incidence de 4° . Le maximum d'intensité de cavitation reste situé à 40% de la corde, soit au niveau de la fermeture de poche, pour l'ensemble des seuils. La forme du pic d'intensité de cavitation ne change pas, mais le niveau d'intensité de cavitation diminue avec l'augmentation du seuil, ce qui est attendu.

Nous avons constaté qu'en augmentant la vitesse l'intensité de cavitation prédite augmentait également. Cette augmentation se répercute sur l'ensemble des seuils, avec l'augmentation de la vitesse, l'intensité de cavitation apparaît à des seuils de plus en plus importants. Ceci montre que des événements plus agressifs apparaissent avec l'augmentation de la vitesse. A 15 m/s, l'écoulement ne contient que des événements dont le chargement en surface est inférieur à 1.10^3 W/m^2 alors qu'à 32 m/s des événements allant jusqu'à 5.10^4 W/m^2 atteignent la surface.

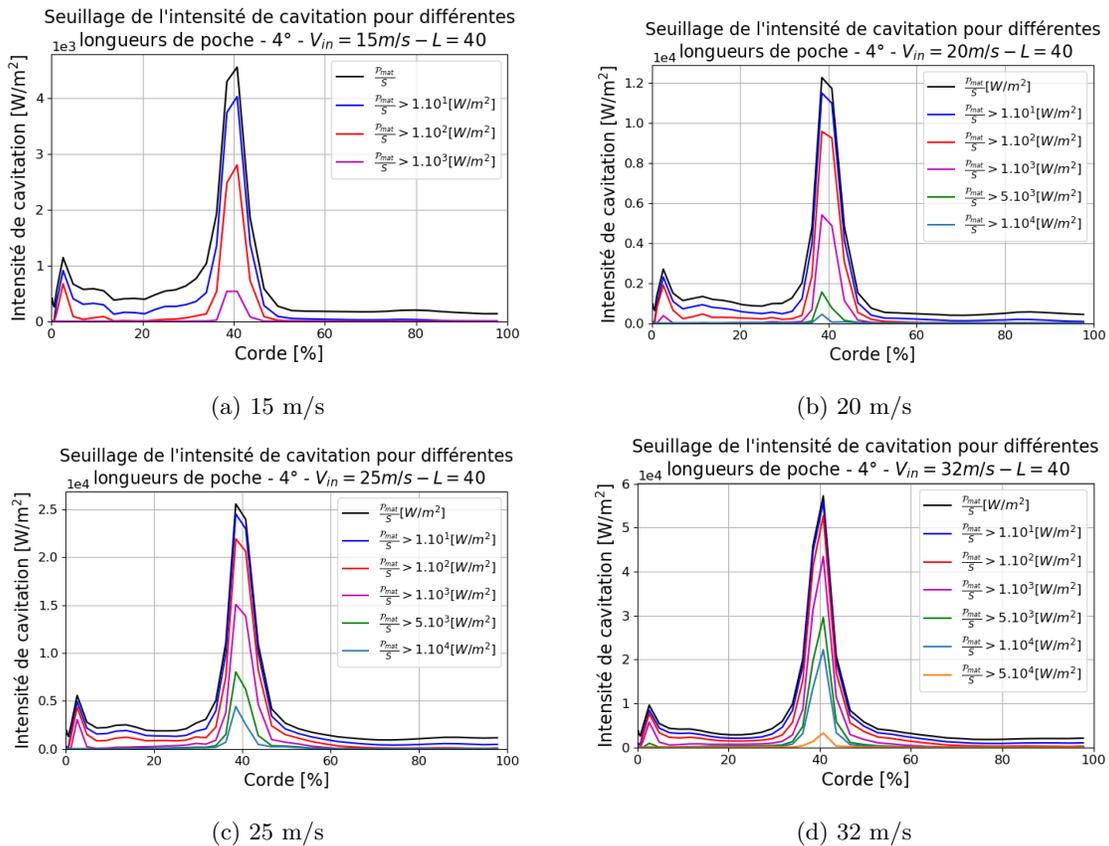
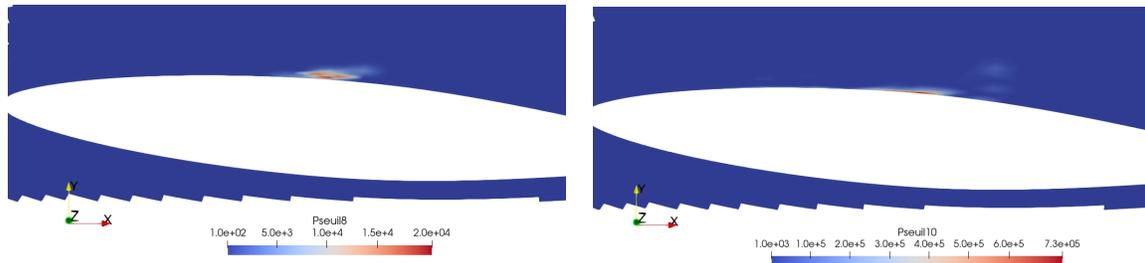


FIGURE 9.8 – Evolution de l'intensité de cavitation seuillée pour les quatre vitesses d'entrées. Simulations à 4° , $L=40\%$, 3D.

L'augmentation du niveau d'énergie atteignant la surface est corroborée par une augmentation d'énergie dans le volume. En observant l'énergie présente pour différents seuils dans le volume, *fig.9.9*, nous pouvons constater qu'il y a également l'apparition d'événements d'une amplitude de deux ordres de grandeur supérieurs lors du passage de 15 m/s à 32 m/s. Puisque ces événements sont localisés au même endroit cela se traduit par une augmentation de deux ordres de grandeur de la puissance atteignant la surface observée par l'apparition d'énergie à des seuils plus élevés sur la *fig.9.8d*.

En observant le nombre d'événements relevés pour chaque seuil dans le volume à différentes vitesses,



(a) Dernier seuil dénombant un évènement dans le volume à 15 m/s (b) Dernier seuil dénombant un évènement dans le volume à 32 m/s

FIGURE 9.9 – Coupe à mi-envergure de l'intensité de cavitation seuillée dans le volume, à 15 m/s (gauche *fig.9.9a*) et 32 m/s (droite *fig.9.9b*). Simulations à 4° , $L=40\%$, 3D.

fig.9.10, nous constatons qu'il y a un décalage global du nombre d'évènement vers les seuils de plus haut niveau lorsque la vitesse augmente. Cette observation est en accord avec les observations expérimentales de [Pereira, 1997] et [Kawanami et al., 2002] faites dans le volume fluide via l'énergie associée à la taille des structures et de [Jayaprakash et al., 2012] faites sur la surface du matériau via l'énergie associée à la surface de déformation.

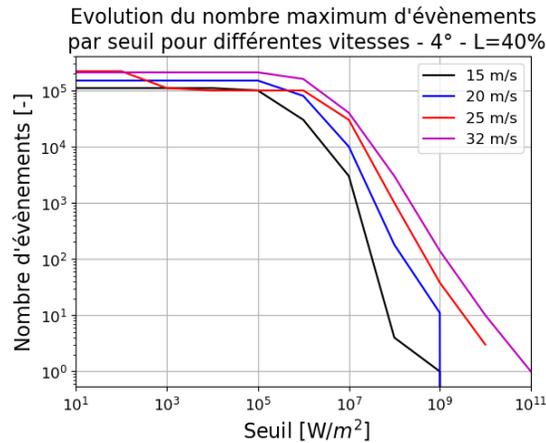


FIGURE 9.10 – Evolution du nombre maximum d'évènement par seuils volumiques de l'intensité de cavitation pour les quatre vitesses d'écoulement. Simulations à 4° , $L=40\%$, 3D.

9.1.2.3 Effet de la longueur de poche

La *fig.9.11* présente l'évolution de l'intensité de cavitation seuillée en surface pour différentes longueurs de poche de cavitation. La longueur de poche ne semble pas influencer le comportement de l'intensité de cavitation obtenue après seuillage dont l'intensité diminue lorsque le seuil augmente. Pour chaque seuil, la valeur maximale de l'intensité de cavitation seuillée décroît avec l'augmentation de la longueur de poche comme il est observé pour I_{cav} non seuillé. Pour autant, aucun évènement pour un seuil de valeur supérieure n'a été enregistré sur les poches plus petites. L'augmentation est donc légère et n'est pas liée à l'apparition de structures plus énergétiques.

Le seul changement observé dans le comportement des seuils surfaciques avec la variation de la taille de la poche, est l'évolution de l'écart entre les courbes de chaque seuil qui devient plus important lorsque la longueur de la poche augmente. Cet écart est dû au niveau d'énergie inférieur des poches

les plus longues, ce qui implique que moins d'évènements respectent les conditions d'énergie des seuils les plus élevés.

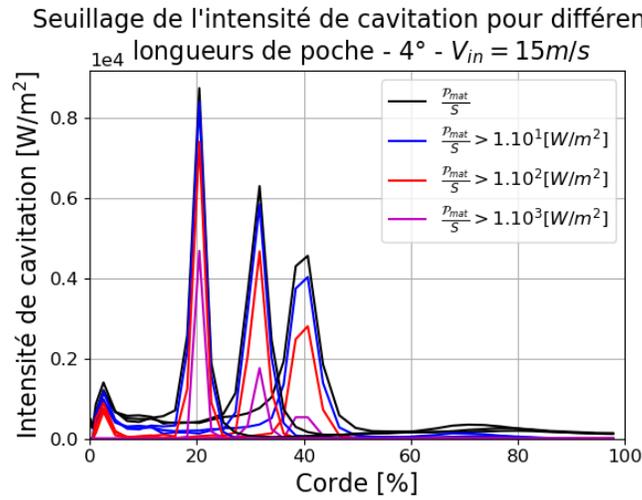


FIGURE 9.11 – Effet du seuillage surfacique sur l'intensité de cavitation en surface pour différentes longueurs de poche. 4° , $v_{in} = 15m/s$, 3D.

Sur les *fig.9.12* sont tracés les valeurs maximales d'intensité de cavitation pour chaque seuil en fonction de la longueur de poche pour chaque vitesse. Nous remarquons une nouvelle fois une tendance décroissante entre le maximum d'intensité de cavitation et la longueur de poche. Le seuillage de l'intensité de cavitation ne semble pas changer le comportement de l'intensité de cavitation. Notons cependant que la tendance décroissante n'est pas obtenue pour la simulation à 25 m/s où la valeur pour une poche de 20% de la corde est sensiblement équivalente à celle à 30% de la corde.

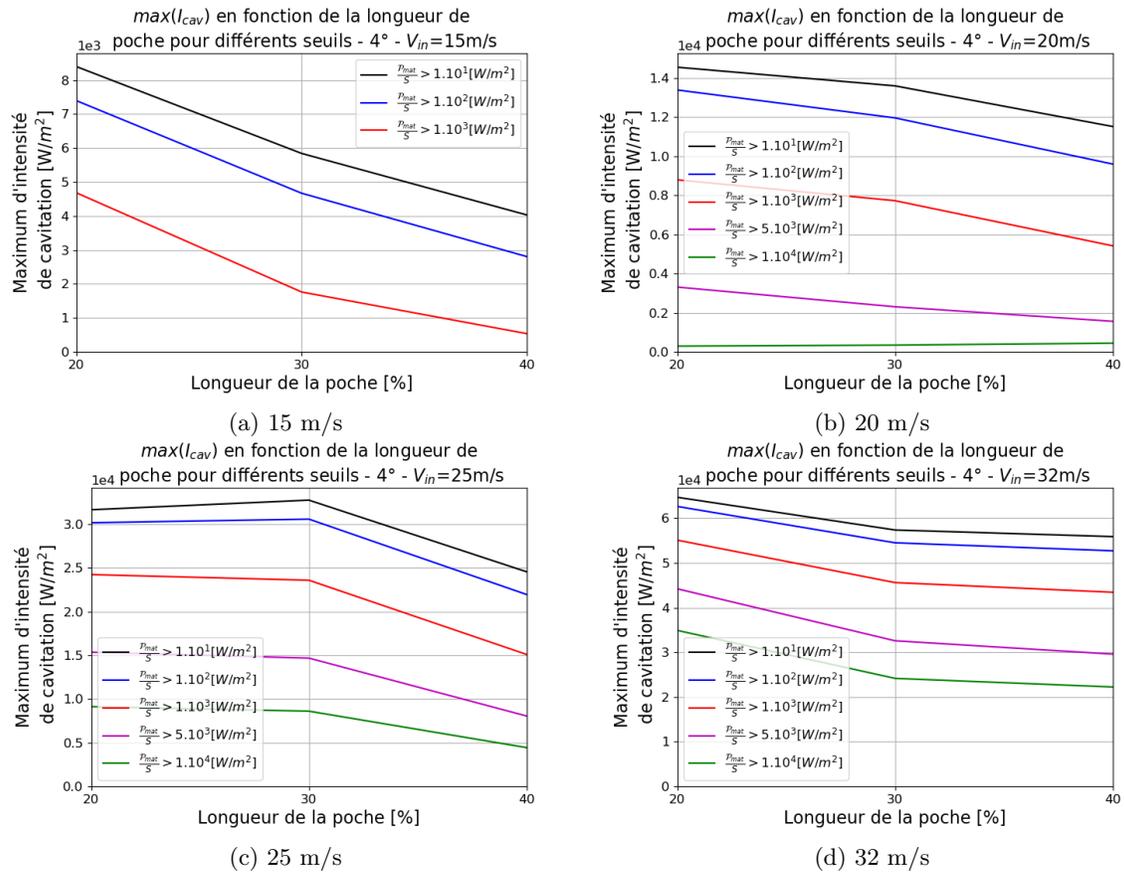


FIGURE 9.12 – Evolution du maximum de l'intensité de cavitation seuillée en fonction de la longueur de la poche pour les quatre vitesses d'écoulement. Simulations à 4°, 3D.

9.1.3 Comparaison avec l'expérience

Nous comparons donc les résultats numériques, adimensionnés par leur valeur maximale, aux résultats des essais expérimentaux, adimensionnés par leur valeur maximale puisque seule l'évolution relative de l'intensité de cavitation nous intéresse. La poche de cavitation à 4° n'est pas suffisamment érosive pour endommager l'acier inoxydable dans toutes les conditions hydrauliques. Les résultats des marquages sont disponibles sur l'aluminium et le cuivre sur les *fig.9.15*, *fig.9.16*, *fig.9.17* et *fig.9.18*. Alors que pour les *fig.9.13* et *fig.9.14* seuls les résultats pour l'aluminium sont disponibles, et pour la *fig.9.18* uniquement des résultats pour le cuivre. Les essais à 30 et 32 m/s présentent quant à eux des résultats pour les trois matériaux et sont représentés sur les *fig.9.19*, *fig.9.20*, *fig.9.21*, *fig.9.22*.

Les résultats numériques sont comparés aux densités d'endommagement volumique τ_v (volume de matière déformée plastiquement), disponibles dans [Couty, 2001]. Des résultats de densités de marquage τ_n (nombre d'indentation présentes sur un échantillon) sont également disponibles et parfois comparés dans la littérature. Cependant, il est à noter que le modèle d'intensité de cavitation utilisé dans cette thèse évalue des puissances surfaciques théoriquement associées à des puissances de déformation du matériau, et ne sont à ce titre quantitativement comparables qu'aux volumes de déformation. Pour faciliter la comparaison avec la littérature, nous avons rapportés la superposition des courbes numériques aux densités de marquages sur les courbes en annexe C.5.2.

La localisation des maximums du taux d'impact et d'endommagement volumique est globalement

correctement prédite par l'indicateur d'érosion de cavitation numérique I_{cav} à quelques exceptions près pour chaque matériau. Ces exceptions peuvent être liées à un événement aléatoire durant les essais expérimentaux, en particulier pour l'aluminium qui est un métal mou et dont les durées d'essais sont courtes, voir *chap.8*, mais également pour les petites fermetures de poche ($L=20\%$ qui semblent sujettes à beaucoup d'aléas sur l'ensemble des résultats).

A 15 m/s, la poche n'est pas très érosive et seul l'aluminium est endommagé et ne présente que peu d'impacts. La poche de 20% de la corde présente un maximum de volume de déformation à 10% de la corde, ce volume de déformation décroît jusqu'à 30% de la corde. La simulation numérique prévoit un maximum à 20% de la corde avec une intensité de cavitation très faible à 10% de la corde. Pour la poche de 40% de la corde, le maximum du volume de déformation se localise à la fermeture de poche tout comme la simulation numérique. Les niveaux à 30% et 50% de la corde sont cependant sous estimés par la simulation numérique.

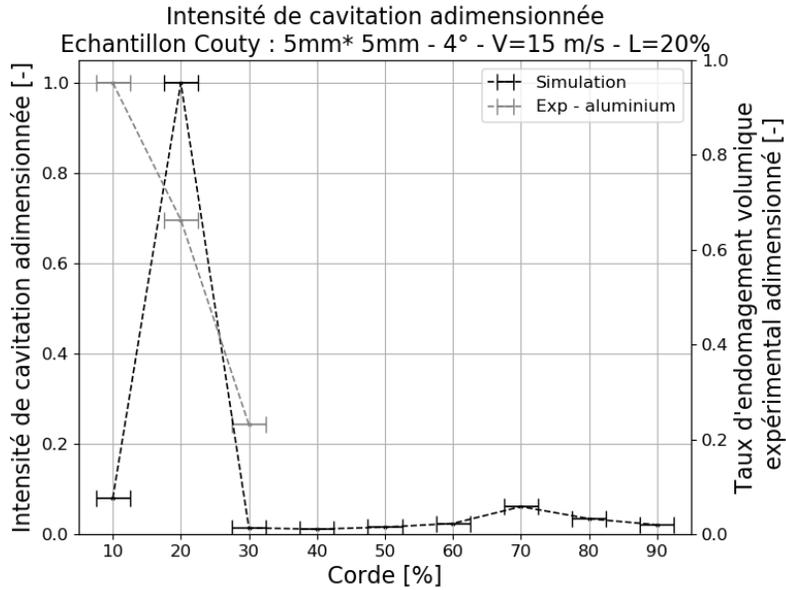


FIGURE 9.13 – Comparaison entre les données expérimentales des marquages (densité d'endommagement volumique) et des résultats de la grandeur intensité de cavitation issus des simulations numériques. Simulations à 4° , $v_{in} = 15m/s$, $L=20\%$, 3D.

A 20 m/s, le volume de déformation est localisé sur la fermeture de poche pour l'aluminium, tout comme les simulations numériques. Pour le cuivre avec une poche de 20% de la corde, le maximum est situé à 30% de la corde, légèrement en aval, bien qu'à 20% le niveau de déformation soit également important *fig.C.16b*.

A 25 m/s, le résultat est inversé. C'est le maximum d'endommagement pour le cuivre qui est localisé à la fermeture de poche, alors que le maximum pour l'aluminium avec une poche de 20% de la corde est situé à 30% de la corde. Le niveau de déformation à 20% est plus modéré et le pic est donc bien marqué à 30% de la corde *fig.9.17*.

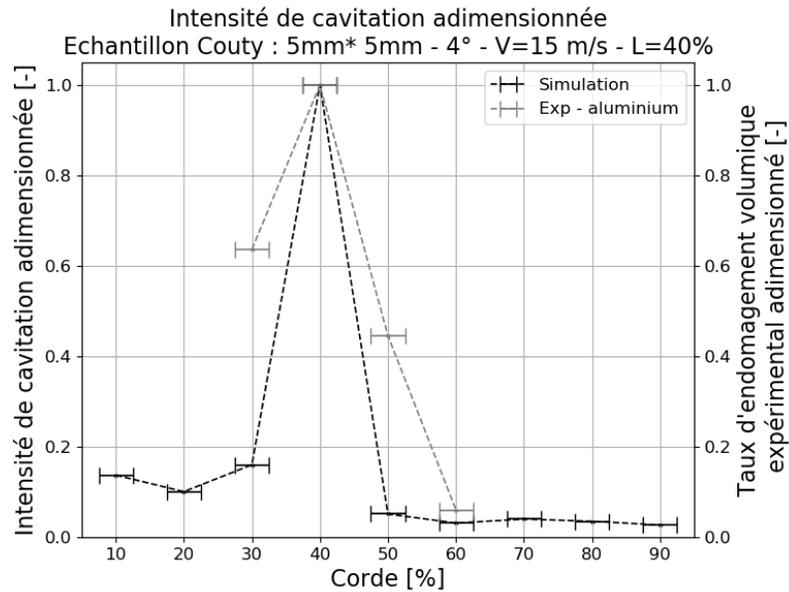


FIGURE 9.14 – Comparaison entre les données expérimentales des marquages (densité d'endommagement volumique) et des résultats de la grandeur intensité de cavitation issus des simulations numériques. Simulations à 4° , $v_{in} = 15m/s$, $L=40\%$, 3D.

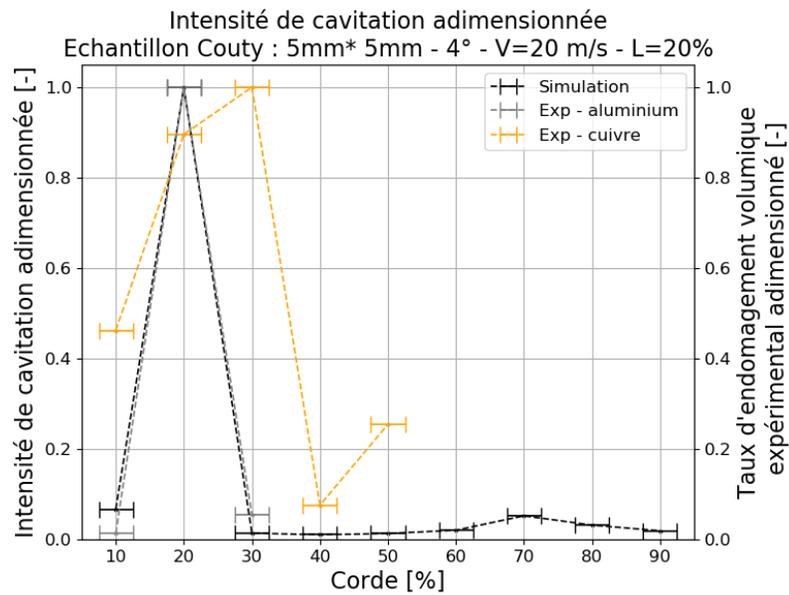


FIGURE 9.15 – Comparaison entre les données expérimentales des marquages (densité d'endommagement volumique) et des résultats de la grandeur intensité de cavitation issus des simulations numériques. Simulations à 4° , $v_{in} = 20m/s$, $L=20\%$, 3D.

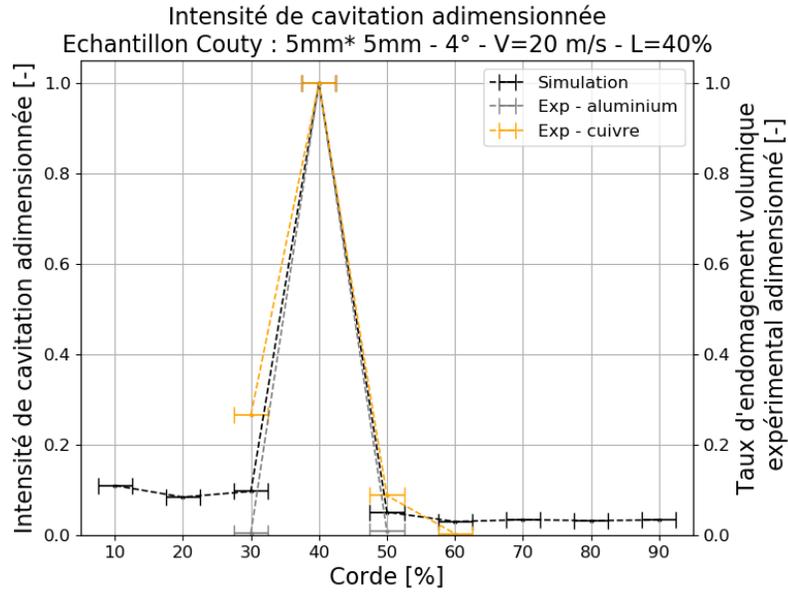


FIGURE 9.16 – Comparaison entre les données expérimentales des marquages (densité d'endommagement volumique) et des résultats de la grandeur de cavitation issus des simulations numériques. Simulations à 4° , $v_{in} = 20m/s$, $L=40\%$, 3D.

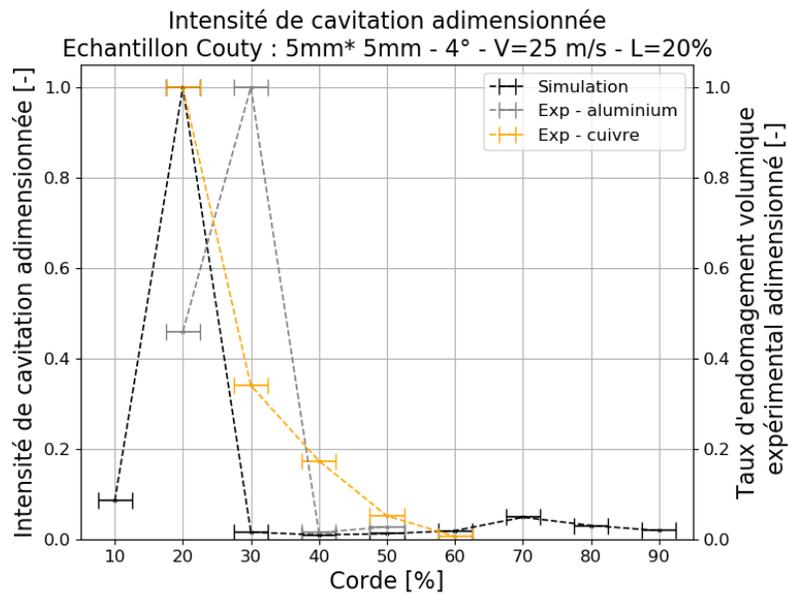


FIGURE 9.17 – Comparaison entre les données expérimentales des marquages (densité d'endommagement volumique) et des résultats de la grandeur intensité de cavitation issus des simulations numériques. Simulations à 4° , $v_{in} = 25m/s$, $L=20\%$, 3D.

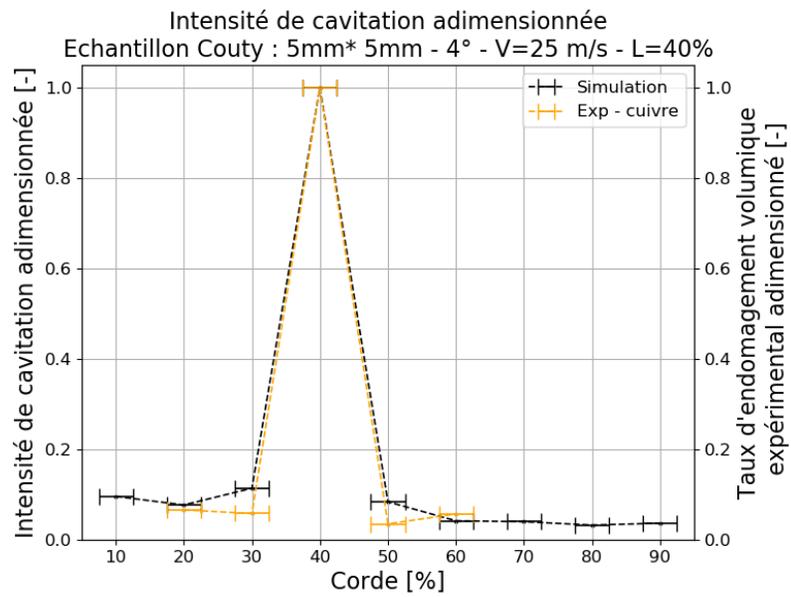


FIGURE 9.18 – Comparaison entre les données expérimentales des marquages (densité d'endommagement volumique) et des résultats de la grandeur intensité de cavitation issus des simulations numériques. Simulations à 4°, $v_{in} = 25m/s$, L=40%, 3D.

A 30 m/s, les résultats expérimentaux pour le cuivre avec une poche de 20% de la corde sont étonnement éloignés de ceux obtenus pour les deux autres matériaux. Il est probable qu'il s'agisse d'une erreur de traitement des données expérimentales, à moins qu'une instabilité ait formé un régime instable avec des détachements de poche de cavitation. En effet, nous avons montré que les conditions hydrauliques se situaient à la limite de la stabilité du régime de cavitation au *chap.6*. Le temps d'essai pour le cuivre à ces conditions étant 10 fois plus court que ceux réalisés sur l'aluminium (pourtant réputé plus sensible à la cavitation) ou l'acier inoxydable (voir *chap.2*), cette hypothèse semble réaliste. Néanmoins, en l'absence d'essais de reproductibilité nous ne pouvons conclure sur la nature de cette valeur.

Pour une poche de 40% de la corde, le volume maximal de déformation pour les trois matériaux est situé à 40% et les courbes se superposent bien avec la courbe d'intensité de cavitation issue de la simulation.

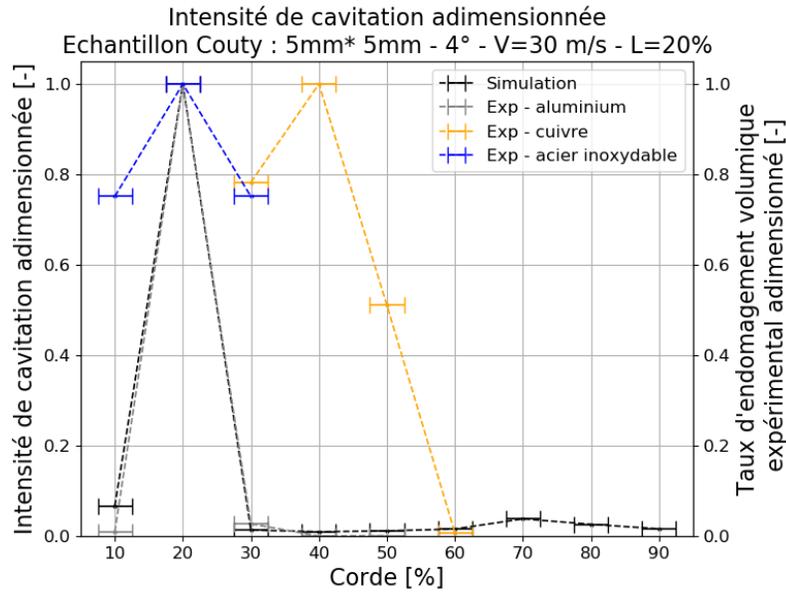


FIGURE 9.19 – Comparaison entre les données expérimentales des marquages (densité d'endommagement volumique) et des résultats de la grandeur intensité de cavitation issus des simulations numériques. Simulations à 4°, $v_{in} = 30m/s$, $L=20\%$, 3D.

A 32 m/s, le maximum de déformation pour la poche de 20% de la corde pour le cuivre et l'acier inoxydable (plus résistants à la cavitation) est localisé à 30% de la corde, alors que le maximum pour l'aluminium est localisé à 40%. Notons également que le volume de déformation pour le cuivre reste important jusqu'à 50% de la corde et que le volume de déformation pour l'acier inoxydable décroît plus lentement que pour les autres conditions. Il y a donc une composante commune dans les essais pour chaque matériau créant un maximum situé en aval de la fermeture de la poche.

Pour la poche de 40% de la corde, le maximum est situé à la fermeture de la poche tout comme les simulations numériques. Les profils expérimentaux et numériques coïncident bien.

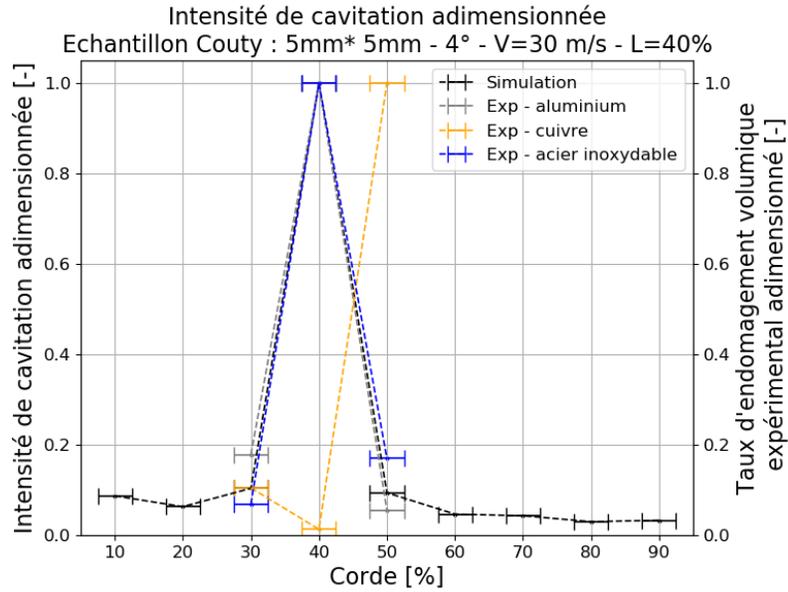


FIGURE 9.20 – Comparaison entre les données expérimentales des marquages (densité d'endommagement volumique) et des résultats de la grandeur intensité de cavitation issus des simulations numériques. Simulations à 4° , $v_{in} = 30m/s$, $L=40\%$, 3D.

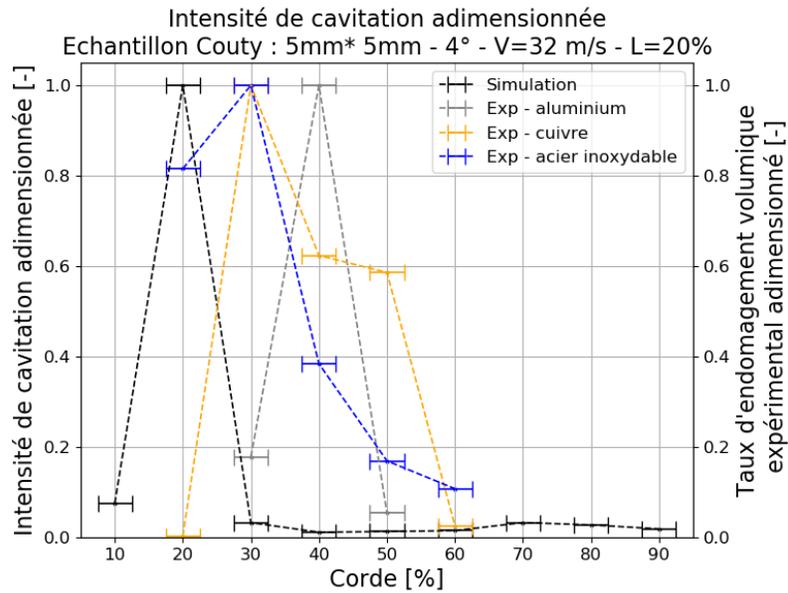


FIGURE 9.21 – Comparaison entre les données expérimentales des marquages (densité d'endommagement volumique) et des résultats de la grandeur intensité de cavitation issus des simulations numériques. Simulations à 4° , $v_{in} = 32m/s$, $L=20\%$, 3D.

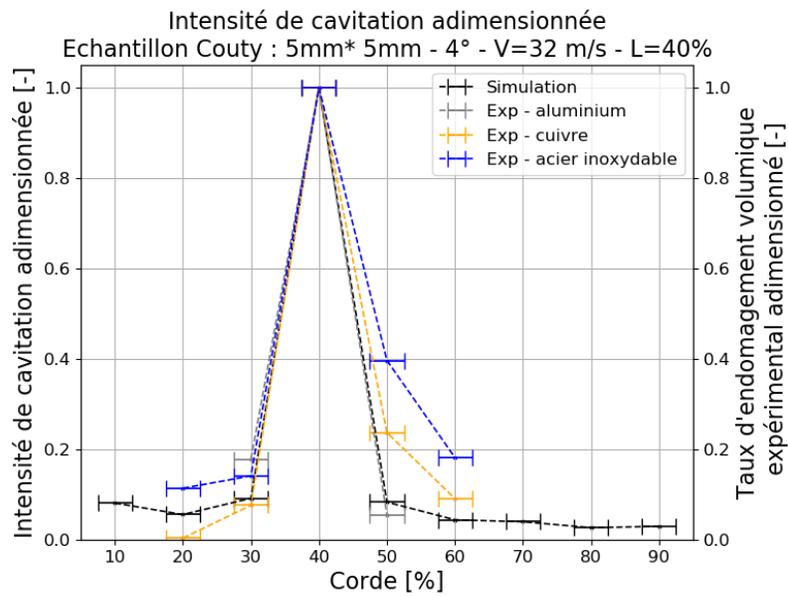


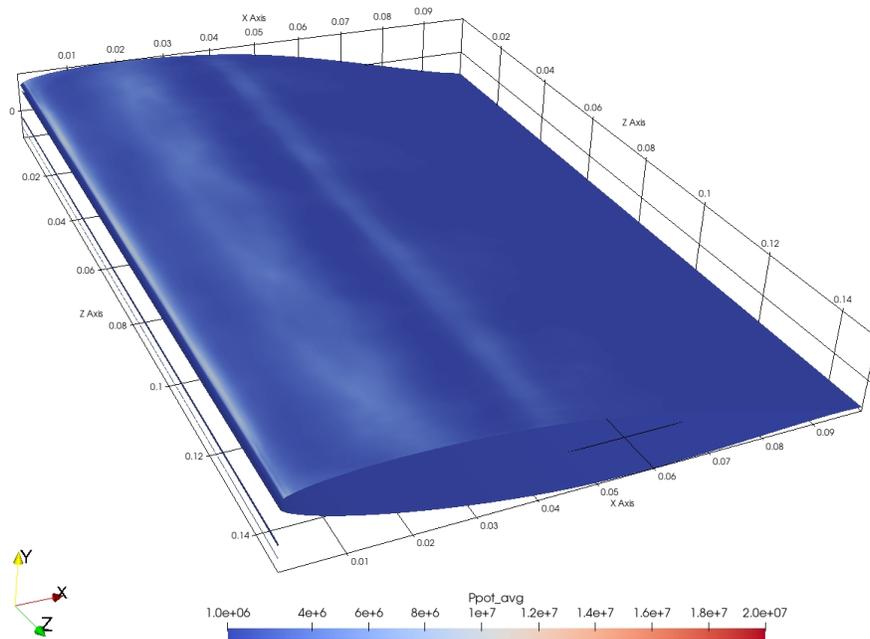
FIGURE 9.22 – Comparaison entre les données expérimentales des marquages (densité d'endommagement volumique) et des résultats de la grandeur intensité de cavitation issus des simulations numériques. Simulations à 4° , $v_{in} = 32m/s$, $L=40\%$, 3D.

9.2 Prévion à 6°

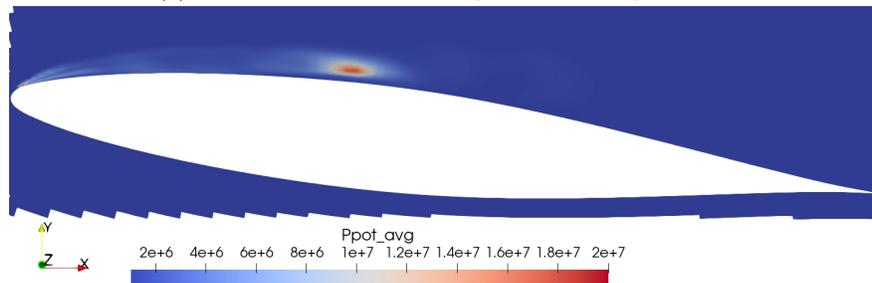
9.2.1 Moyenne de la puissance potentielle

9.2.1.1 Visualisation de la puissance potentielle

La répartition de la puissance potentielle de cavitation moyenne dans le volume fluide pour une vitesse de 15 m/s et une longueur de poche de 40% de la corde est illustrée sur la *fig.9.23*. Proche de la paroi de l'hydrofoil, *fig.9.23a*, la puissance potentielle volumique est majoritairement présente au bord d'attaque, à 20% de la corde et à 40% de la corde en fermeture de la poche. La zone où la puissance potentielle de cavitation est la plus élevée se situe au sein même du volume à 40% de la corde et est un ordre de grandeur supérieur à l'évènement situé proche de la surface de l'hydrofoil.



(a) Visualisation de la maille pariétale de l'hydrofoil



(b) Coupe à mi-envergure

FIGURE 9.23 – Répartition de la moyenne de la puissance potentielle de cavitation dans le volume fluide. Simulations à 6° , $v_{in} = 15\text{m/s}$, $L=40\%$, $\sigma = 1.59$, 3D.

9.2.1.2 Effet de la vitesse

L'intensité de cavitation pour trois vitesses d'écoulement à 6° d'incidence est présentée sur la *fig.9.24*, à gauche les valeurs dimensionnelles (*fig.9.24a*) et à droite les valeurs adimensionnées par leur maximum. Le pic maximal d'intensité de cavitation est toujours localisé à la fermeture de la poche. Mais nous pouvons constater que le profil diffère légèrement du profil à 4° puisque l'intensité de cavitation en amont et en aval de la poche n'est pas nulle mais décroît progressivement en s'éloignant du maximum.

Expérimentalement, une décroissance est également observée mais atteint plus rapidement zéro, ainsi aucun endommagement notable n'est relevé au bord d'attaque et au bord de fuite. Cette différence peut s'expliquer par l'existence d'un seuil minimal d'énergie à franchir pour endommager le matériau. Le maximum d'érosion de cavitation mesuré expérimentalement pour l'hydrofoil à 6° est généralement localisé en aval de la fermeture de la poche à environ 50% pour une poche de 40% de la corde, ce qui n'est pas le cas dans nos simulations numériques.

Enfin, le maximum d'intensité de cavitation suit globalement une loi en puissance de la vitesse avec une valeur de $v_{ref}^{2.9}$. Cette valeur correspond aux observations expérimentales donnant des lois proches de ρv_{ref}^3 .

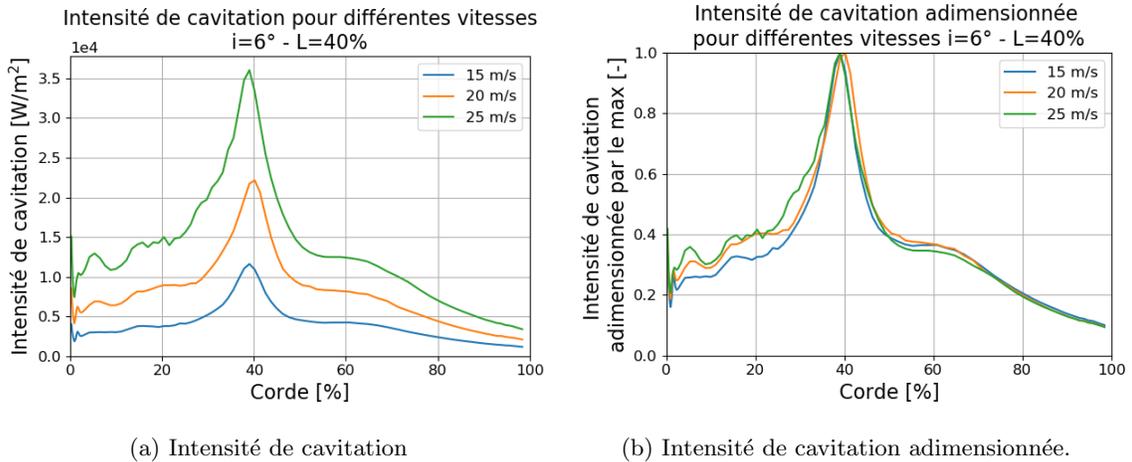


FIGURE 9.24 – Intensité de cavitation dimensionnelle et adimensionnée pour différentes conditions d'écoulements à 6° .

9.2.1.3 Effet de la longueur de poche

L'effet de la longueur de la poche sur des simulations 3D à 6° d'incidence n'a pas pu être étudié numériquement puisque nous ne sommes pas parvenus à obtenir des simulations suffisamment stables en diminuant la taille de la poche à cette incidence.

La cause est attribuée à l'augmentation du gradient de pression à la fermeture de la poche lorsque sa taille diminue, couplée aux variations importantes de l'écoulement dues au régime instable, qui rendent difficile la convergence des calculs dans ces conditions. Un travail sur les solveurs de *neptune_cfd* est à poursuivre pour permettre la simulation des écoulements les plus complexes.

9.2.2 Effet du seuillage sur la puissance potentielle

9.2.2.1 Visualisation de la puissance potentielle seuillée dans le volume

Les *fig.9.25* et *fig.9.26* montrent l'évolution de la localisation des évènements érosifs pour différents seuils dans le volume fluide. Nous constatons que sans seuil, et de manière équivalente pour des seuils faibles, des évènements sont présents sur l'ensemble du profil *fig.9.25* et autour de la poche *fig.9.26* en dépassant les contours immédiats de cette dernière. Lorsque le niveau du seuil augmente et dépasse une valeur limite, la localisation des évènements se concentre dans le volume délimité par la poche de cavitation, puis en fermeture de la poche uniquement et se rapprochent ainsi de la paroi de l'hydrofoil. Cette observation corrobore l'hypothèse de [Kato et al., 1996] selon laquelle les structures agressives sont présentes proches de la paroi et plus particulièrement dans les 10 premiers pourcents de l'épaisseur de la poche.

Contrairement au profil à 4° d'incidence, nous constatons une puissance potentielle de cavitation important dans la poche de cavitation en amont de la fermeture *fig.9.25*. Cette puissance potentielle est uniquement localisée près de la paroi et n'est pas aussi marquée dans le volume de la poche *fig.9.26*. De plus la valeur atteinte par la puissance potentielle dans la cellule pariétale reste un ordre de grandeur inférieure à celle atteinte dans le volume. La présence de cette puissance potentielle est attribuée à la pénétration du jet rentrant sous la poche de cavitation.

Enfin, nous observons que ces évènements diminuent en augmentant la valeur du seuil *fig.9.25c*, ils sont donc de nature moins érosive que les évènements apparaissant à la fermeture de la poche de cavitation.

Les *fig.9.27* et *fig.9.28* montrent l'évolution du nombre d'évènements répertoriés par seuil. Sur les premiers niveaux de seuils, il y a une stagnation du nombre d'évènements, à partir de 1.10^7 W/m^3 , il y a décroissance du nombre d'évènement répertoriés (tant le nombre minimal que maximal). Comme pour la puissance potentielle de cavitation, puisque ces champs sont liés, le nombre d'évènements se concentre à la fermeture de poche au fur et à mesure que le seuil augmente.

Il faut cependant noter que le seuil le plus élevé représente une exception. En effet, sur la coupe à mi-envergure, ce dernier est globalement centré autour de la fermeture de la poche mais il est plus dispersé. Ce seuil relate les évènements très agressifs qui ont lieu lors de la convection des structures macroscopiques de cavitation. Lorsque l'on s'intéresse à la cellule pariétale, ce seuil (ainsi que les autres) présente un maximum à 20% de la corde, ce qui est lié au détachement des structures de cavitation.

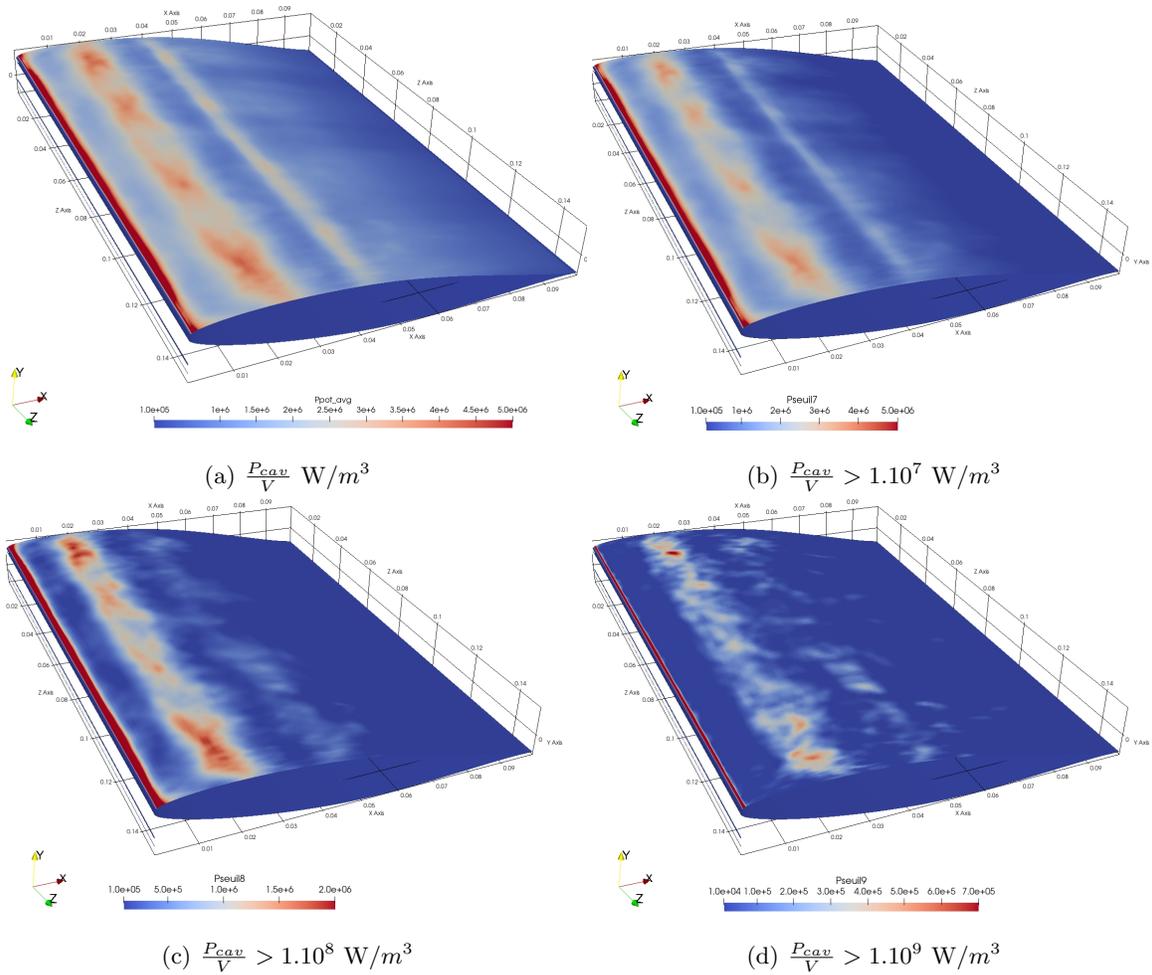


FIGURE 9.25 – Répartition de la puissance potentielle volumique de cavitation moyenne dans les cellules pariétales pour différents seuils. Simulations à 6° , $v_{in} = 15 \text{ m/s}$, $L=40\%$, $\sigma = 1.59$, 3D.

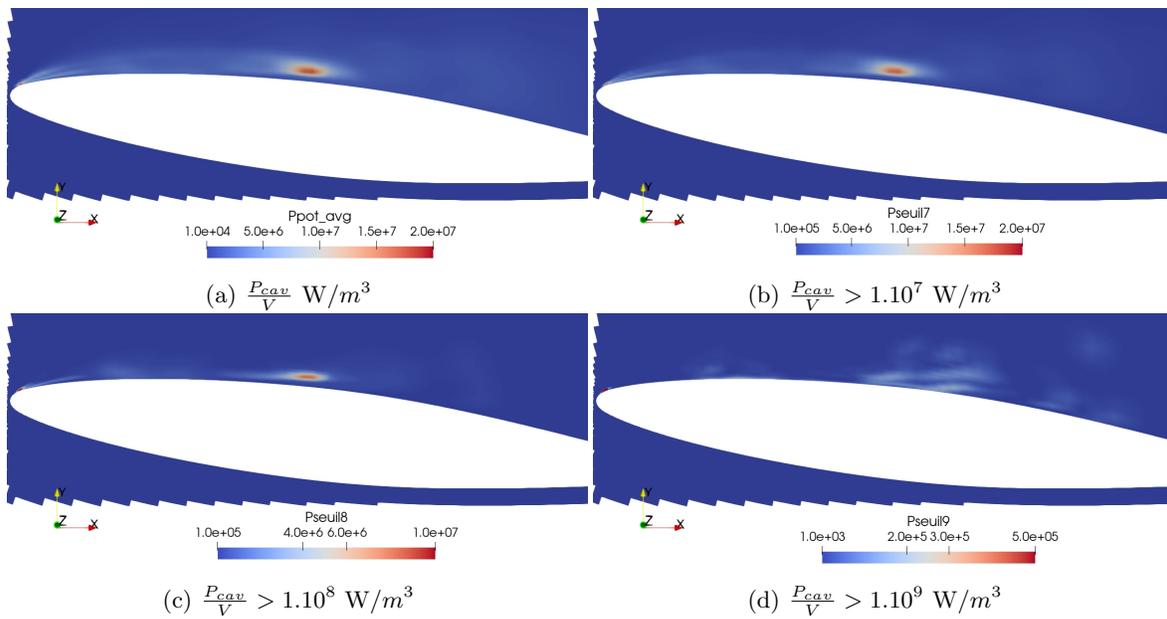


FIGURE 9.26 – Zoom sur une coupe à mi-envergure de la puissance potentielle volumique de cavitation moyennée pour différents seuils. Simulations à 6° , $v_{in} = 15\text{m/s}$, $L=40\%$, $\sigma = 1.59$, 3D.

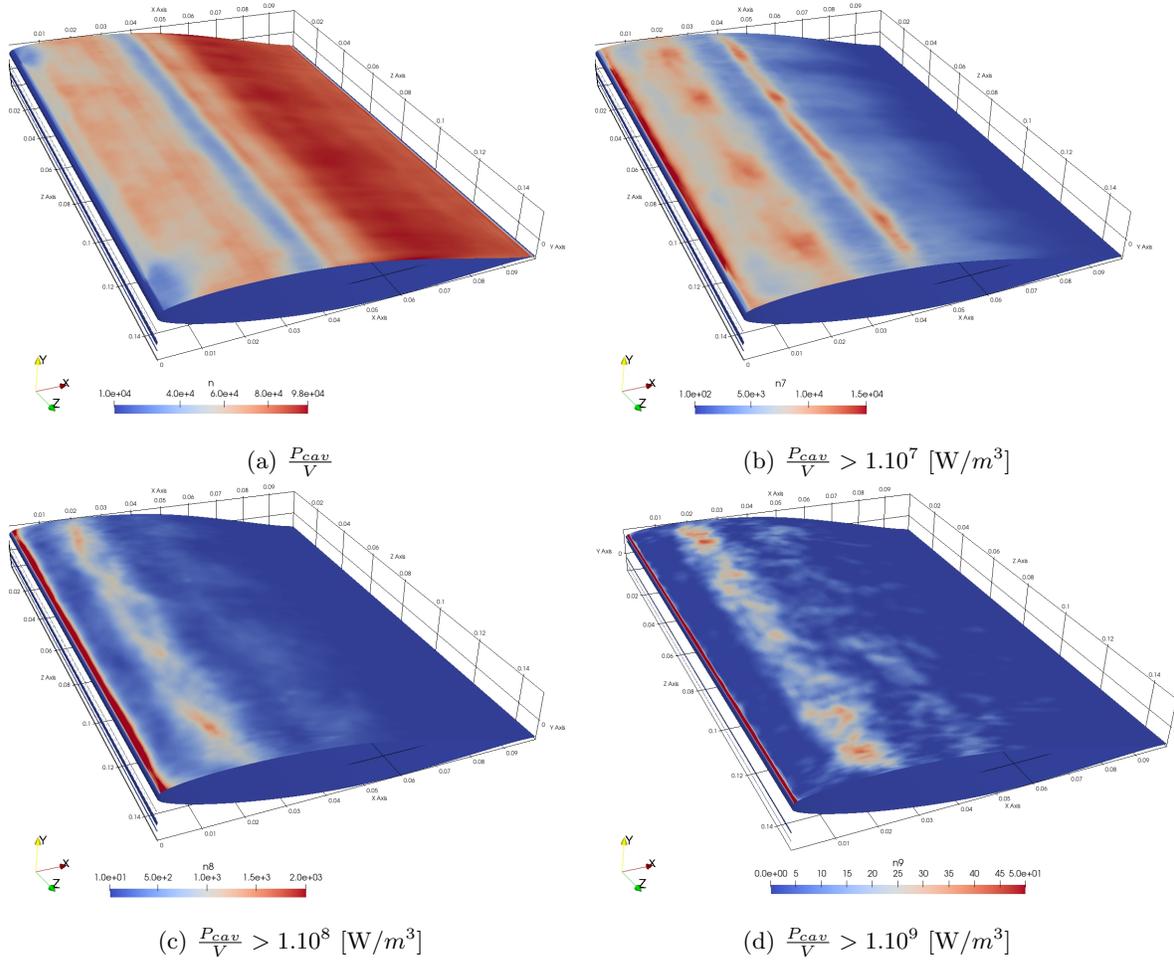


FIGURE 9.27 – Répartition du nombre d'évènements par seuil dans les cellules pariétales pour différents seuils. Simulations à 6° , $v_{in} = 15\text{m/s}$, $L=40\%$, $\sigma = 1.59$, $3D$.

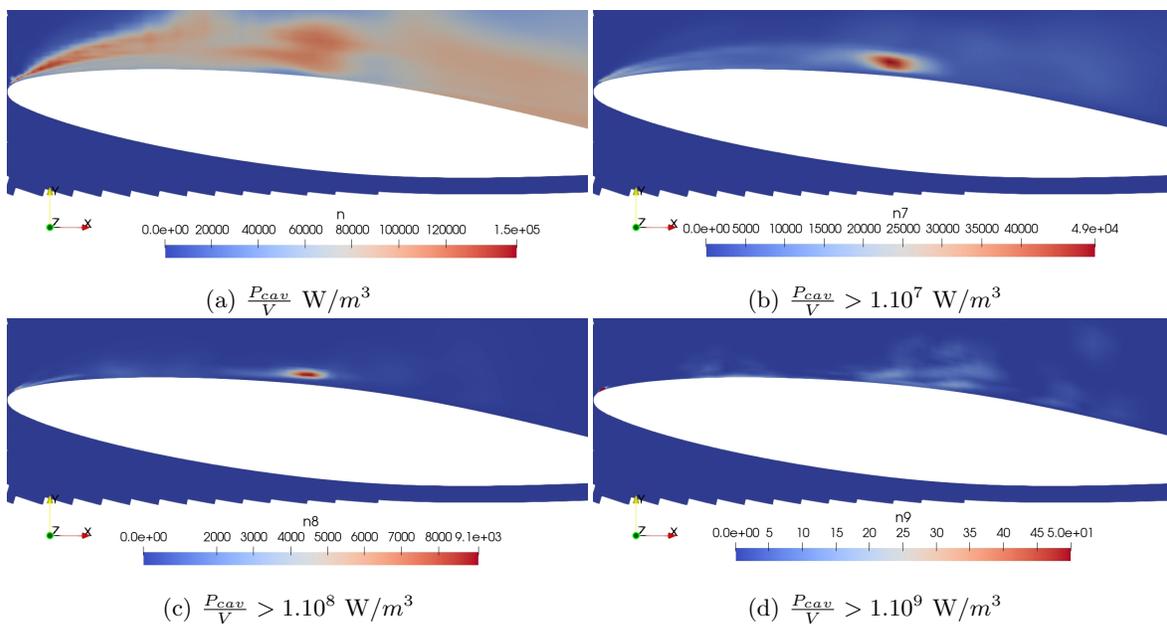


FIGURE 9.28 – Zoom sur une coupe à mi-envergure du nombre d'évènements par seuil pour différents seuils. Simulations à 6° , $v_{in} = 15\text{m/s}$, $L=40\%$, $\sigma = 1.59$, 3D.

9.2.2.2 Effet de la vitesse sur les seuils de la puissance surfacique

La *fig.9.29* montre l'évolution de l'intensité de cavitation obtenue avec différents seuils en surface pour les trois vitesses d'écoulement à une incidence de 6° . Le maximum d'intensité de cavitation reste situé à 40% de la corde pour les premiers niveaux de seuillage. La forme du pic d'intensité de cavitation ne change pas, mais l'amplitude d'intensité de cavitation diminue avec l'augmentation du seuil, ce qui est attendu car moins d'évènements sont sommés au fur et à mesure que le seuil est augmenté.

Nous avons constaté qu'en augmentant la vitesse l'intensité de cavitation prédite augmentait également. Cette augmentation se répercute sur l'ensemble des seuils. Avec l'augmentation de la vitesse, l'intensité de cavitation apparaît à des seuils de plus en plus importants. Ceci montre que des évènements plus agressifs apparaissent avec l'augmentation de la vitesse.

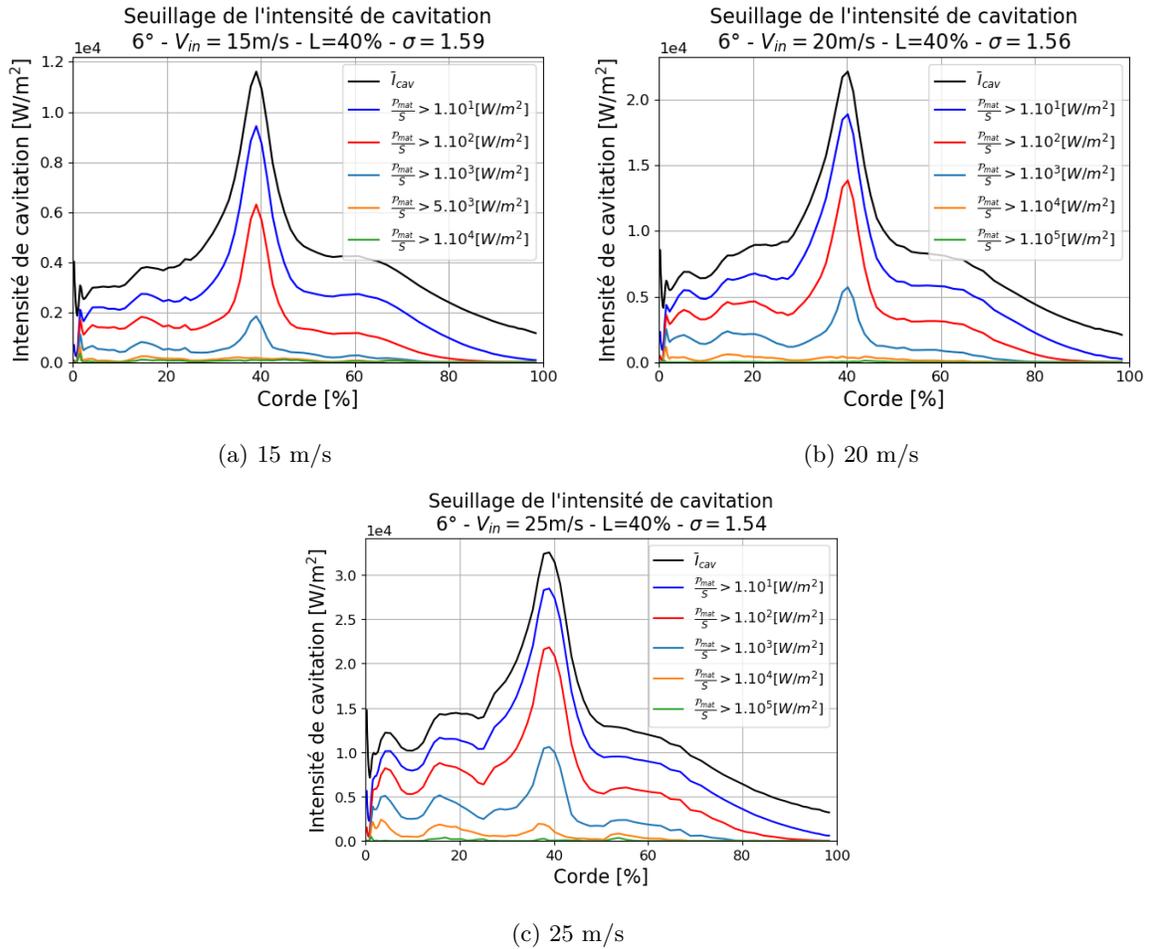


FIGURE 9.29 – Evolution de l'intensité de cavitation seuillée pour les trois vitesses d'écoulement simulées. Simulations à 6° , $L=40\%$, 3D.

Les *fig.9.30* montre l'évolution des seuils surfaciques adimensionnés par leur valeur maximale le long de la corde, ce qui permet de les comparer. Nous comparons donc en relatif des intensités de cavitation qui n'ont pas les mêmes valeurs absolues. Pour assurer une meilleure lisibilité nous avons séparé les seuils affichés en deux parties : une sélection des seuils à droite et les seuils les plus importants à gauche.

Nous remarquons que le comportement des intensités de cavitation seuillées sont très peu mo-

notones. L'intensité de cavitation est d'avantage marquée au bord d'attaque et autour des 20% de la corde que pour l'intensité de cavitation non seuillée. L'identification d'un maximum global n'est ainsi pas aisée pour les seuils les moins importants. A 15 m/s et 20 m/s, *fig.9.30a* et *fig.9.30c*, seul le seuil $\frac{P_{surf}}{S} > 1.10^4 \text{ W/m}^2$ est concerné mais à 25 m/s (*fig.9.30f*) les seuils supérieurs sont également concernés.

Pour les seuils à partir de $\frac{P_{surf}}{S} > 1.10^4 \text{ W/m}^2$, nous constatons que la localisation du maximum d'intensité de cavitation sur la corde est décalée comparativement aux valeurs non seuillées, et ce pour toutes les vitesses. Le maximum se place désormais entre 45% et 55% de la corde ce qui correspond mieux aux localisations expérimentales. De plus les profils d'intensité de cavitation contiennent des zones de valeur nulle où aucun évènement suffisamment agressif n'a été enregistré durant la simulation. Ce comportement est également plus représentatif des résultats expérimentaux.

L'augmentation du niveau d'énergie atteignant la surface est corroborée par une augmentation d'énergie dans le volume. En observant l'énergie présente pour différents seuils dans le volume, *fig.9.31*, nous pouvons constater qu'il y a également l'apparition d'évènements d'une amplitude de deux ordres de grandeurs supérieurs lors du passage de 15 m/s à 25 m/s. Pour des évènements situés à la même distance de la paroi, cela se traduit par une augmentation de deux ordres de grandeur de la puissance atteignant la surface. La *fig.9.31a* présente des évènements localisés majoritairement en surface et proches de la paroi au voisinage de la fermeture de poche, ainsi que des évènements au dessus de la fermeture et en aval avec une puissance plus faible. La *fig.9.31b* montre au contraire une unique zone de forte intensité qui est issue d'un évènement unique. Il est à noter sur la *fig.9.31a* que les seuils à 10^9 et 10^{10} W/m^{-3} présentent une répartition similaire à 20 et 25 m/s.

En observant le nombre d'évènements relevés pour chaque seuil dans le volume à différentes vitesses, *fig.9.32*, nous constatons qu'il y a un décalage global du nombre d'évènements vers les seuils de plus haut niveau lorsque la vitesse augmente.

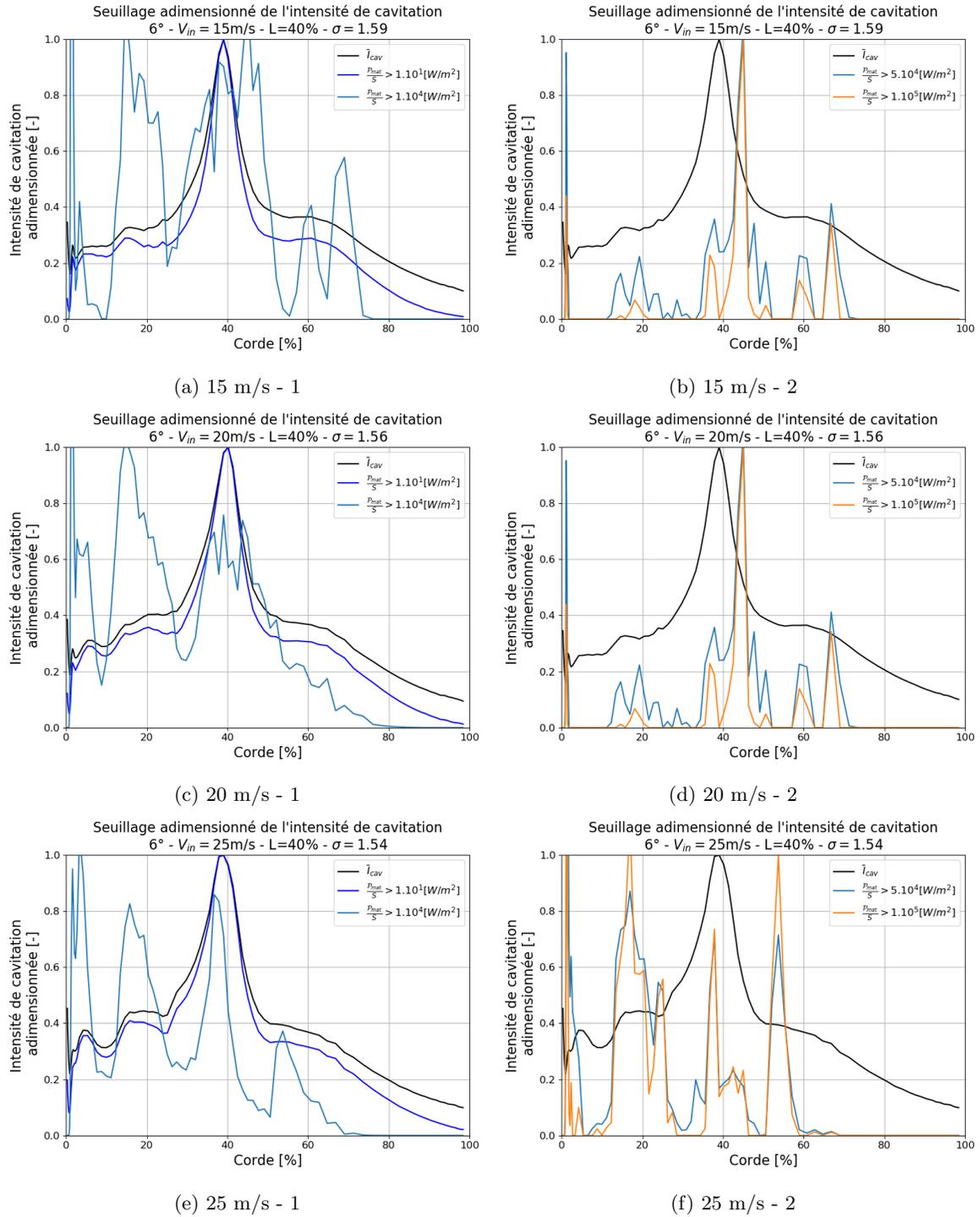
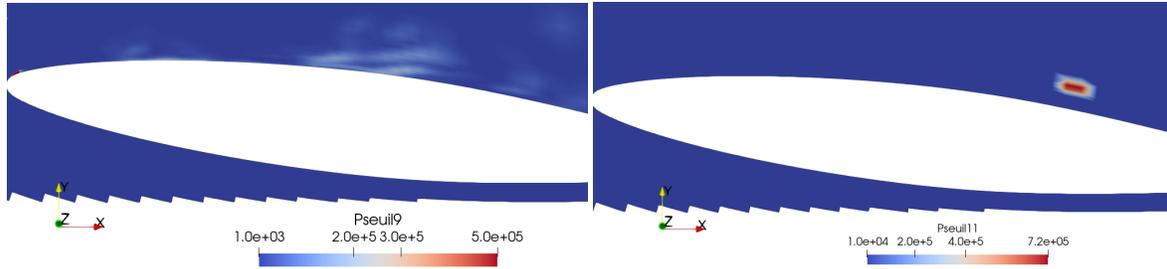


FIGURE 9.30 – Evolution de l'intensité de cavitation seuillée et adimensionnée par le maximum pour les trois vitesses d'écoulement simulées. Simulations à 6° , $L=40\%$, 3D.



(a) Seuil maximal présent dans le volume à 15 m/s (b) Seuil maximal présent dans le volume à 25 m/s

FIGURE 9.31 – Coupe à mi-envergure de l'intensité de cavitation seuillée dans le volume, à 15 m/s (gauche *fig.9.31a*) et 25 m/s (droite *fig.9.31b*). Simulations à 6° , $L=40\%$, 3D.

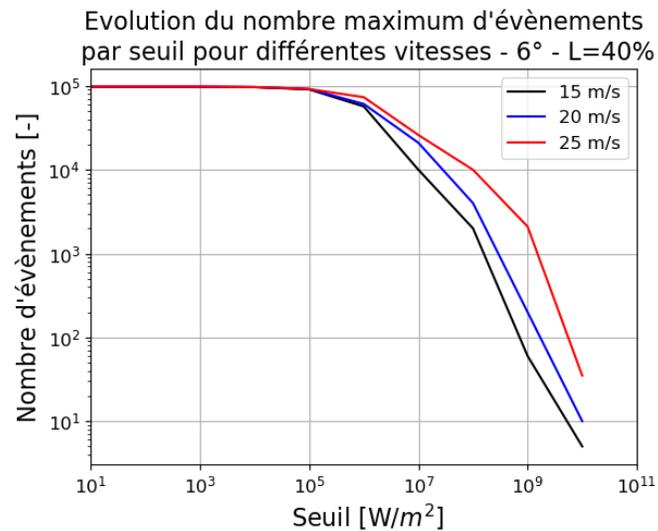


FIGURE 9.32 – Evolution du nombre maximum d'évènements par seuil de l'intensité de cavitation volumique pour les trois vitesses d'écoulement. Simulations à 6° , $L=40\%$, 3D.

9.2.3 Comparaison avec l'expérience

A 6° , nous disposons des résultats expérimentaux uniquement pour les trois matériaux à 15 m/s puis seulement pour le cuivre et l'acier inoxydable car l'écoulement est alors trop agressif pour exploiter l'aluminium. Les *fig.9.33*, *fig.9.35* et *fig.9.37* comparent les résultats numériques (adimensionnés par le maximum) aux résultats de marquage expérimentaux (adimensionnés par le maximum) réalisés sur le cuivre et l'acier inoxydable.

Nous observons sur la *fig.9.33* que le maximum d'endommagement pour le cuivre est situé à 40% de la corde, comme pour la simulation numérique. Mais le maximum d'endommagement pour l'aluminium et l'acier inoxydable se situent à 50% de la corde et ne coïncident pas avec les résultats de la simulation.

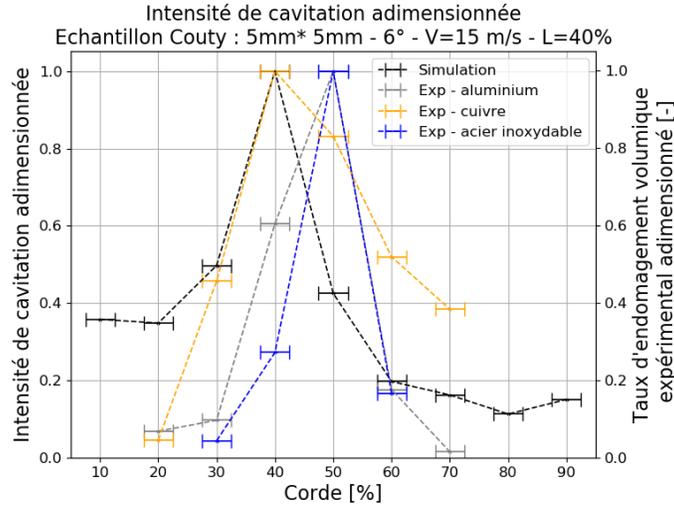


FIGURE 9.33 – Comparaison entre les données expérimentales des marquages (densité d'endommagement volumique) et des résultats de la grandeur intensité de cavitation issus des simulations numériques. Simulations à 6° , $v_{in} = 15\text{m/s}$, $L=40\%$, 3D.

L'utilisation de la grandeur intensité de cavitation seuillée, est présentée sur les *fig.9.34*. Comme nous avons vu précédemment, les seuils sous une valeur de $\frac{P_{surf}}{S} = 1.10^4 \text{ W.m}^{-2}$ ne change que très peu le profil d'intensité de cavitation (*fig.9.34a*). Nous notons tout de même une tendance à surévaluer l'agressivité de la cavitation dans la poche, avec une intensité de cavitation supérieure à 20% du maximum entre 10% et 30% de la corde de l'hydrofoil, et ce jusqu'au seuil de $\frac{P_{surf}}{S} = 1.10^4 \text{ W.m}^{-2}$ (*fig.9.34b*).

Cette valeur de seuil initie une tendance particulière, lorsque le seuil augmente l'intensité de cavitation tend vers 0 à 10% de la corde, mais la valeur d'intensité de cavitation à 20% de la corde augmente d'abord (pour le seuil à 1.10^4 W.m^{-2}) avant de diminuer, ce qui se rapproche plus des résultats expérimentaux. Sur le seuil le plus important (*fig.9.34d*), la zone du maximum d'intensité de cavitation est étendue jusqu'à 50% de la corde avec des valeurs d'intensité de cavitation qui se maintiennent à 80% de la valeur maximale, le maximum restant lui localisé à 40% de la corde. Nous notons également une décroissance du maximum vers le bord de fuite qui suit très bien les niveaux expérimentaux. Le seuil le plus élevé semble donc mieux correspondre aux données expérimentales en particulier pour les valeurs obtenues sur le cuivre.

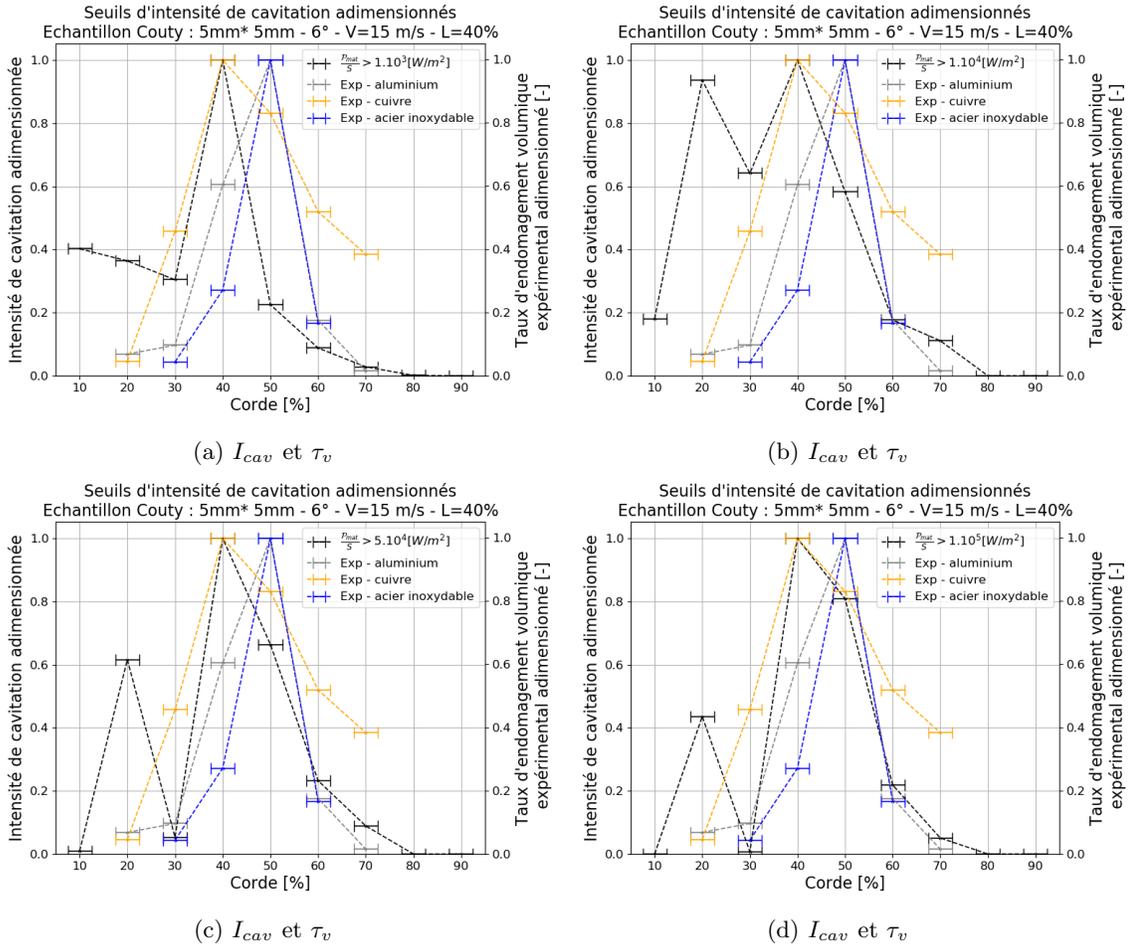


FIGURE 9.34 – Comparaison entre les données expérimentales des marquages (densité d’endommagement volumique) et des résultats de la grandeur intensité de cavitation seuillée issus des simulations numériques. Simulations à 6° , $v_{in} = 15\text{m/s}$, $L=40\%$, 3D.

Pour les vitesses supérieures, les résultats avec l’aluminium, trop marqué, ne sont pas disponibles car inexploitable. A 20 m/s , nous observons sur la *fig.9.35* que les maximums pour le cuivre et l’acier inoxydable sont localisés aux mêmes endroits, 10% en aval de la poche. Le critère d’intensité de cavitation localise le maximum d’endommagement en fermeture de poche et ne parvient pas à prédire correctement les résultats expérimentaux.

En comparant les résultats expérimentaux à l’intensité de cavitation seuillée, *fig.9.36*, nous observons globalement le même effet des seuils déjà décrits pour la vitesse de 15 m/s . La localisation du maximum d’endommagement coïncide cette fois avec les résultats expérimentaux à partir de $\frac{P_{surf}}{S} > 5.10^4\text{ W/m}^2$. Les simulations numériques prédisent cependant un maximum local situé à 20% de la corde qui n’est pas observé expérimentalement. Des indentations sont tout de même présentes dans les résultats expérimentaux jusqu’à 20% de la corde pour le cuivre et 30% pour l’acier inoxydable. Nous constatons cependant que l’augmentation du seuil diminue l’amplitude de ce maximum local et il est probable que ce dernier finisse par disparaître avec des seuils plus importants. Nous n’avons cependant pas utilisé de seuil comportant de valeur au dessus de 1.10^5 W/m^2 .

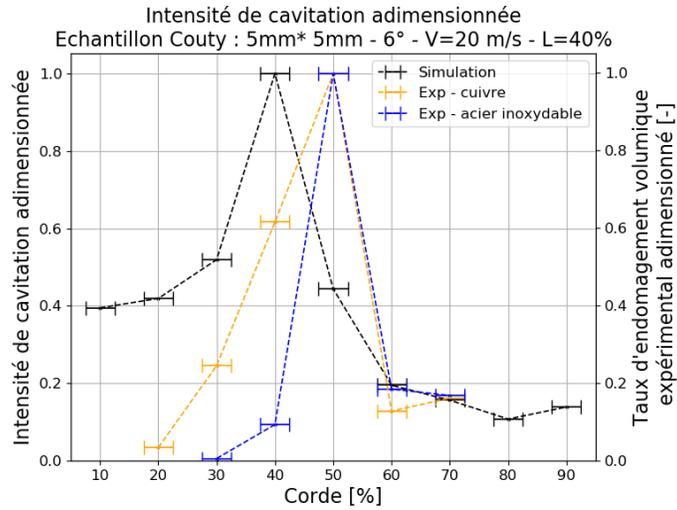


FIGURE 9.35 – Comparaison entre les données expérimentales des marquages (densité d'endommagement volumique) et des résultats de la grandeur intensité de cavitation issus des simulations numériques. Simulations à 6° , $v_{in} = 20m/s$, $L=40\%$, 3D.

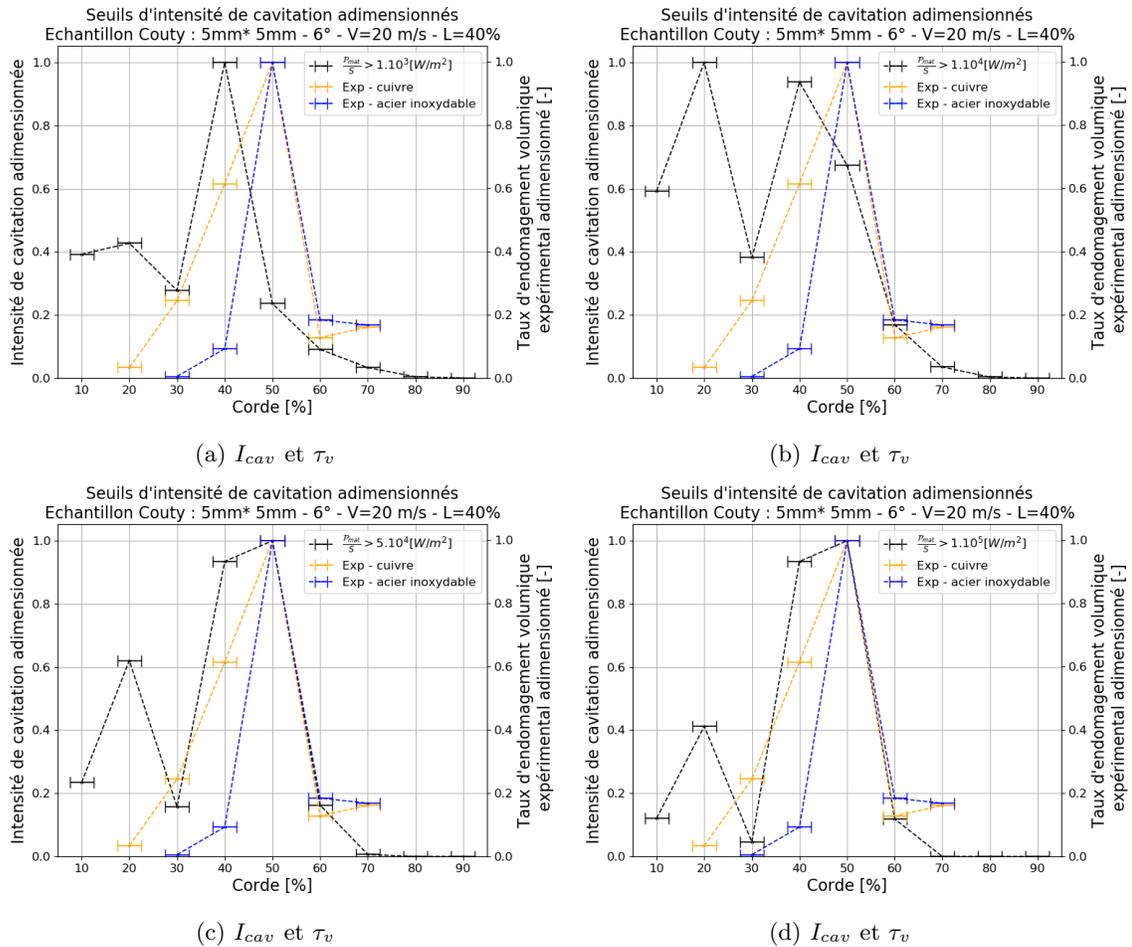


FIGURE 9.36 – Comparaison entre les données expérimentales des marquages (densité d'endommagement volumique) et des résultats de la grandeur intensité de cavitation seuillée issus des simulations numériques. Simulations à 6° , $v_{in} = 20m/s$, $L=40\%$, 3D.

Nous terminons avec le vitesse de 25 m/s dont l'intensité de cavitation est comparée aux échantillons expérimentaux sur la *fig.9.37*. La simulation et les résultats expérimentaux présentent le même profil que précédemment. La simulation sur-évalue l'intensité de cavitation dans les 20 premiers pourcents de la corde et localise le maximum à 40% de la corde, alors que les résultats expérimentaux localisent le maximum d'endommagement à 50% de la corde. Nous noterons que lorsque la vitesse augmente, les valeurs de la zone surestimée dans nos simulations (entre 10 et 30% de la corde) augmentent également.

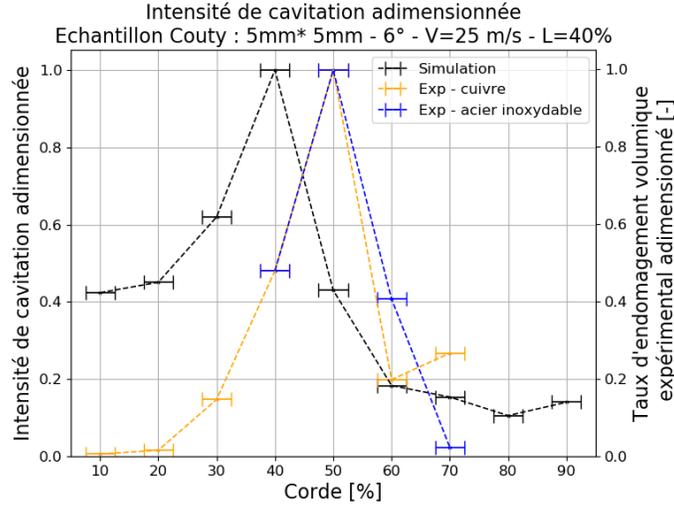


FIGURE 9.37 – Comparaison entre les données expérimentales des marquages (densité d'impact et d'endommagement volumique) et des résultats de la grandeur intensité de cavitation issus des simulations numériques. Simulations à 6° , $v_{in} = 25m/s$, $L=40\%$, 3D.

Les *fig.9.38* présentent la comparaison de l'intensité de cavitation seuillée à 25 m/s avec les résultats expérimentaux. Cette vitesse d'écoulement ne fait pas exception et nous constatons de nouveau un abaissement des valeurs de la zone sur-estimée en augmentant la valeur du seuil, tandis que la localisation du maximum est décalée en aval pour atteindre 50% de la corde pour les deux seuils les plus importants (5.10^4 et $1.10^5 W/m^2$). Nous notons toujours une persistance de la valeur à 40% de la corde qui est inférieure expérimentalement.

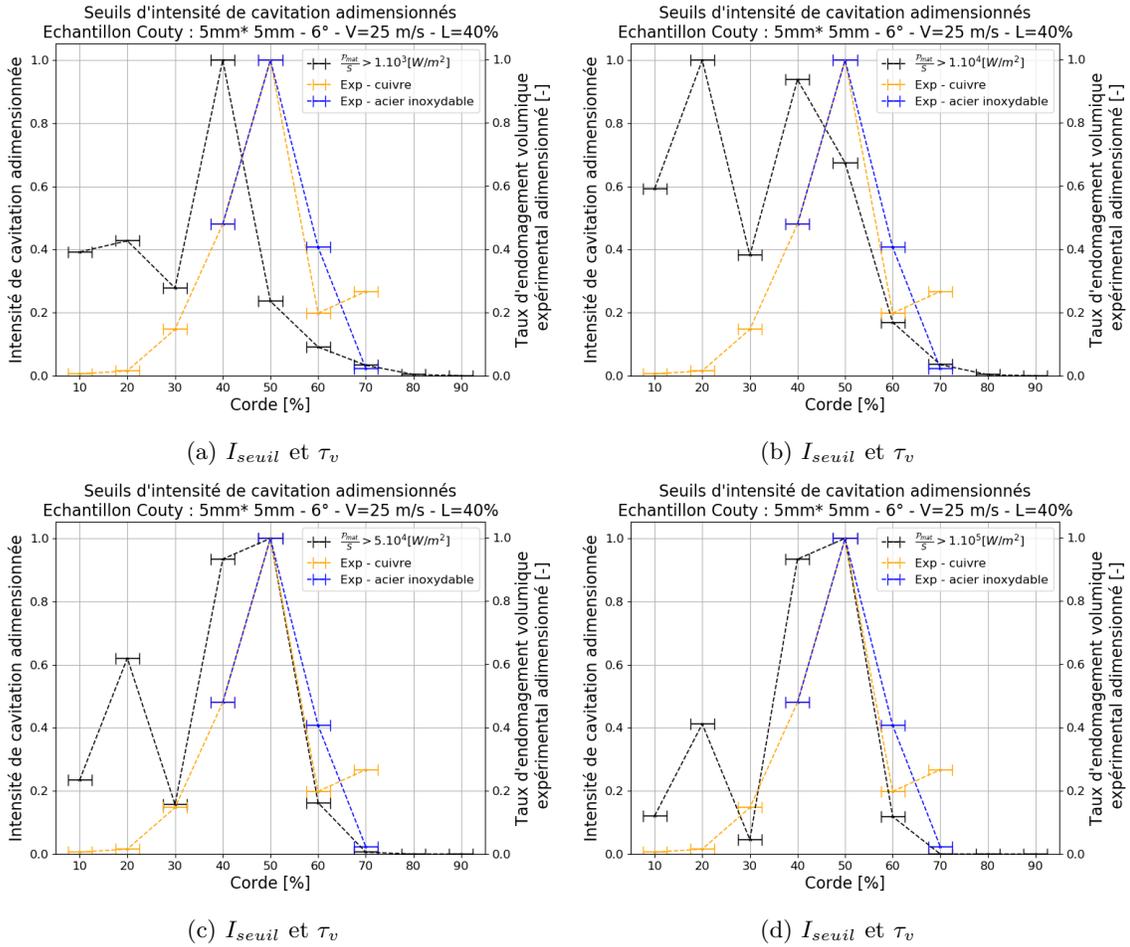


FIGURE 9.38 – Comparaison entre les données expérimentales des marquages (densité d’endommagement volumique) et des résultats de la grandeur intensité de cavitation seuillée issus des simulations numériques. Simulations à 6° , $v_{in} = 25m/s$, $L=40\%$, 3D.

9.3 Discussion des résultats

9.3.1 Comportement du terme de dérivée en pression \mathcal{P}_{cav}^p

En premier lieu, nous avons évalué la pertinence de la décomposition de I_{cav} en comparant le terme $\frac{\mathcal{P}_{cav}^p}{V_{cell}}$ avec le terme $\frac{\mathcal{P}_{cav}^\alpha}{V_{cell}}$ à 4 et 6° d’incidence. Pour ce faire, nous avons étudié ce terme avec et sans conditions d’activation. En effet, les conditions d’activation définies par la physique d’implosion de la bulle implique un signe de $\frac{\mathcal{P}_{cav}^p}{V_{cell}} < 0$ et donc opposé à $\frac{\mathcal{P}_{cav}^\alpha}{V_{cell}}$. Cependant l’évaluation sans condition d’activation ne permet pas d’obtenir de valeur positive et $\frac{\mathcal{P}_{cav}^p}{V_{cell}}$ prédit une intensité de cavitation négative qui n’est pas physique selon la définition de l’intensité de cavitation.

Malgré tout il est possible d’interpréter cela comme un mécanisme freinant l’agressivité de cavitation, ce qui prouve que $\frac{\mathcal{P}_{cav}^p}{V_{cell}}$ n’est pas à évaluer seul, mais éventuellement en sommation avec $\frac{\mathcal{P}_{cav}^\alpha}{V_{cell}}$ pour retrouver la définition de la dérivée de $\frac{\mathcal{P}_{pot}}{V_{cell}}$. Mais nous constatons que la prise en compte des deux composantes via la sommation ne permet pas d’améliorer le profil d’intensité de cavitation que ce soit à 4° ou à 6° d’incidence.

Au vu de ces résultats et des remarques faites au *chap.8.1.1*, il nous semble que le terme de dérivée en pression \mathcal{P}_{cav}^p n'est pas à prendre en compte pour évaluer l'agressivité de l'écoulement cavitant.

9.3.2 Effet du seuillage en surface du foil

Nous avons évalué l'effet du seuillage de l'intensité de cavitation en surface de l'hydrofoil pour les incidences de 4° et 6° . L'utilisation des seuils a pour but de simuler le comportement des matériaux disposant de résistances à la cavitation différentes. L'augmentation de la valeur du seuil a pour effet de diminuer l'intensité de cavitation, ce qui est cohérent avec sa définition.

Pour la poche stable, le maximum d'intensité de cavitation reste localisé à la fermeture de la poche de cavitation.

Pour la poche instable, le maximum d'intensité de cavitation est décalé en aval de la fermeture de poche (à 50% de la corde pour une poche de 40% de la corde) lorsque le seuil est suffisant.

Le comportement des seuils varie de façon conforme avec l'expérience entre la poche stable et instable et la variation de la puissance du seuil permet une modification de la localisation comme observé expérimentalement. Les simulations numériques sont ainsi capables de prédire les résultats pour les trois matériaux avec la poche instable en changeant la valeur du seuil.

Nous devons néanmoins rappeler que les valeurs des seuils sont peu monotones et pour les seuils les plus élevés, ceux qui localisent le mieux la zone d'érosion, des zones au bord d'attaque voir même à 20% de la corde sont localement prépondérantes et pourraient fausser ou rendre difficile la prédiction de la localisation des zones endommagées. Étant donné le nombre plus faible de ces événements, il est également possible qu'un temps de simulation plus important soit nécessaire pour obtenir un profil plus marqué. Nous notons également que ces maximums locaux sont lissés lors de la prise en compte de la taille des échantillons, et la comparaison aux échantillons expérimentaux a montré des résultats encourageants.

Nous avons également seuillé la puissance volumique et comptabilisé le nombre d'évènements par seuil et avons constaté une diminution du nombre d'évènements avec l'augmentation du seuil de puissance volumique utilisé. Les tendances obtenues par les seuils dans le volume font echo aux résultats de [Pereira, 1997] sur les classes de volume de bulle, donc associées à des classes d'énergie potentielle, ainsi qu'aux résultats de [Jayaprakash et al., 2012] sur les classes de tailles d'indentations associées à des énergies de déformation.

La localisation du maximum de la puissance volumique se situe en fermeture de la poche de cavitation au dessus de la zone de pénétration du jet rentrant. Lorsque la valeur du seuil augmente, la zone comprenant au moins un évènement se concentre autour de cette localisation et se rapproche donc de la surface de l'hydrofoil. Pour les seuils les plus importants, la zone de puissance volumique maximale est située dans les cellules pariétales entre 40% et 50% de la corde mais le nombre d'évènements devient très faible.

Nous proposons en annexe (C.8) une comparaison de l'évolution entre I_{cav} et V_d pour différentes conditions.

9.3.3 Différences entre les modes stables et instables

L'intensité de cavitation du mode instable est supérieure à l'intensité de cavitation du mode stable. Ces observations sont en accord avec les observations expérimentales pour lesquelles le mode instable est plus agressif que le mode stable.

Cette caractéristique se retrouve également dans les amplitudes obtenues après seuils (ainsi que les valeurs maximales) de l'intensité de cavitation. Pour une poche de 40% de la corde à 15 m/s, le seuil maximal pour l'incidence de 4° est 1.10^3 W/m^2 alors que des événements à 1.10^5 W/m^2 atteignent la surface de l'hydrofoil à l'incidence de 6° .

La zone de marquage du mode stable est correctement caractérisée par l'intensité de cavitation moyenne, et l'utilisation des seuils de puissance ne déplace pas la zone de marquage maximum. Au contraire, la zone de marquage du mode instable n'est pas correctement caractérisée par l'intensité de cavitation moyenne. L'utilisation des seuils de puissance permettent de déplacer la zone de marquage en aval de la poche jusqu'à correspondre aux zones des marquages obtenues expérimentalement.

9.3.4 Mise en évidence de l'existence de deux modes d'endommagement

Nous avons vu au paragraphe 2.5.5 que les observations expérimentales et les résultats des marquages pouvaient laisser supposer à l'existence de deux modes d'endommagement créés par deux types de structures caractéristiques d'énergies différentes présentes dans les écoulements cavitants.

Le premier type de structure est une structure de petite taille présente dans tous les écoulements cavitants en fermeture de poche où elle est créée. Ces structures n'ont pas le temps d'être convectées et implosent rapidement après la fermeture de la poche. Du fait de leur petite taille elles ne contiennent pas une énergie importante mais sont nombreuses. Dans le mode stable, elle sont produites de manière continue en fermeture de poche. Elles constituent ainsi une part importante de l'énergie en fermeture de poche menant au critère d'intensité de cavitation. L'observation du nombre d'évènement par seuil en fermeture de poche contribue à la justification d'une telle hypothèse.

Le second type de structure est la structure en fer-à-cheval caractéristique du mode instable. Ces structures sont moins nombreuses que les précédentes, mais leur volume bien plus important mène à des niveaux d'énergie supérieurs. Ces structures sont convectées par l'écoulement et n'implosent pas directement en fermeture de la poche mais entre 5% et 10% en aval de celle-ci pour notre géométrie. L'implosion de ces structures reste localisée proche de la paroi de façon plus dispersée que le premier type de structure. Leur contribution peut ainsi être lissée dans le processus de moyenne. L'utilisation des seuils permet de révéler leur contribution en aval de la poche et coïncide avec les observations expérimentales.

La différence de comportement face au critère d'intensité de cavitation moyen entre le mode stable et le mode instable, est donc un argument supplémentaire à l'existence de deux familles de structures distinctes contribuant à l'endommagement.

9.4 Synthèse

Parmi les différentes méthodes expérimentales permettant de mesurer l'érosion de cavitation, nous nous sommes intéressés à la méthode de marquage de [Knapp, 1955] qui, selon [Hammit, 1963], peut permettre de remonter aux événements fluides à l'origine du marquage. Partant de ce postulat, [Fortes-Patella et al., 2012] a développé un modèle complet en reliant les différentes échelles et étapes de l'érosion de cavitation par une transmission de l'énergie faisant intervenir des rendements. La première étape de ce modèle consiste à déterminer l'énergie potentielle contenue dans les structures de vapeur et particulièrement la portion de cette énergie atteignant la surface du matériau. Plusieurs modèles sont utilisés pour déterminer numériquement cette puissance potentielle. Parmi ces méthodes, la méthode d'origine de [Fortes-Patella et al., 2012], dite de l'énergie potentielle, est la plus apte à localiser correctement les zones d'érosion selon différents auteurs.

Différentes variantes de cette méthode existent et nous avons vu que bon nombre ne sont pas basées sur une application exacte de la dérivée lagrangienne. Correctement développée, cette dernière se décompose de deux termes : $\frac{\mathcal{P}_{cav}^p}{V_{cell}}$ et $\frac{\mathcal{P}_{cav}^a}{V_{cell}}$ que nous avons comparés. Le premier terme est négatif, nous pouvons l'interpréter comme un terme qui freinerait le développement de l'agressivité de cavitation. Cependant, la somme des termes tend à augmenter l'intensité de cavitation au bord d'attaque ce qui n'est pas observé sur les essais expérimentaux et est considéré comme un artefact numérique. La prise en compte de $\frac{\mathcal{P}_{cav}^a}{V_{cell}}$ seul permet de mieux situer la zone d'érosion.

Nous avons également proposé une interprétation physique permettant de dériver l'énergie potentielle en puissance potentielle sans faire apparaître le terme $\frac{P_{cav}^p}{V_{cell}^\alpha}$. Pour ces raisons nous avons donc considéré par la suite l'intensité de cavitation suivante : $I_{cav} = I_{cav}^\alpha$.

Nous avons appliqué la méthode d'énergie potentielle à nos simulations à 4° et 6° d'incidence pour différentes vitesses et longueurs de poche. Le premier constat est que la différence d'agressivité entre la poche stable (moins agressive) et la poche instable est prédite par le modèle avec une hausse d'un ordre de grandeur de l'intensité de cavitation.

Pour la poche stable à 4°, la zone d'érosion ainsi que le comportement expérimental sont correctement captés par le critère d'intensité de cavitation. L'évolution du critère d'intensité de cavitation lorsque les conditions d'écoulement changent dévie cependant des observations expérimentales :

- L'évolution du maximum d'intensité de cavitation suit une loi en $\rho l v_{ref}^2$, là où il est expérimentalement attendu une loi en $\rho l v_{ref}^3$ pour la vitesse de marquage.
- Le maximum d'intensité de cavitation augmente lorsque la longueur de poche diminue alors que cet effet n'est pas retrouvé expérimentalement (intensité indépendante de la longueur de poche).

Néanmoins il est fait expérimentalement l'observation d'un gradient plus important sur les poches de plus petites tailles (corroborés par les profils de pression). De plus, nous avons remarqué au *chap.6* une augmentation des fréquences présentes dans le spectre de pression lorsque la taille de la poche diminue. Ce comportement est cohérent avec une loi en Strouhal constant. Ces deux observations pourraient expliquer l'augmentation du niveau d'intensité de cavitation observé numériquement lorsque la taille de la poche diminue. Il s'agit donc d'avantage d'une sensibilité numérique plus importante qu'expérimentalement que d'un écart de prédiction du comportement physique.

Pour la poche instable à 6°, la zone d'érosion est localisée de façon consistante pour les différentes vitesses d'écoulement mais une déviation de la prédiction de la localisation du maximum d'intensité de cavitation est observée. Les simulations numériques prédisent un maximum localisé sur la fermeture de la poche alors que ce maximum est placé à 10% en aval de la poche pour les essais avec une poche de 40%. Rappelons néanmoins que de part l'écart présent entre les thèses de [Pereira, 1997] et [Couty, 2001] (voir paragraphe 2.5.4), les simulations numériques ne sont pas réalisées avec même nombre de cavitation que les essais d'érosion. Cet écart pourrait contribuer à la localisation plus en aval de la zone d'érosion sur les essais expérimentaux. Le maximum d'intensité de cavitation suit une loi en $\rho l v_{ref}^{2,9}$ qui est proche des tendances expérimentales attendues.

Pour simuler le comportement de différents matériaux, nous nous sommes également intéressés au seuil de l'intensité de cavitation. L'application d'un seuil diminue l'énergie reçue en surface de l'hydrofoil. La valeur de l'intensité de cavitation seuillée diminue donc avec l'augmentation du filtre. Ce comportement permet de simuler des matériaux résistants à l'intensité de cavitation, tels que l'acier inoxydable dans les résultats de [Pereira, 1997].

L'application des seuils sur l'écoulement à 4° d'incidence n'a pas modifié la localisation de la zone d'érosion. Pour l'écoulement à 6° d'incidence, la zone d'érosion est progressivement décalée en aval de la poche avec l'augmentation du seuil. Ce comportement est également observé expérimentalement. En moyenne la zone d'érosion sur une poche stable à 4° d'incidence est localisée à la fermeture de la poche, alors que pour une poche instable à 6° d'incidence la zone d'érosion est localisée 10% en aval de la fermeture de la poche de cavitation.

Nous avons poursuivi l'étude de l'influence des seuils sur l'intensité de cavitation en évaluant le nombre d'évènements pour chaque seuil. Ce dernier diminue avec l'augmentation du seuil. Nous avons également constaté que la taille de la poche de cavitation ne change pas l'ordre de grandeur du nombre d'évènement pour chaque seuil mais que l'augmentation de la vitesse d'écoulement modifie le seuil minimal à partir duquel le nombre d'évènements par seuil décroît, ainsi que le seuil maximal pour lequel il existe au moins un évènement. De plus à vitesse d'écoulement équivalente, ces deux seuils sont décalés de deux ordres de grandeur entre l'écoulement à 4° et l'écoulement à 6° d'incidence.

Dans cette thèse, nous avons également évoqué l'existence de deux groupes de structures dites macroscopiques et de petites tailles liées au régime de cavitation. Les premières sont caractéristiques du régime instable alors que les secondes apparaissent à tous les régimes d'écoulement et sont liées à de petites perturbations locales de la poche de cavitation par des instabilités de l'écoulement.

Les structures de petites tailles du régime stable possèdent un taux de vide relativement faible (et donc un volume faible) et ne s'éloignent que peu de la poche de cavitation ce qui n'en fait pas des candidats propices au développement de pic d'intensité de cavitation d'amplitude importante. Les structures macroscopiques, au contraire, s'éloignent d'avantage de la poche de cavitation où la pression ambiante est importante et leur taux de vide (et donc le volume) n'est pas négligeable. Elles sont donc propices au développement de pics d'intensité de cavitation d'amplitude importante. Ces pics sont produits de manière cyclique et répétées avec le détachement périodique de la poche de cavitation.

En évaluant également les seuils de puissance volumique dans le fluide, nous avons pu déterminer les lieux de production de l'intensité de cavitation pour différents seuils. Ces derniers sont majoritairement situés dans la zone de fermeture. Lorsque le seuil augmente (les derniers seuils pour lesquels des événements existent), la zone se rapproche de l'hydrofoil et est étalée dans les 10% en aval de la fermeture de poche. Quelques événements d'amplitude moindre sont situés plus en aval encore et au dessus de la poche de cavitation, dans le volume des structures convectées. De part la distance à la paroi et leur intensité moindre ces événements sont considérés comme moins agressifs.

En conclusion, le modèle d'intensité de cavitation développé par [Fortes-Patella et al., 2012], combiné au modèle bi-fluide de *neptune_cfd* et au modèle de changement de phase développé dans cette thèse, permet une simulation cohérente des écoulements cavitants et de la localisation de la zone d'érosion de cavitation sur le cas de l'hydrofoil NACA 65012. Il est à noter que l'utilisation du modèle d'intensité de cavitation sans recourir à l'utilisation de seuils de la puissance surfacique ne permet pas la bonne localisation du maximum d'intensité de cavitation à 6° . L'utilisation de seuils surfaciques de l'intensité de cavitation d'une valeur d'au moins 1.10^4 W/m^2 permet de mieux localiser la zone d'érosion à 4° et 6° pour les différents régimes d'écoulements. L'utilisation des seuils permet également de réduire l'intensité de cavitation présente sur les simulations numériques au bord d'attaque pour l'écoulement à 6° et qui ne sont pas observées expérimentalement. En raison de son fondement physique et de l'amélioration des résultats dans nos simulations, l'utilisation de seuils pour évaluer l'intensité de cavitation est donc à recommander.

Malgré les bons résultats obtenus dans ces travaux, certains points restent tout de même à approfondir. En particulier la sensibilité du modèle au gradient de pression de l'écoulement, mis en exergue avec l'obtention d'une intensité de cavitation relativement marquée au bord d'attaque à 6° d'incidence alors qu'aucun marquage n'y est observé expérimentalement, ainsi que dans l'évolution de l'intensité de cavitation avec la longueur de poche. De plus, nous rappelons qu'aucune corrélation à ce jour ne permet de relier les valeurs de seuils de l'intensité de cavitation avec les propriétés physiques des matériaux de manière satisfaisante pour différentes familles de matériaux. Il s'agit là d'un verrou majeur pour l'obtention d'une prédiction quantitative du volume d'érosion à partir des simulations numériques en suivant la méthode de [Fortes-Patella et al., 2012]. Une telle démarche permettant de relier I_{cav} à V_d est présentée dans [Fortes-Patella et al., 2004] et [Leclercq, 2017], mais nécessite encore d'être validée quantitativement.

Quatrième partie

Conclusion et perspectives

Conclusions et perspectives

10.1 Conclusions

Cette thèse s'intègre dans un ensemble de travaux issus d'une collaboration entre EDF, le LEGI et le CETIM visant à mieux comprendre et prévoir l'érosion de cavitation. Elle est la suite directe et l'extension de la thèse de [Leclercq, 2017] réalisée sur un code homogène (le code open source Code_Saturne principalement développé par EDF) et des travaux initiés par [Mimouni et al., 2008].

Dans cette thèse, nous nous sommes intéressés à la simulation numérique des écoulements cavitant à l'aide d'une modélisation bi-fluide basée sur le code *neptune_cfd*, co-développé par EDF, CEA, Framatome et IRSN. Nous avons pu voir que ce type de modélisation est très peu appliquée à la cavitation et la majorité des études se font à l'aide de codes homogènes et plus particulièrement des modèles à transport de taux de vide qui présentent de nombreux empirismes dans leur formulation.

En vue de la validation de l'outil numérique développé, nous avons choisi d'utiliser le cas expérimental du NACA 65012 utilisé par [Pereira, 1997] et [Couty, 2001] à l'EPFL et donnant à la fois accès à une étude de l'hydrodynamique de la poche de cavitation, et à l'étude de l'érosion de cavitation par des essais de marquage. Ce cas est bien connu de EDF et du LEGI de part leur implication respective et de nombreux auteurs s'intéressent maintenant à ces essais pour évaluer leurs simulations numériques.

En l'état, les modèles de terme source d'énergie disponibles d'origine dans le code *neptune_cfd*, développés pour la thermohydraulique nucléaire, ne sont pas capables de correctement simuler un écoulement cavitant et se sont révélés très instables dans les conditions permettant l'apparition de la cavitation. Nous avons alors proposé un nouveau modèle, écrit en différence d'enthalpie par rapport à l'enthalpie de saturation, dans le but de corriger ces défauts et de s'affranchir des limites des modèles de terme source de type transport de taux de vide majoritairement présents dans la littérature homogène.

L'application de cette modélisation sur le cas test de l'EPFL s'est révélée satisfaisante. Nous avons pu étendre les conditions simulées lors des précédentes tentatives (sur et Code_Saturne) en simulant une poche stable sur le NACA 65 012 à 4° d'incidence. A cette incidence nous avons pu simuler l'ensemble des conditions hydrauliques testées expérimentalement (longueur de poche de 20 à 40% de la corde et vitesse de 15 à 32 m/s) et l'erreur commise sur le nombre de cavitation pour une longueur de poche donnée est inférieure à 5%.

Sur la simulation de la poche dite instable à 6° d'incidence, c'est à dire avec des lâchers périodiques de structures de vapeur, nous nous sommes également intéressés à l'aspect qualitatif des simulations numériques. Nous avons constaté que les lâchers de structures de cavitation, caractéristiques du régime instable, sont conformes aux images expérimentales. La poche exhibe un comportement périodique marqué par la propagation d'un jet rentrant donnant lieu au détachement de structures tourbillonnaires appelées "tourbillons en fer-à-cheval". Ces structures se détachent au milieu ou aux quarts de l'en-

vergure puis sont convectées le long de l'hydrofoil. Durant cette convection ces structures condensent, imposent et rebondissent avant de disparaître. D'un point de vue quantitatif l'erreur commise sur l'estimation du nombre de cavitation du mode instable est supérieure à celle obtenue avec la poche stable, ce qui n'est pas étonnant compte-tenu de la complexification de l'écoulement, mais elle reste contenue sous les 10%. Nous avons également analysé les fréquences de détachement du mode instable qui sont proches des fréquences mesurées expérimentalement avec une erreur inférieure à 10%. Nous noterons toute fois que la condition hydraulique à la vitesse la plus élevée de 30 m/s met le code en difficulté et a été jugée non suffisamment convergée en 3D, malgré l'obtention de résultats cohérents avec l'expérience et avec les simulations 2D.

Nous avons poursuivi avec la présentation de la notion d'intensité de cavitation dont beaucoup de variantes existent. Nous nous sommes concentrés sur les méthodes qui supposent que l'origine de l'érosion de cavitation est causée par les ondes de pression; et plus particulièrement le modèle d'intensité de cavitation, basé sur le mécanisme de cascade énergétique et le calcul d'une puissance surfacique rayonnée à partir des structures de vapeur. Nous avons ainsi détaillé leur construction et avons conclu qu'il est nécessaire de correctement appliquer les dérivées lagrangiennes pour ne pas introduire d'erreur dans la modélisation. Différents termes ont été considérés comme P_{cav}^p et P_{cav}^α , mais nous proposons une nouvelle méthode d'obtention et d'interprétation de l'intensité de cavitation associée à un cadre physique qui ne fait pas apparaître de terme supplémentaire à P_{cav}^α . Dans cette partie nous avons également développé la notion de seuil, ainsi que différentes manières de l'exploiter dans nos simulations. Il traduit numériquement le filtrage par le matériau des sollicitations les moins intenses à l'érosion de cavitation qui ne contribueraient pas à l'endommagement.

Sur la poche de cavitation stable à 4° d'incidence, la localisation du maximum d'intensité de cavitation coïncide avec les résultats expérimentaux pour la majorité des conditions hydrauliques simulées avec un maximum situé en fermeture de poche. L'application des seuils sur l'intensité de cavitation diminue l'intensité de cavitation perçue par l'hydrofoil. Ce comportement correspond à l'obtention de taux d'endommagement différents relevés expérimentalement lors de utilisation de matériaux différents, ce qui était attendu de l'utilisation des seuils.

Pour la poche instable à 6° d'incidence, la localisation du maximum d'intensité de cavitation ne correspond généralement pas à la localisation expérimentale exacte. Cependant dans le cas du régime instable, l'application des seuils permet de décaler le maximum d'intensité de cavitation en aval de la fermeture de poche, ce qui coïncide avec les résultats expérimentaux. Certaines parties des courbes expérimentales et numériques adimensionnées se superposent ainsi, mais nous n'obtenons pas toujours un accord pour les trois matériaux. Nous avons noté une incohérence entre les conditions hydrauliques utilisées dans les thèses de [Pereira, 1997] et [Couty, 2001]. Cet écart mène probablement à une différence de longueur de poche entre les deux thèses, ce qui est un point pouvant expliquer les résultats plus dispersés et la localisation du maximum de déformation plus en aval de la fermeture de poche théorique du mode instable.

Les seuils sont donc un outil utile à la bonne prévision de l'intensité de cavitation. Ils permettent tout à la fois de prendre en compte le comportement physique des matériaux en atténuant la puissance disponible pour déformer le matériaux, mais également de mieux localiser la zones d'érosion sur différents régimes.

Nous pouvons également commenter l'étude préparatoire présente en annexe G qui tire partie des capacités de notre modélisation avec une application de la grandeur intensité de cavitation en eau chaude.

Nous nous sommes intéressés au comportement de la cavitation lorsque la température augmente en fixant la vitesse d'entrée à 15 m/s pour les deux incidences. Nous avons observé une modification de la longueur et de l'aspect de la poche de cavitation comme le prévoit la littérature. Ce comportement n'est pas linéaire mais suit une courbe en cloche. La longueur de la poche diminue d'abord de taille à sigma fixé jusqu'à 50°C, avant de s'allonger et de se déstructurer.

Nous avons observé un comportement similaire concernant l'intensité de cavitation avec un maxi-

mum situé à 50°C, ce qui correspond aux résultats trouvés dans la littérature.

Nous sommes donc parvenus à simuler la cavitation instationnaire sur un hydrofoil en utilisant la modélisation bi-fluide du code *neptune_cfd* et en proposant un nouveau modèle de cavitation. Nous ainsi pu étendre le nombre de conditions hydrauliques simulées en comparaison de la précédente approche basée sur un code homogène, tout en améliorant les résultats hydrodynamiques.

L'implémentation et l'utilisation du modèle de prévision de l'intensité de cavitation a également permis de localiser correctement la zone d'érosion maximale sur les deux régimes de cavitation.

Enfin, nous avons démontré l'intérêt d'utiliser un modèle bi-fluide en simulant correctement les tendances attendues du comportement de la poche de cavitation en eau chaude sans avoir à modifier le modèle qui a été utilisé tout au long de cette thèse.

Malgré tout, la modélisation numérique présentée dans cette thèse est encore imparfaite et des efforts restent à poursuivre dans la compréhension de l'érosion de cavitation. Nous détaillons cela dans la partie suivante.

10.2 Perspectives

Nous proposons des perspectives sur trois aspects du travail présenté dans ce manuscrit :

- Tout d'abord, le modèle de cavitation doit être validé sur d'autres types d'écoulements cavitants.
- Ensuite, le modèle de cavitation proposé et basé sur des termes-sources en énergie peut sans doute être encore amélioré, comme présenté ci-dessous.
- Enfin, ces nouvelles fonctionnalités de l'outil numérique *neptune_cfd* doivent pouvoir être appliquées à des problématiques industrielles et prouver ainsi son apport dans la réponse aux enjeux industriels de l'érosion de cavitation.

Nous avons proposé et testé un modèle de cavitation et un modèle de prévision de l'intensité de cavitation sur une unique géométrie, à savoir le NACA 65012. Il est important de poursuivre la validation de ces deux modèles sur d'autres géométries. La littérature dispose de nombreuses expériences sur des hydrofoils, des ogives ou encore des venturis cavitants permettant de poursuivre la comparaison hydrodynamique.

Pour la prédiction de l'érosion de cavitation la littérature est moins fournie, en particulier si l'on souhaite connaître le volume de déformation et non l'aire de la surface déformée (diamètres des indentations) uniquement. L'expérience la plus utilisée est le convergent-divergent cylindrique de [Franc, 2009].

Compte tenu des résultats atteints aujourd'hui par les meilleures simulations numériques, il paraît intéressant de repousser les limites des expériences réalisées jusqu'à présent pour mieux discriminer les sources d'erreurs de modélisation. Il serait ainsi très intéressant de lancer une étude numérique combinée avec une étude expérimentale plus moderne et disposant d'une quantification précise des incertitudes expérimentales.

Dans le cas de l'expérience [Pereira, 1997] utilisée dans cette thèse, il subsiste une incertitude quand à la répétabilité de l'expérience. En effet, cinq ans plus tard [Couty, 2001] obtient un réglage vitesse- σ -longueur de poche différent dans le même tunnel hydrodynamique et avec la même géométrie d'hydrofoil. Cette erreur va au delà de l'incertitude de mesure et il est probable que la longueur de poche ne soit pas similaire entre ces deux expériences. Dès lors la validation du modèle numérique de prévision de l'intensité de cavitation ne peut être réalisée que dans une certaine mesure. Dans un premier temps, nous pourrions donc réaliser des simulations numériques complémentaires à nombre de cavitation plus faible, correspondants aux essais de [Couty, 2001], pour vérifier l'impact de la modification de la longueur de poche sur la prédiction de la localisation de la zone maximale d'érosion avec le modèle d'intensité de cavitation. Dans un second temps, une expérience de confirmation de la répétabilité de [Pereira, 1997] et [Couty, 2001] serait souhaitable.

Le modèle de changement de phase mis en place dans cette thèse peut également être questionné et amélioré. En particulier, nous pouvons nous poser la question de la validité thermodynamique du modèle de changement de phase, c'est à dire le respect du second principe de la thermodynamique. La nature et la complexité des équations du modèle bi-fluide rend difficile la réponse à cette question. Un début de réponse peut être apporté en considérant un jeu d'équation simplifié de la conservation de la quantité de mouvement en s'inspirant des travaux de la littérature tels que [Hurisse, 2020]. Il paraît plausible de considérer un couple entropie-flux d'entropie qui serait dérivé de l'entropie du modèle à sept équations (amputée d'une pression et de la fermeture sur le taux de vide) mais qui conserverait du reste la même forme de terme source admissible.

Cette perspective ouvre la voie au développement et à la comparaison d'autres modélisations du terme source de changement de phase. En effet, nous avons étudié dans un premier temps une approche de modélisation de la cavitation par différence d'enthalpie de la phase par rapport à sa valeur à saturation, pour limiter les paramètres du modèle. Il serait possible de considérer d'autres approches ou d'augmenter la complexité du modèle pour mieux prendre en compte les interactions de la cavitation. Nous proposons trois possibilités atteignables à court terme :

- extension du modèle de changement de phase proposé dans cette thèse, en poursuivant l'approche thermodynamique ou en ajoutant de la phénoménologie du transfert thermique autour des bulles ;
- ajout d'une équation de transport du taux de vide avec un modèle de changement de phase pondéré par l'aire interfaciale de la bulle ;
- modification de l'équation de transport du taux de vide en implémentant la dynamique de la bulle (de façon analogues aux modèles basés sur l'équation de Rayleigh-Plesset).

La question de la modélisation de la turbulence en cavitation est également un sujet d'intérêt. Nous avons utilisé un modèle de premier ordre $k - \epsilon$ linéaire pour sa stabilité et ses bons résultats. Contrairement à la majorité des approches homogènes, nous n'avons pas eu à rajouter de correction de la turbulence. Mais nous avons tout de même évoqué la possibilité que la modélisation de la turbulence joue un rôle dans l'écart observé entre les nombres de cavitation expérimentaux et numériques à haute vitesse. D'autres modèles de turbulence, d'ordres plus élevés, existent et pourraient permettre d'améliorer encore la fidélité des simulations numériques, notamment au regard de la convection des structures de cavitation et de leur interaction avec l'écoulement.

Le caractère fortement instationnaire des écoulement cavitants justifie l'utilisation d'un schéma temporel d'ordre deux. Néanmoins un schéma d'ordre deux en temps est généralement moins stable qu'un schéma d'ordre un. Or le schéma numérique actuel a également montré ses limites sur la poche instable à 6° d'incidence sur les vitesses les plus élevées et les poches les plus courtes. Nous avons montré que ces instabilités disparaissent en augmentant la température. Un travail paraît donc à faire sur la stabilité du code à basse pression et basse température.

La poursuite directe de cette thèse est l'application de la modélisation à une pompe rotodynamique. Un travail préparatoire a été réalisé durant cette thèse mais nous avons manqué de temps pour mettre en œuvre l'étude complète sur une pompe en régime cavitant. Les étapes franchies et l'état actuel du travail sont disponibles en annexe. Les résultats laissent entrevoir une étude possible à moyen terme. Le logiciel *neptune.cfd* n'étant pas initialement destiné à réaliser des études sur une pompe, un travail à plus long terme peut être envisager afin de compléter l'outil avec les fonctionnalités facilitant l'étude en pompe (Arbitrary Lagrangian-Eulerian, symétrie axiale, ...) comme c'est le cas pour le code homogène Code.Saturne. Des résultats expérimentaux sont disponibles pour évaluer les capacités du modèle de changement de phase à prévoir la perte de performance due à la cavitation, ainsi que le modèle d'intensité de cavitation à prédire les zones d'érosion sur la pompe SHF et ont déjà été exploités dans [Leclercq, 2017].

L'intérêt de l'utilisation d'un modèle bi-fluide avec équation d'énergie réside aussi dans sa prise en compte du déséquilibre thermique. Une application en fluide cryogénique, ou du moins en fluide thermosensible, est également à prévoir. Des travaux pour une applications au sodium liquide ont été réalisés durant cette thèse. Ces essais de faisabilité laissent entrevoir la nécessité d'un travail sur les tables thermodynamiques utilisées dans *neptune_cfd*. La stabilité du code pourrait également être un frein puisque la différence de masse volumique entre les phases est encore plus élevée en sodium qu'en eau, avec des pressions de vapeur saturante très faibles.

Bibliographie

- [Agostino et Rapposelli 2003] AGOSTINO, L. ; RAPPOSELLI, E. : A Barotropic Cavitation Model with Thermal Effects, 11 2003
- [Allison et Johnson 1989] ALLISON, C.M. ; JOHNSON, E.C. : *SCDAP/RELAP5/MOD2 Code Manual*, 1989
- [ANSYS 2011] ANSYS : *ANSYS CFX-Solver Theory Guide 14.0*, 2011
- [ANSYS 2013] ANSYS : *ANSYS Fluent Theory Guide 15.0*, 2013
- [Arabnejad et al. 2021] ARABNEJAD, M.H. ; SVENNBERG, U. ; BENSOW, R.E. : Numerical assessment of cavitation erosion risk using incompressible simulation of cavitating flows. In : *Wear* 464-465 (2021), S. 203529. – ISSN 0043-1648
- [Archer et Simoneau 1997] ARCHER, A. ; SIMONEAU, R. : Transposition of cavitation marks on different hardness metals. In : *ASME Fluids Engineering Division Summer Meeting* (1997)
- [Auton 1987] AUTON, T.R. : The lift force on a spherical body in a rotational flow. In : *J. Fluid Mech.* 183 (1987), S. 199–218
- [Avellan et Dupont 1988] AVELLAN, F. ; DUPONT, P. : Cavitation erosion of the hydraulic machines : generation and dynamics of erosive cavities. In : *Proceedings of the 14th IAHR Symposium on Hydraulic Machinery : Progress with Large and High Specific Energy Units, june 20-23* (1988), 01
- [Avellan et al. 1991] AVELLAN, F. ; DUPONT, P. ; FARHAT, M. : Cavitation erosion power. In : *Proceedings of the Cavitation 91 symposium, JSME Fluid Engineering Conference* 116 (1991)
- [AVL 2020] AVL : *AVL FIRE M Release Notes*, 2020
- [Ayela et al. 2015] AYELA, Frédéric ; COLOMBET, Damien ; LEDOUX, Gilles ; TILLEMENT, Olivier : Thermal investigation of cavitating flows through microchannels, with the help of fluorescent nano-probes. In : *La Houille Blanche* 101 (2015), Nr. 1, S. 102–108
- [Bae et al. 2022] BAE, J.H. ; CHANG, K. ; LEE, G.H. ; KIM, B.C. : Bayesian Inference of Cavitation Model Coefficients and Uncertainty Quantification of a Venturi Flow Simulation. In : *Energies* 15 (2022), Nr. 12. – ISSN 1996-1073
- [Baer et Nunziato 1986] BAER, M.R. ; NUNZIATO, J.W. : A two-phase mixture theory for the deflagration-to-detonation transition (DDT) in reactive granular materials. In : *Int. J Multiphase Flow* 12 (1986), S. 861 :889
- [Bark et al. 2004] BARK, G. ; N.BERCHICHE ; GREKULA, M. : The EROCAV Observation Handbook. (2004)

- [Battistoni et al. 2014] BATTISTONI, M. ; SOM, S. ; LONGMAN, D.E. : Comparison of Mixture and Multifluid Models for In-Nozzle Cavitation Prediction. In : *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power* 136 (2014), 02, Nr. 6. – 061506. – ISSN 0742-4795
- [Berne 1983] BERNE : *Analyse critique des modèles d'autovaporisation utilisés dans le calcul des écoulements diphasiques en conduites*, École Centrale de Paris, Thèse, 1983
- [Bestion et al. 2011] BESTION, D. ; COSTE, P. ; NICENO, B. ; MIMOUNI, S. ; BARTOSIEWICZ, Y. : Two-phase CFD : The various approaches and their applicability to each flow regime. In : *Multiphase Science and Technology* 23 (2011), 01, S. 101–128
- [Bilicki et al. 1996] BILICKI, Z. ; KWIDZINSKI, R. ; MOHAMMADEIN, S.A. : Evaluation of the relaxation time of heat and mass exchange in the liquid-vapour bubble flow. In : *International Journal of Heat and Mass Transfer* 39 (1996), S. 753–759
- [Biluš et al. 2013] BILUŠ, I. ; MORGUT, M. ; NOBILE, E. : Simulation of Sheet and Cloud Cavitation with Homogenous Transport Models. In : *International Journal of Simulation Modelling* 12 (2013), 06, S. 94–106
- [Bourdon et al. 1990] BOURDON, P. ; SIMONEAU, R. ; F.AVELAN ; FARHAT, M. : Vibratory characteristics of erosive cavitation vortices downstream of a fixed leading edge cavity. In : *Proceedings Inter. Symp., IARH, Belgrade, H-3* (1990)
- [Brennen 1995] BRENNEN, C. E. : *Cavitation and Bubble dynamics*. Oxford University Press, 1995
- [Carrat et al. 2019] CARRAT, JB. ; FORTES-PATELLA, R. ; FRANC, JP. : Experimental and Numerical Investigation of the Erosive Potential of a Leading Edge Cavity. In : *International Journal of Fluid Machinery and Systems* 12 (2019), 06, S. 136–146
- [Cervone et al. 2005] CERVONE, A. ; RAPPOSELLI, E. ; BRAMANTI, C. ; AGOSTINO, L. : Thermal Cavitation Experiments on a NACA 0015 Hydrofoil. In : *Journal of Fluids Engineering* 128 (2005), 09, Nr. 2, S. 326–331. – ISSN 0098-2202
- [Chen et al. 2016] CHEN, T. ; HUANG, B. ; WANG, G. ; ZHAO, X. : Numerical study of cavitating flows in a wide range of water temperatures with special emphasis on two typical cavitation dynamics. In : *International Journal of Heat and Mass Transfer* 101 (2016), S. 886–900. – ISSN 0017-9310
- [Cole 1948] COLE : *Underwater explosions*. (1948)
- [Colombet et al. 2017] COLOMBET, D. ; GONCALVES, E. ; FORTES-PATELLA, R. : On numerical simulation of cavitating flows under thermal regime. In : *International Journal of Heat and Mass Transfer* 105 (2017), 02, S. 411–428
- [Coutier 2001] COUTIER, O. : *Modélisation des Écoulements Cavitatns : Etude des Comportements Stationnaires et Application Tridimensionnelle aux Turbomachines*, INPG, Thèse, 2001
- [Coutier-Delgosha et al. 2006] COUTIER-DELGOSHA, O. ; DEVILLERS, J.F ; PICHON, T. ; VABRE, A. ; WOO, R. ; LEGOUPIL, S. : Internal structure and dynamics of sheet cavitation. In : *Physics of Fluids* 18 (2006), Nr. 1, S. 017103
- [Couty 2001] COUTY, P. : *Physical investigation of cavitation vortex collapse*, EPFL, Thèse, 2001
- [Delannoy 1990] DELANNOY, Y. : Two phase flow approach in unsteady cavitation modelling. In : *Proc. of Cavitation and Multiphase Flow Forum, 1990*, 1990, S. 153–158
- [Dular et al. 2004] DULAR, M. ; BERND, S. ; BRANE, S. : Relationship between cavitation structures and cavitation damage. In : *Wear* 257 (2004), Nr. 11, S. 1176–1184. – ISSN 0043-1648

- [Dular et al. 2006] DULAR, M.; BERND, S.; BRANE, S. : Development of a cavitation erosion model. In : *Wear* 261 (2006), Nr. 5, S. 642–655. – ISSN 0043-1648
- [Dular et Coutier-Delgosha 2013] DULAR, M.; COUTIER-DELGOSHA, O. : Thermodynamic effects during growth and collapse of a single cavitation bubble. In : *Journal of Fluid Mechanics* 736 (2013), S. 44–66
- [Dular et al. 2018] DULAR, M.; POŽAR, T.; PETKOVŠEK, R. : High speed observation of damage created by a collapse of a single cavitation bubble. In : *Wear* (2018)
- [Escaler et al. 2007] ESCALER, X.; FARHAT, M.; EGUSQUIZA, E.; AVELLAN, F. : Dynamics and Intensity of Erosive Partial Cavitation. In : *Journal of Fluids Engineering* 129 (2007), Nr. 7, S. 866–893. – ISSN 0098-2202
- [Eskilsson et Bensow 2015] ESKILSSON, C.; BENSOW, R. E. : Estimation of cavitation erosion intensity using CFD : Numerical comparison of three different methods. In : *Proceedings of the Fourth International Symposium on Marine Propulsors, Austin, Texas, USA, June 1 (2015)*, 01, S. 9–16
- [Flageul et al. 2012] FLAGEUL, C.; FORTES-PATELLA, R.; ARCHER, A. : Cavitation Erosion Prediction by Numerical Cavitation, 02 2012
- [Fortes-Patella et al. 2012] FORTES-PATELLA, R.; ARCHER, A.; FLAGEUL, C. : Numerical and experimental investigations on cavitation erosion. In : *IOP Conference Series : Earth and Environmental Science* 15 (2012), 11, S. 2013
- [Fortes Patella et al. 2013] FORTES PATELLA, R.; CHOFFAT, T.; REBOUD, JL.; ARCHER, A. : Mass loss simulation in cavitation erosion : Fatigue criterion approach. In : *Wear* 300 (2013), Nr. 1, S. 205–215. – ISSN 0043-1648
- [Fortes-Patella et Reboud 1998] FORTES-PATELLA, R.; REBOUD, J. L. : A New Approach to Evaluate the Cavitation Erosion Power. In : *Journal of Fluids Engineering* 120 (1998), S. 335–344
- [Fortes-Patella et al. 2000] FORTES-PATELLA, R.; REBOUD, JL.; ARCHER, A. : Cavitation damage measurement by 3D laser profilometry. In : *Wear* 246 (2000), 11, S. 59–67
- [Fortes-Patella et al. 2004] FORTES-PATELLA, R.; REBOUD, JL.; BRIANCON-MARJOLLET, L. : A phenomenological and numerical model for scaling the flow aggressiveness in cavitation erosion. In : *EROCAV Workshop, Val de Reuil, 2004*
- [Franc 1995] FRANC, JP. : *La cavitation : mécanismes physiques et aspects industriels*. EDP Sciences, Januar 1995. – 582 S
- [Franc 2009] FRANC, JP. : Incubation Time and Cavitation Erosion Rate of Work-Hardening Materials. In : *Journal of Fluids Engineering* 131 (2009), 01, Nr. 2. – ISSN 0098-2202
- [Franc et al. 2010] FRANC, JP.; BOITEL, G.; RIONDET, M.; JANSON, E.; RAMINA, P.; REBATTET, C. : Thermodynamic Effect on a Cavitating Inducer—Part II : On-Board Measurements of Temperature Depression Within Leading Edge Cavities. In : *Journal of Fluids Engineering* 132 (2010), 02, Nr. 2. – ISSN 0098-2202
- [Franc et al. 2004] FRANC, JP.; REBATTET, C.; COULON, A. : An Experimental Investigation of Thermal Effects in a Cavitating Inducer. In : *Journal of Fluids Engineering-transactions of The Asme - J FLUID ENG* 126 (2004), 09, S. 716–723. – ISSN 0098-2202
- [Franc et al. 2012] FRANC, JP.; RIONDET, M.; KARIMI, A.; CHAHINE, G.L. : Material and velocity effects on cavitation erosion pitting. In : *Wear* 274-275 (2012), S. 248–259. – ISSN 0043-1648

- [Frikha et al. 2008] FRIKHA, S.; COUTIER-DELGOSHA, O.; ASTOLFI, J.A. : Influence of the Cavitation Model on the Simulation of Cloud Cavitation on 2D Foil Section. In : *International Journal of Rotating Machinery* 105 (2008), 01, S. 411–428
- [Fujikawa et Akamatsu 1980] FUJIKAWA, S.; AKAMATSU, T. : Effects of the non-equilibrium condensation of vapour on the pressure wave produced by the collapse of a bubble in a liquid. In : *Journal of Fluid Mechanics* 97 (1980), Nr. 3, S. 481–512
- [Ganesh 2015] GANESH, H. : Bubbly Shock Propagation as a Cause of Sheet to Cloud Transition of Partial Cavitation and Stationary Cavitation Bubbles Forming on a Delta Wing Vortex. (2015), 01
- [Garcia et al. 1963] GARCIA, R.; HAMMITT, F.G.; NYSTROM, R.E. : Correlation of Cavitation Damage with Other Material and Fluid Properties. (1963), S. 239–283. ISBN 978-0-8031-6756-8
- [Ge et al. 2021] GE, M.; PETKOVŠEK, M.; ZHANG, G.; JACOBS, D.; COUTIER-DELGOSHA, O. : Cavitation dynamics and thermodynamic effects at elevated temperatures in a small Venturi channel. In : *International Journal of Heat and Mass Transfer* 170 (2021), S. 120970. – ISSN 0017-9310
- [Geng et al. 2020] GENG, L.; CHEN; JIAN, O.; TORRE, De L.; ESCALER, X. : Numerical Simulation of Cavitation Erosion Aggressiveness Induced by Unsteady Cloud Cavitation. In : *Applied Sciences* 10 (2020), Nr. 15. – ISSN 2076-3417
- [Geng et al. 2022] GENG, L.; ZHANG, D.; CHEN, J.; DE LA TORRE, O.; ESCALER, X. : Prediction of cavitation erosion with different erosion risk indicators. In : *Ocean Engineering* 247 (2022), S. 110633. – ISSN 0029-8018
- [Goncalves et al. 2010] GONCALVES, E.; CHAMPAGNAC, M.; R. FORTES PATELLA, Regiane : Comparison of Numerical Solvers for Cavitating Flows. In : *International Journal of Computational Fluid Dynamics* 24 (2010), 07, S. 201–216
- [Goncalves et Fortes-Patella 2011] GONCALVES, E.; FORTES-PATELLA, R. : Constraints on Equation of State for Cavitating Flows with Thermodynamic Effects. In : *Applied Mathematics and Computation* 217 (2011), 02, S. 5095–5102
- [Goncalvès 2013] GONCALVÈS, E. : Numerical study of expansion tube problems : Toward the simulation of cavitation. In : *Computers & Fluids* 72 (2013), S. 1–19. – ISSN 0045-7930
- [Goncalvès 2014] GONCALVÈS, E. : Modeling for non isothermal cavitation using 4-equation models. In : *International Journal of Heat and Mass Transfer* 76 (2014), S. 247–262. – ISSN 0017-9310
- [Goncalvès 2011] GONCALVÈS, Eric : Numerical study of unsteady turbulent cavitating flows. In : *European Journal of Mechanics - B/Fluids* 30 (2011), Nr. 1, S. 26–40. – ISSN 0997-7546
- [Greenshields 2018] GREENSHIELDS, C.J. : *OpenFOAM User Guide version 10*, 2018
- [Guelfi et al. 2007] GUELFI, A.; BESTION, D.; BOUCKER, M.; BOUDIER, P.; FILLION, P.; GRANDOTTO, M.; HERARD, J. M.; HERVIEU., E.; PETURAUD, P. : NEPTUNE : A New Software Platform for Advanced Nuclear Thermal Hydraulics. In : *Nuc. sci. and Engng.* 156 (2007), S. 281 – 324
- [Guimet et Laurence 2002] GUIMET, V.; LAURENCE, D. : A linearised turbulent production in the $k - \epsilon$ model for engineering applications. In : *W. Rodi and N. Fueyo editors* (2002)
- [Habchi 2015] HABCHI, C. : A Gibbs Energy Relaxation Model (GERM) for Cavitation Simulation. In : *Atomization and Sprays* 25 (2015), S. 317–334
- [Hammit 1963] HAMMITT, F. G. : Observations on Cavitation Damage in a Flowing System, 09 1963, S. 347–356. – ISSN 0021-9223

- [Hattori et al. 2006] HATTORI, S.; GOTO, Y.; FUKUYAMA, T. : Influence of temperature on erosion by a cavitating liquid jet. In : *Wear* 260 (2006), Nr. 11-12, S. 1217–1223
- [Hattori et al. 2008] HATTORI, Shuji; INOUE, Fumitaka; WATASHI, Katsumi; HASHIMOTO, Takashi : Effect of liquid properties on cavitation erosion in liquid metals. In : *Wear* 265 (2008), Nr. 11, S. 1649–1654. – ISSN 0043-1648
- [Hord 1973] HORD, J. : Cavitation in liquid cryogenes IV - Combiend Correlations for Venury, Hydrofoil, Ogives and Pumps. (1973)
- [Huang et al. 2014] HUANG, B.; WU, Q.; WANG, G. : Numerical investigation of cavitating flow in liquid hydrogen. In : *International Journal of Hydrogen Energy* 39 (2014), Nr. 4, S. 1698–1709. – ISSN 0360-3199
- [Huffeteau 2008] HUFFETEAU, S. : *Rapport de stage*. 2008
- [Hurisse 2014] HURISSE, O. : Application of an homogeneous model to simulate the heating of two-phase flows. In : *International Journal on Finite Volumes* 11 (2014), 05, S. 1–37
- [Hurisse 2020] HURISSE, O. : Various choices of source terms for a class of two-fluid two-velocity models. In : *ESAIM : Mathematical Modelling and Numerical Analysis, EDP Sciences* (2020)
- [Ishii 1975] ISHII, M. : *Thermo-fluid dynamic theory of two-phase flow*. Bd. 22. Eyrolles, 1975. – 248 S
- [Ishii et Takashi 2011] ISHII, M.; TAKASHI, H. : *Thermo-Fluid Dynamics of Two-Phase Flow*. Springer New York, NY, 2011. – 518 S. – ISBN ISBN978-1-4899-8249-1
- [Ishii et Zuber 1979] ISHII, M.; ZUBER, N. : Drag coefficient and relative velocity in bubbly, droplet or particulate flows. In : *Chem. Engng. Sci.* 25 (1979), S. 843 – 855
- [Isselin et al. 1998] ISSELIN, JC.; ALLONCLE, AP.; AUTRIC, M. : On laser induced single bubble near a solid boundary : Contribution to the understanding of erosion phenomena. In : *Journal of Applied Physics* 84 (1998), Nr. 10, S. 5766–5771
- [J. P. Franc 2005] J. P. FRANC, M. J. M. M. : *Fundamentals of Cavitation*. Springer, 2005
- [Jalier et al. 1998] JALIER, C.; ARCHER, A.; NIMANBERG, N.; ECACT, C. : *Influence de la température sur l'érosion de cavitation : analyse bibliographique et étude expérimentale sur la boucle MODULB*. 1998
- [Jayaprakash et al. 2012] JAYAPRAKASH, A.; CHOI, JK.; CHAHINE, G.L.; MARTIN, M. F.; D., Martin; FRANC, JP.; KARIMI, A. : Scaling study of cavitation pitting from cavitating jets and ultrasonic horns. In : *Wear* 296 (2012), Nr. 1, S. 619–629. – ISSN 0043-1648
- [Jiang et Chang 2016] JIANG, W.; CHANG, J. : Cavitation Performance of Hydraulic Turbines in the Three Gorges Reservoir with Consideration of Influence of TP Pollution. In : *Journal of Fluids Engineering* 138 (2016), 03
- [Joshi et al. 2019] JOSHI, S.; FRANC, J.P.; GHIGLIOTTI, G.; FIVEL, M. : SPH modelling of a cavitation bubble collapse near an elasto-visco-plastic material. In : *Journal of the Mechanics and Physics of Solids* 125 (2019), S. 420–439. – ISSN 0022-5096
- [Kapila et al. 1997] KAPILA, A. K.; SON, S. F.; BDZIL, J. B.; MENIKOFF, R.; STEWART, D. S. : Two-phase modeling of DDT : Structure of the velocity-relaxation zone. In : *Physics of Fluids* 9 (1997), Nr. 12, S. 3885–3897

- [Kato et al. 1996] KATO, H. ; KONNO, A. ; MAEDA, M. ; YAMAGUCHI, H. : Possibility of Quantitative Prediction of Cavitation Erosion Without Model Test. In : *Journal of Fluids Engineering* 118 (1996), 09
- [Kato et al.] KATO, H. ; YAMAGUCHI, H. ; YAMAGUCHI, H. : Temperature Depression in Cavity. In : *Fluis Engineering Division Confereference, San Diego, USA, July 7-11*
- [Kawanami et al. 2002] KAWANAMI, Y. ; KATO, H. ; YAMAGUCHI, H. ; MAEDA, M. ; NAKASUMI, S. : Inner Structure of Cloud Cavity on a Foil Section, 2002, S. 655–661
- [Kim et Kim 2021] KIM, H. ; KIM, C. : A physics-based cavitation model ranging from inertial to thermal regimes. In : *International Journal of Heat and Mass Transfer* 181 (2021), S. 121991. – ISSN 0017-9310
- [Kim 2012] KIM, J. : Multiphase Modelling in STAR-CCM+, CDadapco Korea, 2012
- [Kinzel et al. 2017] KINZEL, M. ; LINDAU, J. ; KUNZ, R. : A Unified Homogenous Multiphase CFD Model for Cavitation, 07 2017, S. V01BT11A020
- [Kinzel et al. 2019] KINZEL, M.P. ; LINDAU, J.W. ; KUNZ, R.F. : An Assessment of Computational Fluid Dynamics Cavitation Models Using Bubble Growth Theory and Bubble Transport Modeling. In : *Journal of Fluids Engineering* 141 (2019), Nr. 4. – ISSN 0098-2202
- [Knapp 1955] KNAPP, R. T. : Recent Investigations of the Mechanics of Cavitation and Cavitation Damage. In : *Trans. ASME* 75 (1955), S. 1045–1054
- [Krumenacker et al. 2014] KRUMENACKER, L. ; FORTES-PATELLA, R. ; ARCHER, A. : Numerical estimation of cavitation intensity. In : *IOP Conference Series : Earth and Environmental Science* 22 (2014), march, Nr. 5, S. 052014
- [Kubota et al. 1992] KUBOTA, A. ; KATO, H. ; YAMAGUCHI, H. : A new modeling of cavitation flows : a numerical study of unsteady cavitation on a hydrofoil section. In : *Comput. Fluids* 240 (1992), S. 59 – 96
- [Kubota et al. 1989] KUBOTA, A. ; KATO, H. ; YAMAGUCHI, H. ; MAEDA, M. : Unsteady Structure Measurement of Cloud Cavitation on a Foil Section Using Conditional Sampling Technique. In : *ASME* 111 (1989)
- [Kunz et al. 2000] KUNZ, R. F. ; BOGER, D. A. ; STINEBRING, D. R. ; CHYCZEWSKI, T. S. ; LINDAU, J. W. ; GIBELING, H. J. ; VENKATESWARAN, S. ; GOVINDAN, T. R. : A preconditioned Navier-Stokes method for two-phase flow with application to cavitation prediction. In : *Comput. Fluids* 29 (2000)
- [Launchbury et al. 2022] LAUNCHBURY, D. R. ; CASARTELLI, E. ; MANGANI, L. : Lattice Boltzmann simulation of the ERCOFTAC pump impeller. In : *IOP Conference Series : Earth and Environmental Science* 1079 (2022), sep, Nr. 1
- [Lauder et Spalding 1974] LAUNDER, B.E. ; SPALDING, D.B. : The numerical computation of turbulent flows. In : *Comput. Methods Appl. Mech. Eng.* 3 (1974), S. 269–289
- [Lauterborn et Bolle 1975] LAUTERBORN, W. ; BOLLE, H. : Experimental investigations of cavitation-bubble collapse in the neighbourhood of a solid boundary. In : *Journal of Fluid Mechanics* 72 (1975), Nr. 2, S. 391–399
- [Lauterborn et Ebeling 1977] LAUTERBORN, W. ; EBELING, K.J. : High-Speed Holography Of Cavitation Bubbles. In : RICHARDSON, Martin C. (Hrsg.) : *12th Intl Congress on High Speed Photography* Bd. 0097 International Society for Optics and Photonics (Veranst.), SPIE, 1977, S. 96 – 103

- [Lauterborn et Ohl 1997] LAUTERBORN, W. ; OHL, CD. : Cavitation bubble dynamics, 1997, S. 65–75. – Fifth Meeting of the European Society of Sonchemistry
- [Lauterborn et Vogel 2013] LAUTERBORN, W. ; VOGEL, A. : *Shock Wave Emission by Laser Generated Bubbles*. Berlin, Heidelberg : Springer Berlin Heidelberg, 2013. – 67–103 S. – ISBN 978-3-642-34297-4
- [Le et al. 2019] LE, A.D. ; OKAJIMA, J. ; IGA, Y. : Modification of Energy Equation for Homogeneous Cavitation Simulation With Thermodynamic Effect. In : *Journal of Fluids Engineering* 141 (2019), 01, Nr. 8. – 081102. – ISSN 0098-2202
- [Le Fur et David 1998] LE FUR, B. ; DAVID, JF. : Comparison between pitting rate and erosion rate for 3 materials. In : *Proceedings of the 3 rd International Symposium on Cavitation, Grenoble, France, April* (1998), S. 228–230
- [Leclercq 2017] LECLERCQ, C. : *Simulation numérique du chargement mécanique en paroi généré par les écoulements cavitants, pour application à l' usure par cavitation des pompes centrifuges*, Université Grenoble Alpes, Thèse, 2017
- [Leclercq et al. 2017] LECLERCQ, C. ; ARCHER, A. ; FORTES-PATELLA, R. ; CERRU, F. : Numerical Cavitation Intensity on a Hydrofoil for 3D Homogeneous Unsteady Viscous Flows. In : *J. Fluid Mach. and Syst.* 10 (2017), S. 254 – 263
- [Li et al. 2018] LI, W. ; YANG, Y. ; SHI, W. ; ZHAO, X. ; LI, W. : The Correction and Evaluation of Cavitation Model considering the Thermodynamic Effect. In : *Mathematical Problems in Engineering* 12 (2018)
- [Li et al. 2014] LI, ZR. ; POURQUIE, M. ; TERWISGA, T. van : Assessment of Cavitation Erosion With a URANS Method. In : *Journal of Fluids Engineering* 136 (2014), 02, Nr. 4. – ISSN 0098-2202
- [Linga et Flaatten 2019] LINGA, G. ; FLAATTEN, T. : A hierarchy of non-equilibrium two-phase flow models. In : *ESAIM : ProcS* 66 (2019), S. 109–143
- [Lord Rayleigh 1917] LORD RAYLEIGH : VIII. On the pressure developed in a liquid during the collapse of a spherical cavity. In : *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science* 34 (1917), Nr. 200, S. 94–98
- [Manon 2000] MANON, E. : *Contribution à l'analyse et à la modélisation locale des écoulements bouillants sous-saturés dans les conditions des Réacteurs à Eau sous Pression*, Ecole Centrale de Paris, Thèse, 2000
- [Marfaing et al. 2018] MARFAING, O. ; GUNGO, M. ; LAVIÉVILLE, J. ; MIMOUNI, S. ; BAGLIETTO, E. ; LUBCHENKO, N. ; MAGOLAN, B. ; SUGRUE, R. ; NADIGA, B.T. : Comparison and uncertainty quantification of two-fluid models for bubbly flows with NEPTUNE_CFD and STAR-CCM+. In : *Nuclear Engineering and Design* 337 (2018), S. 1–16. – ISSN 0029-5493
- [Melissaris et al. 2019] MELISSARIS, T. ; BULTEN, N. ; TERWISGA, T. V. : On the applicability of cavitation erosion risk models with a URANS solver. In : *Journal of Fluids Engineering* 141 (2019), Nr. 10. – ISSN 0098-2202
- [Merigoux 2018] MERIGOUX, N. : Modélisation du désamorçage des pompes par passage d'air avec neptune_{cfd}. In : *Note technique 6125-3013-2019-03027-FR* (2018)
- [Merkle et al. 1992] MERKLE, C. L. ; LI, D. ; VENKATESWARAN, S. : A preconditioned Navier-Stokes method for two-phase flow with application to cavitation prediction. In : *J. Fluids Mech.* 29 (1992)

- [Mimouni et al. 2008] MIMOUNI, S.; BOUCKER, M.; LAVIEVILLE, J.; BESTION, D. : Modelling and computation of cavitation and boiling bubbly flows with the NEPTUNE_CFD code. In : *NED* 238 (2008), S. 680 – 692
- [Moore et Ruggeri 1969] MOORE, R. D.; RUGGERI, R. S. : Method for prediction of pump cavitation performance for various liquids, liquid temperatures, and rotative speeds Prediction of cavitation performance of centrifugal pumps. 1969 (NASA-TN-D-5292). – Forschungsbericht
- [Morgut et al. 2011] MORGUT, M.; NOBILE, E.; BILUŠ, I. : Comparison of mass transfer models for the numerical prediction of sheet cavitation around a hydrofoil. In : *International Journal of Multiphase Flow* 37 (2011), Nr. 6, S. 620–626. – ISSN 0301-9322
- [Naude et Ellis 1961] NAUDE, Charl F.; ELLIS, Albert T. : On the Mechanism of Cavitation Damage by Nonhemispherical Cavities Collapsing in Contact With a Solid Boundary. In : *Journal of Basic Engineering* 83 (1961), 12, Nr. 4, S. 648–656. – ISSN 0021-9223
- [Nohmi et al. 2008] NOHMI, M.; IKOHAGI, T.; IGA, Y. : Numerical Prediction Method of Cavitation Erosion. Volume 1 : Symposia, Parts A and B (2008), 08, S. 1139–1145
- [Ochiai et al. 2010] OCHIAI, N.; IGA, Y.; NOHMI, M.; IKOGHAGI, T. : Numerical Prediction of Cavitation Erosion Intensity in Cavitating Flows around a Clark Y 11.7% Hydrofoil. In : *Journal of Fluid Science and Technology* 5 (2010), Nr. 3, S. 416–431
- [van Oosterom et Strackee 1983] OOSTEROM, Adriaan van; STRACKEE, Jan : The Solid Angle of a Plane Triangle. In : *IEEE Transactions on Biomedical Engineering* BME-30 (1983), S. 125–126
- [Park et Rhee 2015] PARK, S.; RHEE, S.H. : Comparative study of incompressible and isothermal compressible flow solvers for cavitating flow dynamics. In : *Journal of Mechanical Science and Technology* 29 (2015). – ISSN 1976-3824
- [Pereira 1997] PEREIRA, F. : *Prédiction de l'érosion de cavitation : approche énergétique*, EPFL, Thèse, 1997
- [Peters et al. 2015] PETERS, A.; SAGAR, H.; LANTERMANN, U.; EL MOCTAR, O. : Numerical modelling and prediction of cavitation erosion. In : *Wear* 338-339 (2015), S. 189–201. – ISSN 0043-1648
- [Peters et el Moctar 2020] PETERS, Andreas; MOCTAR, Ould el : Numerical assessment of cavitation-induced erosion using a multi-scale Euler–Lagrange method. In : *Journal of Fluid Mechanics* 894 (2020), S. A19
- [Petkovšek et Dular 2019] PETKOVŠEK, M.; DULAR, M. : Cavitation dynamics in water at elevated temperatures and in liquid nitrogen at an ultrasonic horn tip. In : *Ultrasonics Sonochemistry* 58 (2019), S. 104652. – ISSN 1350-4177
- [Plesset 1949] PLESSET, M. S. : The Dynamics of Cavitation Bubbles. In : *Journal of Applied Mechanics* 16 (1949), 04, Nr. 3, S. 277–282. – ISSN 0021-8936
- [Plesset 1972] PLESSET, M.S. : Temperature Effects in Cavitation Damage. In : *Journal of Basic Engineering ASME* (1972), S. 559–563
- [Plesset et Chapman 1971] PLESSET, M.S.; CHAPMAN, R.B. : Collapse of an initially spherical vapour cavity in the neighbourhood of a solid boundary. In : *Journal of Fluid Mechanics* 47 (1971), S. 283–290
- [Ranz et Marschall 1952] RANZ, W.E.; MARSCHALL, W.R. : Evaporation from drops. In : *Chem. Eng. Prog.* 48 (1952), S. 173–180

- [Reboud et al. 1998] REBOUD, J.L. ; STUTZ, B. ; COUTIER, O. : Two-phase flow structure of cavitation : experiment and modelling of unsteady effects. In : *3rd International Symposium on Cavitation CAV1998, Grenoble, France* (1998)
- [Rodio et al. 2012] RODIO, M.G. ; GIORGI, M.G. D. ; FICARELLA, A. : Influence of Convective Heat Transfer Modeling on the Estimation of Thermal Effects in Cryogenic Cavitating Flows. In : *International Journal of Heat and Mass Transfert* 55 (2012), S. 6538–6554
- [Roland et al. 2007] ROLAND, J. ; GONCALVES, E. ; FORTES-PATELLA, R. : Etude numérique de la cavitation avec effet thermodynamique. In : *18^e Congrès Français de Mécanique. Grenoble, 27-31 Août 2007.* (2007)
- [Saha 2013] SAHA, K. : Modified single-fluid cavitation model for pure diesel and biodiesel fuels in direct injection fuel injectors. In : *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power* 135 (2013), 05, S. 1–8
- [Saha et Li 2016] SAHA, K. ; LI, X. : Assessment of Cavitation Models for Flows in Diesel Injectors With Single- and Two-Fluid Approaches. In : *J. Eng. Gas Turbines Power.* 138 (2016)
- [Saito 2003] SAITO, Y. : Numerical Analysis of Unsteady Vapour Cavitating Flow Around A Hydrofoil. (2003)
- [Saurel et al. 1999] SAUREL, R. ; COCCHI, J.P. ; BUTLER, P. B. : Numerical Study of Cavitation in the Wake of a Hypervelocity Underwater Projectile. In : *Journal of Propulsion and Power* 15 (1999), Nr. 4, S. 513–522
- [Saurel et Lemetayer 2001] SAUREL, R. ; LEMETAYER, O. : A multiphase model for compressible flows with interfaces, shocks, detonation waves and cavitation. In : *J. Fluid Mech.* 431 (2001), S. 239 – 271
- [Saurel et al. 2008] SAUREL, R. ; PETITPAS, F. ; ABGRALL, R. : Modeling phase transition in metastable liquid. Application to cavitating and flashing flows. In : *J. Fluid Mech.* 607 (2008)
- [Schenke et Terwisga 2017] SCHENKE, S. ; TERWISGA, T. V. : Numerical prediction of vortex dynamics in inviscid sheet cavitation. (2017), S. 1–3
- [Schmidt et al. 1997] SCHMIDT, S. ; RUTLAND, C. ; CORRADINI, M. : A Numerical Study of Cavitating Flow Through Various Nozzle Shapes. In : *Journal of Engines* 106 (1997), 05, S. 1664–1673
- [Schmidt et al. 2006] SCHMIDT, S. ; SEZAL, I. ; SCHNERR, G. : Compressible simulation of high-speed hydrodynamics with phase change. In : *ECCOMAS CFD 2006 : Proceedings of the European Conference on Computational Fluid Dynamics* (2006), 01
- [Schmidt et al. 2007] SCHMIDT, S. ; SEZAL, I. ; SCHNERR, G. ; THALHAMER, M. : Shock Waves as Driving Mechanism for Cavitation Erosion. In : *Proceedings of the 8th International Symposium on Experimental and Computational Aerothermodynamics of Internal Flows, Lyon, July* (2007), 07
- [Schnerr et Sauer 2001] SCHNERR, G. ; SAUER, J. : Physical and Numerical Modeling of Unsteady Cavitation Dynamics. In : *ICMF-2001, 4th International Conference on Multiphase Flow* (2001), 05
- [Sedlar et al. 2016] SEDLAR, M. ; JI, B. ; KRATKY, T. ; REBOK, T. ; HUZLIK, R. : Numerical and experimental investigation of three-dimensional cavitating flow around the straight NACA2412 hydrofoil. In : *Ocean Engineering* 123 (2016), S. 357–382. – ISSN 0029-8018
- [Serre et Bestion 1999] SERRE, G. ; BESTION, D. : Physical Laws of CATHARE Revision 6. Pipe Module. / CEA. September 1999 (SMTH/LMDS/EM/98-038). – Forschungsbericht

- [Shi et al. 2021] SHI, Y.; LUO, K.; CHEN, X.; LI, D.; JIA, L. : A new cavitation model considering inter-bubble action. In : *International Journal of Naval Architecture and Ocean Engineering* 13 (2021), S. 566–574. – ISSN 2092-6782
- [Sikirica et al. 2020] SIKIRICA, A.; ČARIJA, Z.; LUČIN, I.; GRBČIĆ, L.; KRANJČEVIĆ, L. : Cavitation Model Calibration Using Machine Learning Assisted Workflow. In : *Mathematics* 8 (2020), Nr. 12. – ISSN 2227-7390
- [Simoneau et al. 1993] SIMONEAU, R.; BOURDON, P.; FARHAT, M.; AVELLAN, F.; DOREY, J.M. : Cavitation erosion, impact intensity and pit size distribution of jet and vortex cavitation. New York : ASME, 1993, S. 69–78
- [Singhal et al. 2002] SINGHAL, A.K.; ATHAVALE, M.M.; HUIYING, L.; YU, J. : Mathematical Basis and Validation of the Full Cavitation Model. In : *Journal of Fluids Engineering* 124 (2002), 08, Nr. 3, S. 617–624. – ISSN 0098-2202
- [Song et Qin 2002] SONG, C.S.; QIN, Q. : Numerical Simulation of Unsteady cavitating Flows, 2002
- [Stutz et Reboud 2000] STUTZ, B.; REBOUD, J.L. : Measurements within unsteady cavitation. In : *Experiments in Fluids* 29 (2000), S. 545–552
- [Sun et al. 2016] SUN, T.Z.; MA, X.F.; WEI, Y.J.; WANG, C. : Computational Modeling of Cavitating Flows in Liquid Nitrogen by an Extended Transport-Based Cavitation Model. In : *China Tech. Sci., 2016* 59 (2016), S. 337–346
- [cfd support 2014] SUPPORT, Neptune cfd : *NEPTUNE_CFD version 4.3.0-alpha Theory Guide*, 2014
- [cfd support 2017a] SUPPORT, Neptune cfd : *NEPTUNE_CFD Validation & Verification version 6.1.0*, 2017
- [cfd support 2017b] SUPPORT, Neptune cfd : *NEPTUNE_CFD version 6.1.0 Theory Guide*, 2017
- [development team 2014] TEAM, NEPTUNE_CFD development : *NC Theoretical Guide*, 2014
- [Terwisga et al. 2009] TERWISGA, T.; FOETH, E.J.; FITZSIMMONS, P.; LI, Z. : Cavitation Erosion : A critical review of physical mechanisms and erosion risk models. In : *CAV2009 - 7th International Symposium on Cavitation, 16-20 August 2009, Ann Arbor, MI* (2009)
- [Tomyiama et al. 2002] TOMYIAMA, A.; KONDO, S. A.; ZUN, I.; HOSOKAWA, S. : Transverse migration of single bubbles in smples shear flows. In : *Chem. Engng. Sci.* 57 (2002), Nr. 11, S. 1849 :1858
- [Tsuda et al. 2012] TSUDA, S.; TANI, N.; YAMANISHI, N. : Development and Validation of a Reduced Critical Radius Model for Cryogenic Cavitation. In : *Journal of Fluids Engineering* 134 (2012), 05, Nr. 5, S. 051301. – ISSN 0098-2202
- [Utturkar et al. 2005] UTTURKAR, Y.; WU, J.; WANG, G.; SHYY, W. : Recent progress in modeling of cryogenic cavitation for liquid rocket propulsion. In : *Progress in Aerospace Sciences* 41 (2005), S. 558 – 608
- [Van Driest 1956] VAN DRIEST, E.R. : On turbulent flow near a wall. In : *J. Aeronaut. Sci.* 23 (1956)
- [Venkateswaran et al. 2002] VENKATESWARAN, S.; LINDAU, J. W.; KUNZ, R. F.; MERKLE, C. L. : Computation of Multiphase Mixture Flows with Compressibility Effects. In : *Journal of Computational Physics* 180 (2002), Nr. 1, S. 54–77. – ISSN 0021-9991
- [Ventikos et Tzabiras 2000] VENTIKOS, Y.; TZABIRAS, G. : A numerical method for the simulation of steady and unsteady cavitating flows. In : *Computers & Fluids* 29 (2000), Nr. 1, S. 63–88. – ISSN 0045-7930

- [Viitanen et Peltola 2021] VIITANEN, V. ; PELTOLA, J. : Hydrodynamic cavitation investigations with homogeneous and inhomogeneous multiphase flow models in OpenFOAM context. In : *CAV2021* 138 (2021), S. 618 – 624
- [Wallis 1969] WALLIS, G.B. : One-Dimensional Two-Phase Flow. In : *Journal of Fluid Mechanics* 42 (1969), Nr. 2, S. 428–430
- [Wang et al. 2001] WANG, G. ; SENOCAK, I. ; SHYY, W. ; IKOHAGI, T. ; CAO, S. : Dynamics of attached turbulent cavitating flows. In : *Progress in Aerospace Sciences* 37 (2001), 08, S. 551–581
- [Wellek et al. 1966] WELLEK, R.M. ; AGRAWAL, A.K. ; SKELLAND, A.H.P. : Shape of liquid drops moving in liquid media. In : *A. I. Ch. E. Journal* 12 (1966), Nr. 5, S. 854–862
- [Wu et al. 2016] WU, X.C. ; WANG, Y.W. ; HUANG, C.G. : Effect of mesh resolution on large eddy simulation of cloud cavitating flow around a three dimensional twisted hydrofoil. In : *European Journal of Mechanics - B/Fluids* 55 (2016), S. 229–240. – ISSN 0997-7546
- [Yakubov et al. 2013] YAKUBOV, S. ; CANKURT, B. ; ABDEL-MAKSOU, M. ; RUNG, T. : Hybrid MPI/OpenMP parallelization of an Euler–Lagrange approach to cavitation modelling. In : *Computers & Fluids* 80 (2013), S. 365–371. – Selected contributions of the 23rd International Conference on Parallel Fluid Dynamics ParCFD2011. – ISSN 0045-7930
- [Zahiri et Roohi 2019] ZAHIRI, Amir-Pouyan ; ROOHI, Ehsan : Anisotropic minimum-dissipation (AMD) subgrid-scale model implemented in OpenFOAM : Verification and assessment in single-phase and multi-phase flows. In : *Computers & Fluids* 180 (2019), S. 190–205. – ISSN 0045-7930
- [Zein et al. 2010] ZEIN, A. ; MAREN, H. ; GERALD, W. : Modeling Phase Transition for Compressible Two-Phase Flows Applied to Metastable Liquids. In : *J. Comput. Phys.* 229 (2010), apr, Nr. 8, S. 2964–2998. – ISSN 0021-9991
- [Zhang et al. 2019] ZHANG, H. ; ZUO, Z. ; MØRCH, K.A. ; LIU, S. : Thermodynamic effects on Venturi cavitation characteristics. In : *Physics of Fluids* 31 (2019), 09, Nr. 9. – ISSN 1070-6631
- [Zhou et al. 2018] ZHOU, H. ; XIANG, M. ; OKOLO, P. ; WU, Z. ; BENNETT, G. ; WEIHUA, Z. : An efficient calibration approach for cavitation model constants based on OpenFOAM platform. In : *Journal of Marine Science and Technology* 24 (2018), 10
- [Zuber 1964] ZUBER, N. : On the dispersed two-phase flow in the laminar flow regime. In : *Chem. Engng. Sci.* (1964), S. 19 :897
- [Zwart et al. 2004] ZWART, P.J. ; GEBER, A.G. ; BELAMRI, T. : A Two-Phase Flow Model for Predicting Cavitation Dynamics. In : *Int. Conf. on Multiphase Flow, Yokohama, Japan* (2004)

Cinquième partie

Annexes

Table des matières

A Compléments sur la modélisation numérique	289
A.1 Obtention des équations du modèle bi-fluide	289
A.1.1 Opérateurs et moyennes	289
A.1.2 Applications aux équations de conservation	290
A.2 Obtention des équations RANS de la turbulence	291
A.3 $k - \varepsilon$ modèle de production linéaire	292
A.4 Présentation de l'algorithme de <i>neptune_cfd</i>	293
B Calculs complémentaires relatifs à l'hydrodynamique	299
B.1 Choix du schéma de discrétisation spatiale	299
B.2 Essai d'un schéma de discrétisation temporelle d'ordre deux	300
B.3 Simulation avec les modèles de changement de phase d'origine de <i>neptune_cfd</i>	300
B.4 Calculs 2D	301
B.4.1 4°	301
B.4.2 6°	301
B.4.3 Mise en évidence du comportement fluctuant de la poche	302
B.5 Calculs 3D complémentaires à 6° d'incidence	303
B.5.1 Transport d'aire interfaciale	303
B.6 Comparaison avec le code homogène Code_Saturne	305
B.6.1 Comparaisons qualitatives	305
B.6.2 Comparaisons quantitatives sur l'hydrodynamique	308
B.6.3 Discussions complémentaires	308
B.7 Analyse complémentaire des signaux de température	309
B.7.1 Figure détaillée des variables du modèle de changement de phase lors d'un cycle	309
B.7.2 Compression d'un gaz parfait	311
B.8 Travaux relatifs à la simulation d'une pompe en régime cavitant	312
C Travaux complémentaires relatifs à l'intensité de cavitation	315
C.1 Détails et vérifications des méthodes de projection	315
C.1.1 Généralisation de la méthode des rectangles	315
C.1.2 Vérification des méthodes de projection	317
C.2 Détermination du domaine de calcul de $\frac{P_{surf}}{S}$	320
C.2.1 Sensibilité à la taille du domaine en 2D	320
C.2.2 Sensibilité à la taille du domaine en 3D	321

C.3	Influence du CFL sur l'intensité de cavitation	323
C.4	Comparaison supplémentaire entre $\frac{\mathcal{P}_{cav}^\alpha}{V_{cell}}$ et $\frac{\mathcal{P}_{cav}^p}{V_{cell}}$	323
C.4.1	4 °	324
C.4.2	6 °	326
C.5	Figures complémentaires	328
C.5.1	Seuils surfaciques à 6°	328
C.5.2	Comparaison des seuils surfaciques à l'expérience	328
C.6	Comparaison des seuils surfaciques et volumiques	334
C.6.1	Synthèse	340
C.7	Évaluation du maximum de I_{cav}	340
C.7.1	Observation des événements maximaux à 4°	340
C.7.2	Observation des événements maximaux à 6°	341
C.8	Comparaison de l'évolution entre I_{cav} et V_d	343
C.8.1	Objectifs	343
C.8.2	Intensités de cavitation simulées par neptune_cfd et vitesses de marquage mesurées à l'EPFL	344
C.8.3	Comparaison relative entre I_{cav} et V_d	347
C.8.4	Discussions des résultats	356
C.8.5	Synthèse et perspectives	358
D	Données supplémentaires relatives à la thèse	361
D.1	Récapitulatif de la mise en données	361
D.2	Coordonnées du NACA 65012 (sans incidence)	361
E	Etat de l'art de l'effet thermodynamique sur la cavitation	365
E.1	Introduction	365
E.1.1	Définition de l'effet thermodynamique en cavitation	365
E.1.2	Quantification théorique de l'écart thermique dans une poche de cavitation	366
E.2	Etudes expérimentales de l'effet thermodynamique en cavitation	367
E.2.1	Expériences avec des fluides cryogéniques	367
E.2.2	Expériences en eau chaude	368
E.2.3	Influence de la température sur l'érosion de cavitation	370
E.3	Etudes numériques de l'effet thermodynamique en cavitation	372
E.3.1	Modèles de cavitation homogènes résolvant l'équation d'énergie	372
E.3.2	Modèles de cavitation homogènes modifiés	373
F	Méthodologie de l'étude de l'effet thermodynamique sur les écoulements cavitants	375
F.1	Objectifs	375
F.2	Moyens	375
F.2.1	Nombre de cavitation avec prise en compte de la température	375
F.2.2	Etude d'influence	376
G	Simulations numériques des effets thermiques en cavitation : résultats	377
G.1	Simulations de l'effet thermodynamique sur une poche stable	377
G.1.1	Effet de la température sur la topologie de la poche	377
G.1.2	Effet de la température sur la dynamique de la poche	382

G.1.3	Résultats numériques sur l'hydrodynamique	384
G.1.4	Résultats numériques sur l'intensité de cavitation	385
G.2	Simulations de l'effet thermique sur une poche instable	387
G.2.1	Effet de la température sur la topologie de la poche	387
G.2.2	Effet de la température sur la dynamique de la poche	390
G.2.3	Résultats numériques sur l'hydrodynamique	392
G.2.4	Résultats numériques sur l'intensité de cavitation	394
G.3	Synthèse	395
H	Communications scientifiques	397

Compléments sur la modélisation numérique

A.1 Obtention des équations du modèle bi-fluide

Le formalisme bi-fluide peut être vu comme une extension des équations de conservation de la mécanique des fluides. Par le biais de l'utilisation de moyennes et d'une fonction indicatrice ξ , les équations de Navier-Stokes sont appliquées pour chaque phase, en passant outre la problématique de la discontinuité. Il faut bien entendu garder à l'esprit que, comme toute modélisation, ce formalisme implique des limites. D'une part l'opération de moyenne occasionne une perte d'information locale, dont la perte des interfaces en est un exemple. D'autre part, le développement d'un système doublant, à minima, le nombre d'équations de conservation implique de fournir autant de nouvelles fermetures pour résoudre le système.

A.1.1 Opérateurs et moyennes

Soit Ω , un domaine comprenant deux phases non miscibles identifiées par deux sous domaines distincts Ω_1 et Ω_2 . Nous définissons alors la fonction indicatrice de phase χ_k telle que'elle $\chi_k = 1$ uniquement un présence de la phase k :

$$\chi_k(x, t) = \begin{cases} 1 & \text{pour } x \in \Omega_k(t) \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (\text{A.1})$$

L'introduction de cette fonction permet d'absorber les discontinuités entre les phases et de généraliser les équations de Navier-Stokes au domaine global Ω .

Considérons maintenant un champ Φ , on définit la moyenne volumique occupée par une phase k occupant un sous domaine Ω_k inclus dans le domaine Ω :

$$\begin{aligned} \langle \Phi \rangle_k &= \frac{1}{\Omega_k} \int_{\Omega_k} \Phi d\Omega \\ &= \frac{1}{\Omega_k} \int_{\Omega} \chi_k \Phi d\Omega \end{aligned} \quad (\text{A.2})$$

En utilisant la fonction indicatrice, nous écrivons également la moyenne sur le volume de contrôle total Ω :

$$\langle \chi_k \Phi \rangle = \frac{1}{\Omega} \int_{\Omega} \chi_k \Phi d\Omega \quad (\text{A.3})$$

Nous définissons alors la fraction volumique de chaque phase, α_k , comme étant la moyenne de la fonction indicatrice :

$$\begin{aligned}\alpha_k &= \langle \chi_k \rangle \\ &= \frac{1}{\Omega} \int_{\Omega} \chi_k d\Omega \\ &= \frac{\Omega_k}{\Omega}\end{aligned}\tag{A.4}$$

tel que :

$$\sum_k \alpha_k = 1\tag{A.5}$$

d'où finalement :

$$\langle \chi_k \Phi \rangle = \alpha_k \langle \Phi \rangle_k\tag{A.6}$$

Ce qui permet de définir la notion de moyenne eulerienne phasique :

$$\bar{\alpha}_k = \frac{\langle \chi_k \alpha_k \rangle}{\langle \chi_k \rangle} = \frac{\langle \chi_k \alpha_k \rangle}{\alpha_k}\tag{A.7}$$

Une variante utile pour les écoulements compressibles étant la notion de moyenne au sens de Favre (aussi appelée moyenne de phase en diphasique) :

$$\tilde{\alpha}_k = \frac{\langle \rho_k \chi_k \alpha_k \rangle}{\langle \rho_k \chi_k \rangle} = \frac{\langle \rho_k \chi_k \alpha_k \rangle}{\alpha_k \bar{\rho}_k}\tag{A.8}$$

A.1.2 Applications aux équations de conservation

Nous avons précédemment défini la fonction indicatrice de phase ainsi que l'opérateur de moyenne. Nous allons maintenant les appliquer successivement aux équations constitutives monophasiques dans le but d'obtenir notre système multiphasique. En multipliant le système d'équation de Navier-Stokes par la fonction indicatrice de phase nous pouvons passer d'une notation uniquement monophasique réduite à un sous domaine Ω_k à une notation diphasique valable à l'échelle globale Ω .

$$\frac{\partial}{\partial t} (\chi_k \rho_k) + \nabla \cdot (\chi_k \rho_k \mathbf{u}_k) = \rho_k (u_k - \sigma_k) \cdot \mathbf{n}_k \delta\tag{A.9}$$

$$\begin{aligned}\frac{\partial}{\partial t} (\chi_k \rho_k \mathbf{u}_k) + \nabla \cdot (\chi_k \rho_k \mathbf{u}_k \otimes \mathbf{u}_k) &= -\nabla (\chi_k P_k) + \chi_k \rho_k \mathbf{g} + \nabla \cdot (\chi_k (\mu_k \bar{\bar{S}}_k + \bar{\bar{S}}_k^T)) \\ &+ \rho_k (\mathbf{u}_k (\sigma_k \cdot \mathbf{n}_k) \delta - \rho_k \mathbf{u}_k \otimes \mathbf{u}_k \cdot \mathbf{n}_k \delta \\ &- P_k \mathbf{n}_k \delta_k + \tau_k \mathbf{n}_k \delta_k\end{aligned}\tag{A.10}$$

$$\begin{aligned}\frac{\partial \chi_k \rho_k e_k}{\partial t} + \nabla \cdot [\chi_k (\rho_k e_k + P_k) \mathbf{u}_k] &= -\nabla \cdot (\chi_k \mathbf{Q}_k + \nabla \cdot (\chi_k \mu_k \bar{\bar{S}}_k \mathbf{u}_k) + \chi_k \rho_k \mathbf{g} \cdot \mathbf{u}_k \\ &- \rho_k e_k (u_k - \sigma_k) \cdot \mathbf{n}_k \delta - \mathbf{u}_k P_k \mathbf{n}_k - (\mathbf{q}_k - \tau_k) \cdot \mathbf{n}_k \delta_k\end{aligned}\tag{A.11}$$

Nous procédons ensuite à la moyenne de phase des équations :

$$\langle \frac{\partial}{\partial t} (\chi_k \rho_k) \rangle + \langle \nabla \cdot (\chi_k \rho_k \mathbf{u}_k) \rangle = \langle \rho_k (u_k - \sigma_k) \cdot \mathbf{n}_k \delta \rangle\tag{A.12}$$

$$\begin{aligned}
 \left\langle \frac{\partial}{\partial t} (\chi_k \rho_k \mathbf{u}_k) \right\rangle + \left\langle \nabla \cdot (\chi_k \rho_k \mathbf{u}_k \otimes \mathbf{u}_k) \right\rangle = & - \left\langle \nabla (\chi_k P_k) \right\rangle + \left\langle \chi_k \rho_k \mathbf{g} \right\rangle \\
 & + \left\langle \nabla \cdot (\chi_k (\mu_k \bar{\bar{S}}_k + \bar{\bar{S}}_k^T)) \right\rangle + \left\langle \rho_k (\mathbf{u}_k (\sigma_k \cdot \mathbf{n}_k) \delta) \right\rangle \quad (\text{A.13}) \\
 & - \left\langle \rho_k \mathbf{u}_k \otimes \mathbf{u}_k \cdot \mathbf{n}_k \delta \right\rangle \\
 & - \left\langle P_k \mathbf{n}_k \delta_k \right\rangle + \left\langle \tau_k \mathbf{n}_k \delta_k \right\rangle
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \left\langle \frac{\partial \chi_k \rho_k e_k}{\partial t} \right\rangle + \left\langle \nabla \cdot [\chi_k (\rho_k e_k + P_k) \mathbf{u}_k] \right\rangle = & - \left\langle \nabla \cdot (\chi_k \mathbf{Q}_k) \right\rangle + \left\langle \nabla \cdot (\chi_k \mu_k \bar{\bar{S}}_k \mathbf{u})_k \right\rangle + \left\langle \chi_k \rho_k \mathbf{g} \cdot \mathbf{u}_k \right\rangle \\
 & - \left\langle \rho_k e_k (u_k - \sigma_k) \cdot \mathbf{n}_k \delta \right\rangle - \left\langle \mathbf{u}_k P_k \mathbf{n}_k \right\rangle \\
 & - \left\langle (\mathbf{q}_k - \tau_k) \cdot \mathbf{n}_k \delta_k \right\rangle \quad (\text{A.14})
 \end{aligned}$$

En notant l'énergie totale spécifique :

$$h_k = e_k + \frac{P_k}{\rho_k}$$

Les termes de fermetures s'écrivent donc :

$$\begin{cases} M_k & = \left\langle \rho_k (u_k - \sigma_k) \cdot \mathbf{n}_k \delta \right\rangle \\ I_k & = \left\langle \rho_k (\mathbf{u}_k (\sigma_k \cdot \mathbf{n}_k) \delta) \right\rangle - \left\langle \rho_k \mathbf{u}_k \otimes \mathbf{u}_k \cdot \mathbf{n}_k \delta \right\rangle - \left\langle P_k \mathbf{n}_k \delta_k \right\rangle + \left\langle \tau_k \mathbf{n}_k \delta_k \right\rangle \\ E_k^{Int} & = \left\langle \rho_k e_k (u_k - \sigma_k) \cdot \mathbf{n}_k \delta \right\rangle - \left\langle \mathbf{u}_k P_k \mathbf{n}_k \right\rangle - \left\langle (\mathbf{q}_k - \tau_k) \cdot \mathbf{n}_k \delta_k \right\rangle \end{cases} \quad (\text{A.15})$$

A.2 Obtention des équations RANS de la turbulence

La modélisation de type RANS (Reynolds Averaged Navier Stokes) repose sur la décomposition de la variable vitesse en une partie moyenne et une partie fluctuante dans le temps.

$$\mathbf{u} = \bar{\mathbf{u}} + \mathbf{u}' \quad (\text{A.16})$$

Nous obtenons ainsi les équations RANS par moyenne des équations de Navier-Stokes. Cette opération fait apparaître des termes supplémentaires nécessitant l'ajout d'équations qui nous permettent, sous certaines hypothèses, de fermer le système d'équation.

Nous définissons le tenseur des covariances des fluctuations de vitesse (aussi appelé tenseur de Reynolds) :

$$\bar{\bar{R}} = \overline{u' \otimes u'} \quad (\text{A.17})$$

Ou encore : $\left\langle \rho_k u'_{k,i} u'_{k,j} \right\rangle_k$ Il représente le produit de la partie fluctuante de la vitesse dont nous ne connaissons pas l'expression. C'est cette partie qui est modélisée. Pour ce faire on utilise généralement l'approximation de Boussinesq qui reconstruit ce tenseur des contraintes turbulente par analogie avec le tenseur des contraintes visqueuses en le décomposant en une partie sphérique et partie symétrie :

$$\bar{\bar{R}} = \frac{2}{3} k \bar{\bar{I}} - 2\nu_T \bar{\bar{S}} \quad (\text{A.18})$$

En notant la partie sphérique comme étant l'énergie cinétique turbulente (norme des fluctuations) k (parfois notée q^2) :

$$k = \frac{1}{2} \overline{u'_i u'_i} \quad (\text{A.19})$$

Et la partie symétrique le tenseur des taux de déformations :

$$\bar{\bar{S}} = \frac{1}{2}(\bar{\nabla}\bar{u} + \bar{\nabla}\bar{u}^T) \quad (\text{A.20})$$

Il est alors possible d'écrire une équation de transport des fluctuations turbulentes :

$$\underbrace{\frac{\partial \rho k}{\partial t}}_{\text{instationnaire}} + \underbrace{\nabla \cdot (\rho k \mathbf{u})}_{\text{convection}} = \underbrace{\nabla \cdot (\mathcal{Q}^k)}_{\text{diffusion}} + \underbrace{\rho(\mathcal{P} - \varepsilon)}_{\text{termes sources}} \quad (\text{A.21})$$

Notons que la forme ici présentée est très générale et peut subir différentes ré-écritures, il faut donc faire attention à ce qui est contenu dans un même terme chez différents auteurs.

A.3 $k - \varepsilon$ modèle de production linéaire

Cette variante est une modification du modèle $k - \varepsilon$ de [Launder et Spalding, 1974] par [Guimet et Laurence, 2002] consistant à linéariser le terme de production proportionnellement à la contrainte. Cette variante rend le modèle $k - \varepsilon$ plus précis à la paroi et dans les configurations qui lui font défaut.

Dans *neptune_cfd* cette modification intervient dans l'écriture de viscosité turbulente qui devient :

$$\mu_t = \rho \sqrt{C_\mu \frac{k}{\bar{S}}} \quad (\text{A.22})$$

Le reste du système étant commun avec le modèle $k - \varepsilon$:

$$\begin{cases} \rho \frac{\partial k}{\partial t} + \nabla \cdot \left[\rho \mathbf{u} k - \left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) k \right] = \mathcal{P} + \mathcal{G} - \rho \varepsilon + k \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) \\ \rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \nabla \cdot \left[\rho \mathbf{u} \varepsilon - \left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \varepsilon \right] = C_{\varepsilon_1} \frac{\varepsilon}{k} [\mathcal{P} + (1 - C_{\varepsilon_3}) \mathcal{G}] - \rho C_{\varepsilon_2} \frac{\varepsilon^2}{k} + \varepsilon \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) \end{cases} \quad (\text{A.23})$$

\mathcal{P} est le terme de production de la contrainte turbulente :

$$\begin{aligned} \mathcal{P} &= -\rho R_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = - \left[-\mu_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) + \frac{2}{3} \mu_t \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} + \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij} \right] \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \\ &= \mu_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{2}{3} \mu_t (\nabla \cdot \mathbf{u})^2 - \frac{2}{3} \rho k \nabla \cdot (\mathbf{u}) \\ &= \mu_t \left[2 \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right)^2 \right] \\ &\quad - \frac{2}{3} \mu_t (\nabla \cdot \mathbf{u})^2 - \frac{2}{3} \rho k \nabla \cdot (\mathbf{u}) \end{aligned} \quad (\text{A.24})$$

\mathcal{G} représente le terme de gravité :

$$\mathcal{G} = -\frac{1}{\rho} \frac{\mu_t}{\sigma_t} \frac{\partial \rho}{\partial x_i} g_i \quad (\text{A.25})$$

Les constantes du modèle sont :

C_μ	C_{ϵ_1}	C_{ϵ_2}	σ_k	σ_ϵ
0.09	1.44	1.92	1	1.3

 TABLE A.1 – Coefficients du modèle k- ϵ linéaire

A.4 Présentation de l’algorithme de *neptune_cfd*

Le modèle bi-fluide à une pression discrétisé dans *neptune_cfd* induit un couplage des trois équations de conservations (masse, quantité de mouvement et énergie) pour les différentes phases au travers de leur terme source respectif. La résolution de ce système d’équations repose sur l’utilisation d’une méthode dite à ”pas fractionnaire”. En effet, les équations sont découpées en une partie explicite et une partie implicite comprenant le couplage des termes sources.

Dans l’ensemble l’algorithme de résolution du système repose sur le principe de l’algorithme SIMPLE (Semi-Implicit Method for Pressure Linked Equations) permettant de résoudre le couplage vitesse - pression de manière itérative. A cette résolution itérative est ajoutée la résolution de l’équation d’énergie et des couplages entre les équations dans l’étape itérative appelée sous-cycle $\alpha - P - h$. Nous détaillons dans cette annexe les étapes de l’algorithme de résolution de *neptune_cfd* ainsi que les équations associées. Nous avons gardé les étapes aussi simples que possible et des informations additionnelles sont disponibles dans le guide théorique [cfd support, 2017b].

Nous considérerons le passage d’une variable X à un pas de temps n noté X^n au pas de temps suivant noté X^{n+1} . Dans la suite nous utiliserons les notations suivantes issues de la discrétisation en volumes-finis :

- $(\cdot)^I$, Les valeurs de la cellule I
- $(\cdot)^{IJ}$, les valeurs à l’interface de la cellule I et J , ou à la frontière de la cellule I ,
- $n_{IJ,m}$, le $m^{\text{ème}}$ composant du vecteur normal (m^2),
- V_I , la cellule voisine de I ,
- Ω_I , le volume de la cellule I ,
- $conv(\cdot)$, opérateur de convection,
- $diff(\cdot)$, opérateur de diffusion.

L’équation de conservation du mouvement est écrite sous une forme non conservative :

$$\begin{aligned} \rho_k^n \frac{U_{k,i}^{n+1} - U_{k,i}^n}{\Delta t} - U_{k,i}^{n+1} \frac{1}{\alpha_k} \frac{\partial}{\partial x_j} (\alpha_k \rho_k^n U_{k,j}^n) + \frac{1}{\alpha_k^n} \frac{\partial}{\partial x_j} (\alpha_k^n \rho_k^n U_{k,i}^{n+1} U_{k,j}^n) = \\ \frac{1}{\alpha_k^n} \frac{\partial}{\partial x_j} (\alpha_k^n \tau_{k,ij}^{n+1} + \Sigma_{k,ij}^{Re^{n+1}}) - \frac{\partial P^{n+1}}{\partial x_i} + \rho_k^n g_i + \sum_{p \neq k} J_{(p \rightarrow k),i}^{n+1} + S_{k,i}^{n+1} \end{aligned} \quad (\text{A.26})$$

Cette équation séparée en une partie explicite :

$$\begin{aligned} \rho_k^n \frac{U_{k,i}^E}{\Delta t} = \rho_k^n \frac{U_{k,i}^n}{\Delta t} + U_{k,i}^n \frac{1}{\alpha_k^n} \frac{\partial}{\partial x_j} (\alpha_k^n \rho_k^n U_{k,j}^n) - \frac{1}{\alpha_k^n} \frac{\partial}{\partial x_j} (\alpha_k^n \rho_k^n U_{k,i}^n U_{k,j}^n) \\ + \frac{1}{\alpha_k^n} \frac{\partial}{\partial x_j} (\alpha_k^n \tau_{k,ij}^n + \Sigma_{k,ij}^{Re^n}) - \frac{\partial P^n}{\partial x_i} + \rho_k^n g_i + \sum_{p \neq k} J_{(p \rightarrow k),i}^n + S_{k,i}^n \end{aligned} \quad (\text{A.27})$$

Avec :

$$\frac{1}{\alpha_k^n} \frac{\partial}{\partial x_j} (\alpha_k^n \tau_{k,ij}^n + \Sigma_{k,ij}^{Re^n}) =$$

$$\frac{1}{\alpha_k^n} \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\alpha_k^n (\mu_k^t + \mu_k) \frac{\partial U_{k,i}^n}{\partial x_j} + \alpha_k^n (\mu_k^t + \mu_k) \frac{\partial U_{k,j}^n}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \alpha_k^n \rho_k^n q_k^{n^2} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \alpha_k^n (\mu_k^t + \mu_k) \frac{\partial U_{k,m}^n}{\partial x_m} \right)$$

$$J'_{(p \rightarrow k),i} = \frac{1}{\alpha_k^n} M'_{(p \rightarrow k),i}$$

$$S_k^n = S_k^n(\alpha_l, U_l^n, P^n), \text{ avec } l = 1, \dots, \text{ nombre de phases}$$

$\rho_k^n = \rho_k(P^n, h_k^n)$ calculé à l'aide de tables ou de relations analytiques.

(A.28)

Et une partie implicite qui peut être obtenue par soustraction de (A.26) et (A.27). Pour alléger la notation, nous notons : $\delta U_k = U_k^{n+1} - U_k^n$, $\delta U_k^E = U_k^E - U_k^n$ et $\delta P = P^{n+1} - P^n$.

$$\rho_k^n \frac{\delta U_{k,i}}{\Delta t} + \text{conv}(\delta U_{k,i}) - \text{diff}(\delta U_{k,i}) - \sum_{p \neq k} \frac{\partial J'_{(p \rightarrow k),i}}{\partial U_{l,i}} \delta U_{l,i} - \frac{\partial S_{k,i}}{\partial U_{l,i}} \delta U_{l,i} =$$

$$- \frac{\partial \delta P}{\partial x_i} + \rho_k^n \frac{\delta U_{k,i}^E}{\Delta t} - \frac{1}{\alpha_k^n} \frac{\partial}{\partial x_i} \rho_k^n D_{\alpha_k} \delta \alpha_k$$

(A.29)

Avec :

$$- \text{conv}(\cdot) = \frac{1}{\alpha_k^n} \left[\text{div} \left[\alpha_k^n \rho_k^n \vec{U}_k^n(\cdot) \right] - (\cdot) \text{div} \alpha_k^n \rho_k^n \vec{U}_k^n \right]$$

$$- \text{diff}(\cdot) = \frac{1}{\alpha_k^n} \text{div} \left[\alpha_k^n (\mu_k + \mu_k^t) \nabla(\cdot) \right]$$

Et D_{α_k} la contribution des gradients issue des termes sources de masse.

En négligeant les variations spatiales du taux de vide $\delta \alpha_k$ et de la pression δP , cette équation est divisée en deux étapes, une étape de convection/diffusion et une étape liée au couplage des termes sources.

— convection-diffusion : $U_{k,i}^n \rightarrow U_{k,i}^{pr1}$,

$$\rho_k^n \frac{\delta U_{k,i}^{pr1}}{\Delta t} + [\text{conv-diff}](\delta U_{k,i}^{pr1}) + \sum_{p \neq k} \left(\alpha_p F_D^{pk} + \frac{\alpha_p C_A^{pk}}{\Delta t} \right) \delta U_{k,i}^{pr1} - \frac{\partial S_{k,i}}{\partial U_{k,i}} \delta U_{k,i}^{pr1} = \rho_k^n \frac{\delta U_{k,i}^E}{\Delta t}$$

(A.30)

— Mise à jour des termes Sources : $U_{k,i}^{pr1} \rightarrow U_{k,i}^{pr}$,

$$\rho_k^n \frac{\delta U_{k,i}^{pr}}{\Delta t} - \sum_{p \neq k} \alpha_p F_D^{pk} \left[\delta U_{p,i}^{pr} - \delta U_{k,i}^{pr} \right] - \sum_{p \neq k} \frac{\alpha_p C_A^{pk}}{\Delta t} \left[\delta U_{p,i}^{pr} - \delta U_{k,i}^{pr} \right] - \sum_l \frac{\partial S_{k,i}}{\partial U_{l,i}} \delta U_{l,i}^{pr} =$$

$$\rho_k^n \frac{\delta U_{k,i}^{pr1}}{\Delta t} + \sum_{p \neq k} \left(\alpha_p F_D^{pk} + \frac{\alpha_p C_A^{pk}}{\Delta t} \right) \delta U_{k,i}^{pr1} - \frac{\partial S_{k,i}}{\partial U_{k,i}} \delta U_{k,i}^{pr1}$$

(A.31)

Le couplage entre les phases s'écrit sous forme matricielle, nous définissons alors la matrice de couplage de vitesse entre les phases :

$$[M_i^V]_{(k,p)} = - \frac{\alpha_p F_D^{pk} \Delta t}{\rho_k^n} - \frac{\alpha_p C_A^{pk}}{\rho_k^n} + \frac{\Delta t}{\rho_k} \frac{\partial S_{k,i}}{\partial U_{p,i}}$$

(A.32)

$$[M_i^V]_{(k,k)} = 1 + \sum_{p \neq k} \frac{\alpha_p F_D^{pk} \Delta t}{\rho_k^n} + \sum_{p \neq k} \frac{\alpha_p C_A^{pk}}{\rho_k^n} - \frac{\Delta t}{\rho_k} \frac{\partial S_{k,i}}{\partial U_{k,i}} \quad (\text{A.33})$$

Nous procédons de la même manière pour l'équation de conservation de l'énergie. Sa résolution débute le sous cycle $\alpha - P - h$ qui assure le couplage et la conservation des équations. L'équation de conservation de l'énergie s'écrit sous forme non conservative :

$$\begin{aligned} \rho_k^n \frac{H_k^{n+1} - H_k^n}{\Delta t} + \frac{1}{\alpha_k^n} \left[\frac{\partial}{\partial x_i} \left(\alpha_k^n \rho_k^n U_{k,i}^{n+1} H_k^{n+1} \right) - H_k^{n+1} \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\alpha_k^n \rho_k^n U_{k,i}^{n+1} \right) \right] \\ = \frac{1}{\alpha_k^n} \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\alpha_k^n \lambda_k \frac{\partial T_k^{n+1}}{\partial x_i} \right) + \left(\frac{f_{\alpha_k}(\alpha_k^n)}{\alpha_k^n} \right) \varphi_k^n \\ + \frac{P^{n+1} - P^n}{\Delta t} + \sum_{p \neq k} \frac{Q_{(p \rightarrow k)}^{n+1}}{\alpha_k^n} + \frac{\Gamma_k^{n+1} (H_k^\sigma - H_k^{n+1})}{\alpha_k^n} \end{aligned} \quad (\text{A.34})$$

Avec :

- $\rho_k^{n+1} = \rho_k(P^{n+1}, h^{n+1})$, calculé à l'aide de tables ou de relations analytiques,
- $\Gamma_k^{n+1} = \Gamma_k(\alpha_l^n, h_l^{n+1}, P^{n+1})$, $h_l^{n+1} = H_l^{n+1} - \frac{1}{2}(U_{l,i}^{n+1})^2$,
- $T_k^{n+1} = T_k(P^n, h_k^n) + \frac{1}{C_{pk}} (H_k^{n+1} - H_k^n)$,
- $f_{\alpha_k}(\alpha_k^n)$
- $Q_{(p \rightarrow k)}^{n+1} = Q'_{(p \rightarrow k)}(\alpha_l^n, h_l^{n+1}, P^{n+1})$
- $H_k^\sigma = H_k^{n+1}$, h_k^{sat} , ou spécifié par l'utilisateur.
- $U_{k,i}^{n+1}$ mis à jour depuis $U_{k,i}^{pr}$, P^{n+1} et α_k^{n+1}

Qui est séparée en une contribution explicite :

$$\begin{aligned} \rho_k^n \frac{H_k^{[j,E]} - H_k^n}{\Delta t} + \frac{1}{\alpha_k^n} \left[\frac{\partial}{\partial x_i} \left(\alpha_k^n \rho_k^n U_{k,i}^{[j-1]} H_k^n \right) - H_k^n \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\alpha_k^n \rho_k^n U_{k,i}^{[j-1]} \right) \right] \\ = \frac{1}{\alpha_k^n} \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\alpha_k^n \lambda_k \frac{\partial T_k^n}{\partial x_i} \right) + \left(\frac{f_{\alpha_k}(\alpha_k^n)}{\alpha_k^n} \right) \varphi_k^n + \frac{P^{[j-1]} - P^n}{\Delta t} + \frac{1}{\alpha_k^n} \sum_{p \neq k} Q_{(p \rightarrow k)}^n \end{aligned} \quad (\text{A.35})$$

Avec : $\beta_k = \frac{\lambda_k}{C_{pk}} + \frac{\mu^t}{\sigma_s}$

Notons que dans cette étape, seule la partie explicite (en enthalpie) des termes sources est gardée. L'expression est linéarisée par rapport à l'incrément de pression, et on obtient :

$$Q'_k = Q'(P^n, h_k^n) + \left(\frac{\partial Q'_k}{\partial P} \right)^n (P^{[j-1]} - P^n) \quad (\text{A.36})$$

Cette contribution explicite peut être ré-écrite sous forme matricielle pour résoudre le couplage entre les phases. Nous définissons la matrice de couplage de l'enthalpie définie par :

$$[M^H]_{(k,k)} = 1 + \left(\sum_{p \neq k} \zeta_{pk} \right) \frac{\Delta t}{\alpha_k^* \rho_k^n C_{pk}} - \left(\frac{\partial Q'_k}{\partial H_k} \right)^n \frac{\psi_0^{[j-1]} \Delta t}{\alpha_k^* \rho_k^n} \quad (\text{A.37})$$

$$[M^H]_{(k,p)} = -\zeta_{pk} \frac{\Delta t}{\alpha_k^* \rho_k^n C_{pp}} \text{ for } p \neq k \quad (\text{A.38})$$

Ainsi qu'une contribution implicite, obtenue par soustraction de (A.34) et (A.35) et en notant $\delta H_k^{[j,I]} = H_k^{[j,I]} - H_k^n$.

$$\begin{aligned}
 \frac{\rho_k^n [M^H]_{(k,k)}}{\Delta t} \delta H_k^{[j,I]} + \frac{1}{\alpha_k^n} \left[\frac{\partial}{\partial x_i} \left(\alpha_k^n \rho_k^n U_{k,i}^{[j-1]} \delta H_k^{[j,I]} \right) - \delta H_k^{[j,I]} \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\alpha_k^n \rho_k^n U_{k,i}^{[j-1]} \right) \right] \\
 - \frac{1}{\alpha_k^n} \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\alpha_k^n \beta_k \frac{\partial \delta H_k^{[j,I]}}{\partial x_i} \right) = \frac{\rho_k^n [M^H]_{(k,k)}}{\Delta t} \delta H_k^{[j,C]}
 \end{aligned} \tag{A.39}$$

Cette contribution est divisée en deux sous étapes, un couplage des termes sources puis une étape de convection/diffusion.

$$\begin{aligned}
 \rho_k^n \frac{H_k^{[j,C]} - H_k^{[j,E]}}{\Delta t} = \sum_{p \neq k} \frac{\zeta_{pk}}{\alpha_k^*} \left(\frac{H_p^{[j,C]} - H_p^n}{C p_p} - \frac{H_k^{[j,C]} - H_k^n}{C p_k} \right) \\
 + \frac{\psi_0^{[j-1]}}{\alpha_k^*} \left(\frac{\partial Q'_k}{\partial H_k} \right)^n (H_k^{[j,C]} - H_k^n)
 \end{aligned} \tag{A.40}$$

En notant $\delta H_k^{[j,I]} = H_k^{[j,I]} - H_k^n$:

$$\begin{aligned}
 \frac{\rho_k^n [M^H]_{(k,k)}}{\Delta t} \delta H_k^{[j,I]} + \frac{1}{\alpha_k^n} \left[\frac{\partial}{\partial x_i} \left(\alpha_k^n \rho_k^n U_{k,i}^{[j-1]} \delta H_k^{[j,I]} \right) - \delta H_k^{[j,I]} \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\alpha_k^n \rho_k^n U_{k,i}^{[j-1]} \right) \right] \\
 - \frac{1}{\alpha_k^n} \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\alpha_k^n \beta_k \frac{\partial \delta H_k^{[j,I]}}{\partial x_i} \right) = \frac{\rho_k^n [M^H]_{(k,k)}}{\Delta t} \delta H_k^{[j,C]}
 \end{aligned} \tag{A.41}$$

La résolution de l'équation de conservation de l'énergie permet de résoudre le couplage de masse, nous avons donc :

$$\frac{\rho_k^{[j-1]} \alpha_k^{[j,C]} - \rho_k^n \alpha_k^n}{\Delta t} = \psi_0^{[j]} \Gamma_k + \sum_{p \neq k} \psi_{pk}^{[j]} \Gamma_{(p \rightarrow k)}^{us} \tag{A.42}$$

Où $\Gamma_{(p \rightarrow k)}^{us}$ est un terme source utilisateur et les termes ζ_{pk} , α_k^* , $\psi_0^{[j]}$ et $\psi_{pk}^{[j]}$ sont des termes bornant la solution et assurant la positivité des fractions volumiques (voir [cfd support, 2017b]).

La partie convective s'obtient en réactualisant la vitesse finale :

$$\rho_k^{[j-1]} \frac{\alpha_k^{[j]} - \alpha_k^{[j,C]}}{\Delta t} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\alpha_k^{[j]} \rho_k^n U_{k,i}^{n+1} \right) = 0 \tag{A.43}$$

Avec : with $\delta P = P^{n+1} - P^n$, $\delta \alpha_k = \alpha_k^{n+1} - \alpha_k^n$.

$$U_{k,i}^{n+1} = U_{k,i}^{pr} - C_{k,i}^P \frac{\partial \delta P}{\partial x_i} - C_k^\alpha \frac{1}{\alpha_k \rho_k} \frac{\partial \delta \alpha_k}{\partial x_i} \tag{A.44}$$

Soit :

$$\begin{aligned}
 \rho_k^{[j-1]} \frac{\alpha_k^{[j]} - \alpha_k^{[j,C]}}{\Delta t} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\alpha_k^{[j]} \rho_k^n \left[U_{k,i}^{pr} - C_{k,i}^P \frac{\partial}{\partial x_i} (P^{[j-1]} - P^n) \right] \right) \\
 - \frac{\partial}{\partial x_i} \left(C_k^\alpha \frac{\partial \alpha_k^{[j]} - \alpha_k^n}{\partial x_i} \right) = 0
 \end{aligned} \tag{A.45}$$

La conservation du volume est finalement assurée par l'étape de correction de la pression :

$$\begin{aligned}
 \sum_{k=1}^{nphas} \left(\frac{\alpha_k^{[j]}}{\rho_k^{[j-1]} c_k^{*2}} - \frac{\Delta t}{\rho_k^{[j-1]}} \left(\frac{\partial \Gamma_k^*}{\partial P} \right) \right) \frac{\delta \delta P^{[j]}}{\Delta t} - \sum_{k=1}^{nphas} \frac{1}{\rho_k^{[j-1]}} \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\alpha_k^{[j]} \rho_k^n C_{k,i}^P \frac{\partial}{\partial x_i} \delta \delta P^{[j]} \right) \\
 = \frac{1}{\Delta t} \left(\sum_{k=1}^{nphas} \alpha_k^{[j]} - \sum_{k=1}^{nphas} \alpha_k^{[n+1]} \right)
 \end{aligned} \tag{A.46}$$

Les équations doivent alors vérifier sur tout le domaine de calcul :

$$\max_{I \in N_{CEl}} \left(\left| 1 - \sum_k \alpha_k^{[j]}(I) \right| \right) < \epsilon_{vol} \tag{A.47}$$

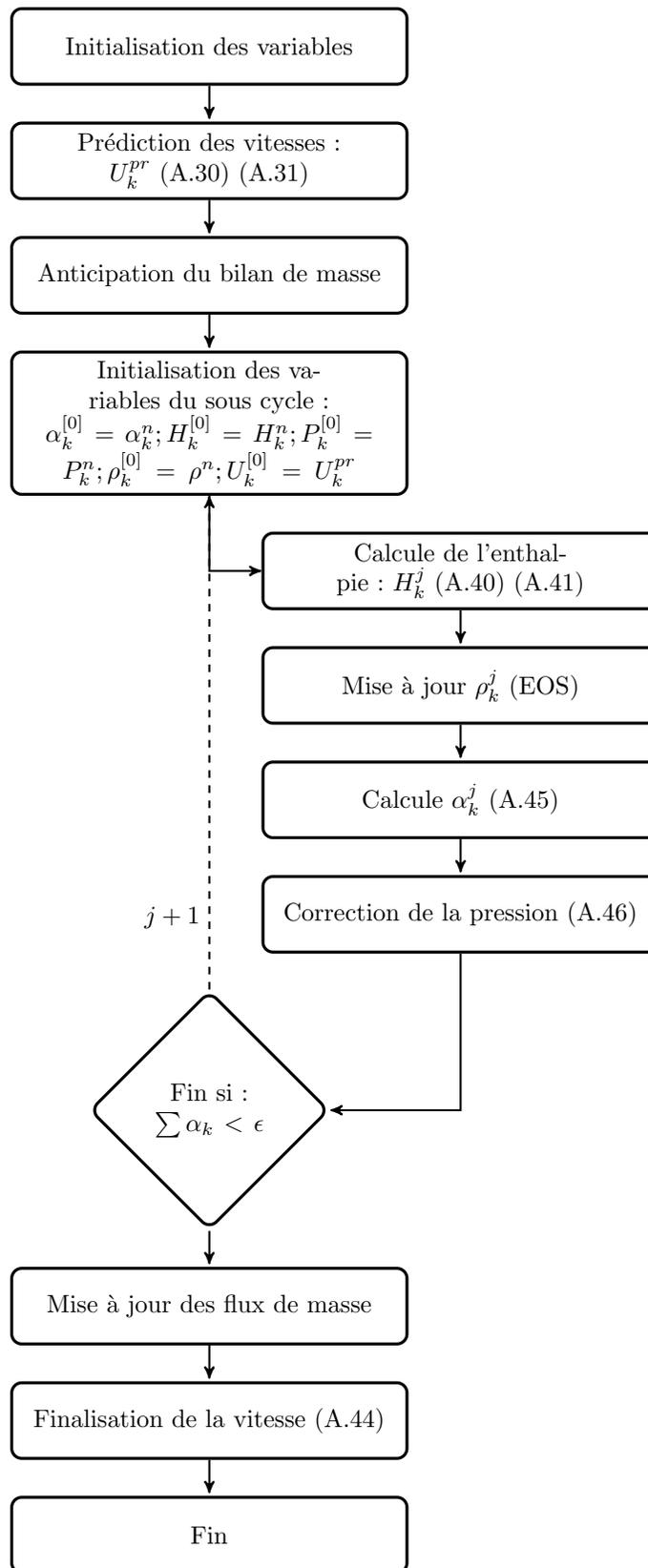


FIGURE A.1 – Organigramme simplifié de l’algorithme de résolution des équations de *neptune_cfd*.

Calculs complémentaires relatifs à l'hydrodynamique

Cette annexe regroupe différents essais numériques réalisés au cours de la thèse. Nous indiquons dans un premier temps les calculs préliminaires ayant permis le choix de la discrétisation numérique.

Puis nous récapitulons les calculs 2D et 3D effectués qui n'ont pas été détaillés dans le corps de la thèse.

Les résultats présentés dans cette annexe ne bénéficient pas tous du même post-traitement que ceux présentés dans le corps de la thèse. Nous avons néanmoins tenus à les inclure dans la thèse pour assurer la continuité de nos travaux.

B.1 Choix du schéma de discrétisation spatiale

Les choix de schémas de discrétisation spatiale implémentés dans *neptune_cfd* sont relativement restreints mais sont des schémas de références couramment utilisés, à savoir les schémas :

- upwind,
- SOLU,
- centré,

Nous avons réalisé différents calculs préliminaires en 2D avec ces différents schémas. Quelques résultats sont illustrés dans le *tab.B.1*.

Le schéma upwind d'ordre 1 est stable et facilite le démarrage des calculs. Néanmoins il est trop dissipatif, et ne permet pas d'obtenir les résultats escomptés. Les schémas centré et SOLU, d'ordre 2, peuvent rendre le démarrage des calculs plus difficile. Ils permettent néanmoins d'obtenir les bons résultats une fois la mise en donnée correctement réglée. Le schéma SOLU s'est montré plus robuste que le schéma centré, notamment pour les calculs 3D, alors que les deux donnent des résultats équivalents sur les calculs convergés. Le schéma SOLU a donc été sélectionné dans notre étude pour la qualité de la solution et sa robustesse.

Schéma	P_{out} [bar]	Fréquence [Hz]
Upwind	1,6	70
SOLU	1,7	109
Centré	1,7	109

TABLE B.1 – Effet du schéma de discrétisation spatiale sur la solution. Simulations à 6° , $v_{in} = 15$ m/s, 2D.

B.2 Essai d'un schéma de discrétisation temporelle d'ordre deux

Compte tenu de la fréquence élevée des détachements des structures de vapeur, nous avons souhaité appliquer une discrétisation temporelle d'ordre deux. La discrétisation temporelle d'ordre deux peut permettre de gagner en précision et d'utiliser des pas de temps plus importants mais elle est en contrepartie moins stable. De plus, dans *neptune_cfd*, le schéma numérique d'ordre deux est encore en développement. Nous ne sommes donc pas parvenus à réaliser des calculs cavitants avec un schéma d'ordre deux en temps sur *neptune_cfd* que ce soit pour la version 6.0 ou 7.0.

B.3 Simulation avec les modèles de changement de phase d'origine de *neptune_cfd*

Les modèles d'origine de *neptune_cfd* ont été extensivement testés selon une large variété de paramètres. Nous présentons ici des résultats obtenus avec la même méthodologie et mise en données que pour les calculs utilisant le modèle en enthalpie présenté dans le reste de la thèse. Pour ces modèles le diamètre de bulle d_b et le temps de relaxation sont réglés à 10^{-3} ce qui permet des calculs plus stables. Avec ces modèles, les calculs sont particulièrement difficiles à effectuer. Les modèles "Manon-Berne" et "Relaxation-time" ne sont pas adaptés à la physique du phénomène de cavitation. Les résultats produits sont également non satisfaisants.

Le modèle "Flashing", est dédié à la simulation d'un phénomène proche de la cavitation et permet d'obtenir plus rapidement un calcul stable. Néanmoins les résultats de ce dernier ne sont pas non plus satisfaisants. Cela s'explique par le fait qu'il est construit autour d'une corrélation expérimentale jugée non représentative de la cavitation.

Le *tab.B.2* récapitule les résultats obtenus sur des simulations 2D à 6° d'incidence sur l'hydrofoil NACA 65012.

Modèle	P_{out} [bar]	τ	σ [-]	fréquence [Hz]
Manon-Berne	1,5	1.10^{-3}	1,40	90
Relaxation-time	1,5	-	1,3	echec
Flashing	1,5	-	1,36	90

TABLE B.2 – Meilleurs résultats obtenus pour les modèles d'origines de *neptune_cfd* sur le cas test. Simulations à 6° , $v_{in} = 15$ m/s, 2D.

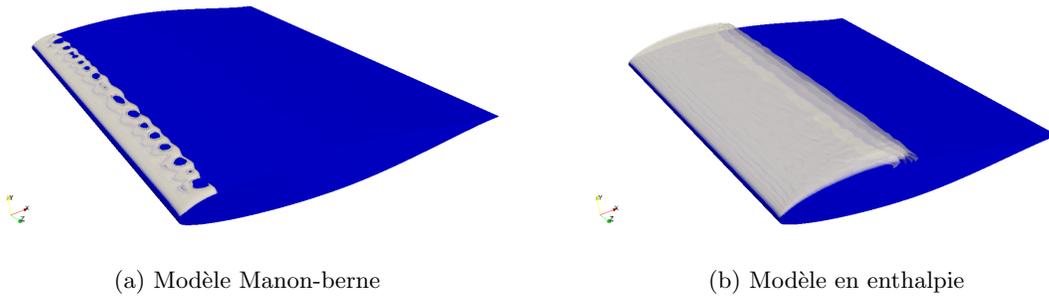


FIGURE B.1 – Illustration du taux de vide moyen obtenus pour le modèle Manon-Berne et le modèle en enthalpie présenté dans cette thèse sur maillage proche du maillage moyen. 6° , $v_{in} = 15$ m/s, $P_{out} = 2$ bar, 3D.

B.4 Calculs 2D

B.4.1 4°

L'étude du comportement cavitant de l'hydrofoile à 4° a été réalisée dans un second temps. Avec le bon comportement des calculs 3D à 4° et les meilleurs résultats de l'intensité de cavitation en 3D, toute la gamme de condition n'a pas été simulée en 2D.

B.4.2 6°

L'étude du comportement cavitant de l'hydrofoile à 6° a en premier lieu été réalisée en 2D. Le *tab.B.3* présentent les résultats des simulations numériques à différentes vitesses et différentes longueurs de poche. Notons que ces résultats ne sont pas mis en avant dans le corps du texte du fait du développement d'une instabilité à basse fréquence dans l'écoulement pouvant fortement modifier la taille de la poche. Ces oscillations de la taille maximale de la poche sont augmentées avec la vitesse de l'écoulement et peuvent être suffisamment importantes pour altérer la fréquence de détachement et la détermination de la taille de la poche. La conséquence sur les résultats est une évolution de l'erreur non monotone (comme observé en 3D) sur la prédiction de la fréquence et du nombre de cavitation. Les simulations à 25 et 30 m/s sont particulièrement touchées et ne sont présentées ici qu'à titre indicatif.

Longueur	vitesse	Nombre de cavitation		Fréquence		Erreur		
		L [%]	$v_{in}[m/s]$	$\sigma_{xp}[-]$	$\sigma_{num}[-]$	$f_{xp}[Hz]$	$f_{exp}[Hz]$	$err_{\sigma}[\%]$
20	15		1,88	1,89	206	208	0,5	1
	20		1,89	1,75	280	272	7,4	2,9
	25		1,92	1,66	375	374	13,5	0,3
	30		1,93	1,64	455	338	15,0	25,7
30	15		1,72	1,75	139	142	1,7	2,2
	20		1,73	1,65	198	173	4,6	12,6
	25		1,74	1,6	264	252	8,0	4,5
	30		1,75	1,54	289	338	12	17
40	15		1,08	1,59	100	112	0	12
	20		1,11	1,54	140	150	3,8	7,1
	25		1,12	1,53	190	188	5,6	1,1
	30		1,13	1,51	220	228	7,4	3,6

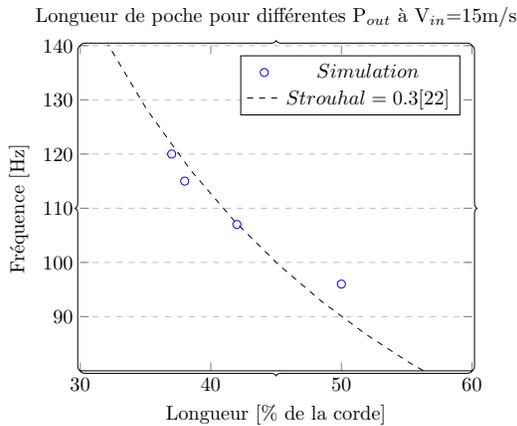
 TABLE B.3 – Comparaison des simulations numériques 2D avec le maillage moyen aux résultats expérimentaux pour une incidence de 6° .


FIGURE B.2 – Fréquence en fonction de la longueur de poche

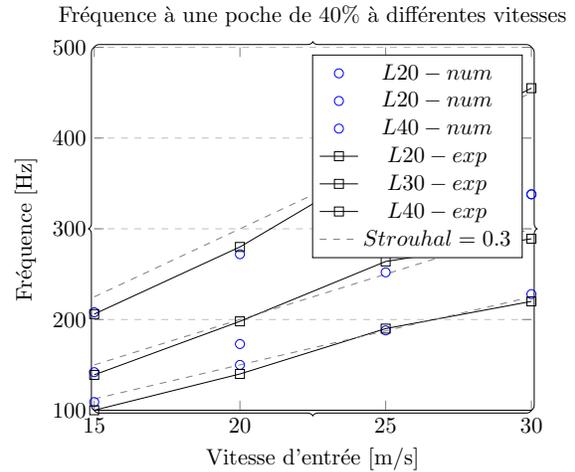


FIGURE B.3 – Fréquence en fonction de la vitesse

B.4.3 Mise en évidence du comportement fluctuant de la poche

Les résultats à 4 et 6° d'incidence en 2D ont mis en évidence l'existence d'une basse fréquence. Cette basse fréquence n'est pas propre aux simulations 2D et est présente dans les calculs 3D où elle n'est cependant pas dominante. En 2D cette fréquence semble plus énergétique et peut être amenée à dominer la simulation, particulièrement à haute vitesse.

Face à ce phénomène, la détermination de la longueur de la poche par le gradient de pression moyen s'est révélé particulièrement utile, comme le montre les résultats 2D à haute vitesse qui coïncident

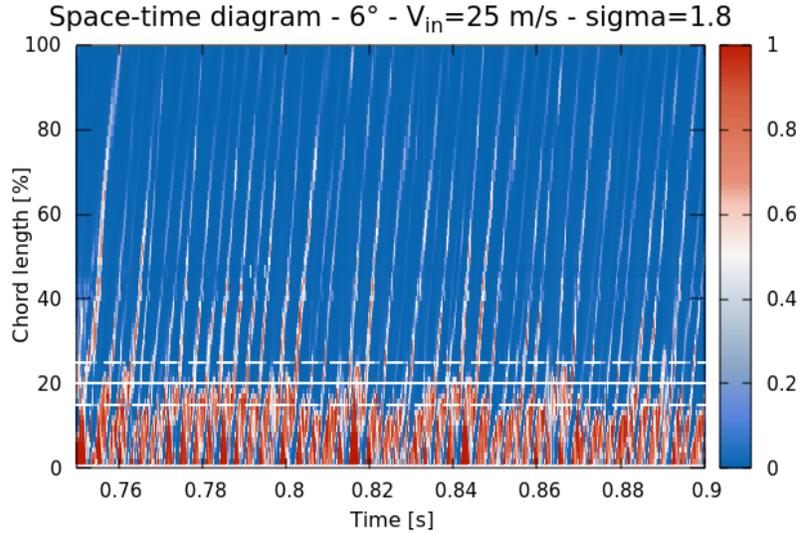


FIGURE B.4 – Mise en évidence de la fluctuation de la longueur de la poche de cavitation. 6° , $v_{in} = 25$ m/s, $\sigma = 1.8$, 2D.

avec les résultats 3D là où la détermination par les iso-valeurs ne permettait pas la détermination d'une longueur de poche cohérente. Néanmoins, les simulations sont entachées d'une erreur puisque le comportement de la poche ne reflète pas celui de l'expérience.

Cette basse fréquence est également présente dans la littérature, elle peut être observée sur les résultats expérimentaux ainsi que sur les différentes simulations numériques. Nous l'attribuons pour le moment au blocage de l'écoulement suite au détachement d'une structure de cavitation. Cela mène en 3D à l'apparition de deux modes de détachement de la poche via une fluctuation locale de la taille de la poche, mais cela n'est pas possible en 2D, ce qui mène alors à un blocage plus important et à une fluctuation de la poche dans son entièreté. Une analyse plus attentive de ce phénomène serait à poursuivre.

B.5 Calculs 3D complémentaires à 6° d'incidence

B.5.1 Transport d'aire interfaciale

Le code *neptune_cfd* dispose de différentes équations de transport de l'aire interfaciale (IATE), leur définition peut être retrouvée dans le guide [cfd support, 2017b]. Ceci permet de déterminer le diamètre de la bulle comme solution d'une équation pouvant intégrer de la coalescence et de la fragmentation. Ces équations ne sont pas dédiées au phénomène de cavitation et il a été choisi de ne pas introduire cette complexité supplémentaire dans nos calculs. Nous avons néanmoins testé l'effet de l'utilisation de l'équation de transport d'aire interfaciale sur la mise en donnée sélectionnée.

Le *tab.B.4* récapitule leurs résultats. Dans la majorité des cas, les résultats sont assez proches des résultats expérimentaux. Comparativement aux résultats à diamètre constant, la fréquence de détachement est diminuée ce qui permet de se rapprocher de la fréquence expérimentale de 100 Hz. Cependant, le nombre de cavitation est inférieur à celui obtenu à diamètre constant qui correspondait exactement à la valeur expérimentale, à savoir $\sigma = 1.59$. Notons que le seul modèle n'autorisant pas la coalescence ou la condensation des bulles ("No Coalescence No Condensation") capture une

fréquence de détachement bien supérieure au résultat attendu. Pour autant le nombre de cavitation reste inchangé.

Ces résultats sont dus à une modification de la répartition du taux de vide dans la poche, ce qui modifie légèrement la répartition de la pression sur la corde et semble également ralentir le détachement des structures de cavitation. La *fig.B.5* présente les diagrammes spatio-temporels obtenus avec les différentes équations de transport. Nous pouvons constater que les diagrammes spatio-temporels des modèles Ruyer-Seiler et Yao-Morel sont proches de ceux obtenus à diamètre constant. Au contraire, les diagrammes spatio-temporels obtenus avec les modèles Kamp-Colin et No Coalescence No Condensation ne correspondent pas à la dynamique escomptée.

Bien que dans l'étude d'influence, la modification du diamètre de bulle n'a influencé que le nombre de cavitation et la valeur du taux de vide dans la poche, nous voyons ici que l'introduction d'un diamètre variable peut modifier considérablement la fréquence de détachement et la dynamique de la poche. De plus, nous savons que le diamètre des bulles de cavitation varie le long de la corde, il n'existe cependant pas d'expérience permettant de suivre précisément le diamètre des bulles le long de la corde. Il n'existe pas non plus d'équation de l'aire interfaciale créée à cet effet. Ainsi la variation du diamètre de la bulle est un paramètre supplémentaire prometteur pour améliorer la prédiction du comportement de la poche de cavitation mais cet outil doit être développé et adapté à ces écoulements. Cela représente un travail important qui n'est pas le sujet de cette thèse et pourrait être un sujet à part entière.

Modèle	d_b min - max [m]	σ	L [%]	Fréquence [Hz]
Ruyer-Seiler	1.10^{-2} - 1.10^{-7}	1,562	37	96
	1.10^{-3} - 1.10^{-6}	1,562	39	100
Yao-Morel	1.10^{-2} - 1.10^{-7}	1,562	37	105
	1.10^{-3} - 1.10^{-6}	1,564	38	97
Kamp-Colin	1.10^{-2} - 1.10^{-7}	1,563	39	98
No Coalescence/Condensation	1.10^{-2} - 1.10^{-7}	1,564	41	125

TABLE B.4 – Effet de l'utilisation des différentes équations de transport d'aire interfaciale sur la solution du cas test et modification des bornes du diamètres pour les deux équations les plus prometteuses. Simulations à 6° , $v_{in} = 15$ m/s, $P_{out} = 1,73$ bar, 3D.

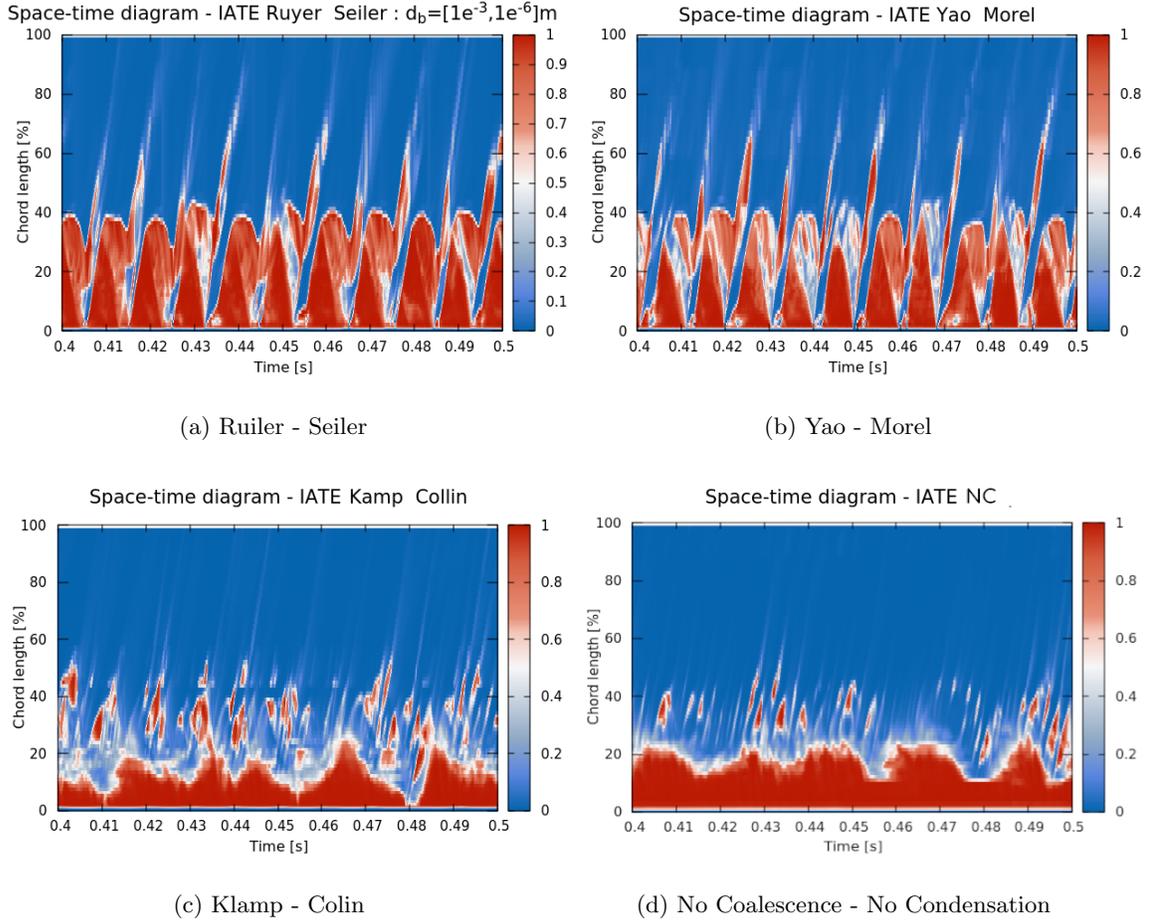


FIGURE B.5 – Diagrammes spatio-temporels obtenus avec différentes équations de transport de l'aire interfaciale. Simulations à 6° , $v_{in} = 15$ m/s, $d_b = \{1.10^{-2} - 1.10^{-7}\}$ m, $P_{out} = 1,7$ bar, 3D.

B.6 Comparaison avec le code homogène Code_Saturne

Nous nous proposons de comparer les résultats plus en détails avec les résultats du code homogène Code_Saturne issus de la thèse de [Leclercq, 2017]. La première observation est que le code bi-fluide *neptune.cfd* est parvenu à réaliser des calculs à l'incidence de 4° en captant le régime stable de la poche, ce qui n'avait pas été possible avec Code_Saturne.

B.6.1 Comparaisons qualitatives

Nous pouvons nous rendre compte des points détaillés ci-haut en regardant le comportement de la poche. Soit à l'aide d'un diagramme spatio-temporel *fig.B.6*, soit à l'aide d'une visualisation 3D de l'écoulement *fig.B.8*.

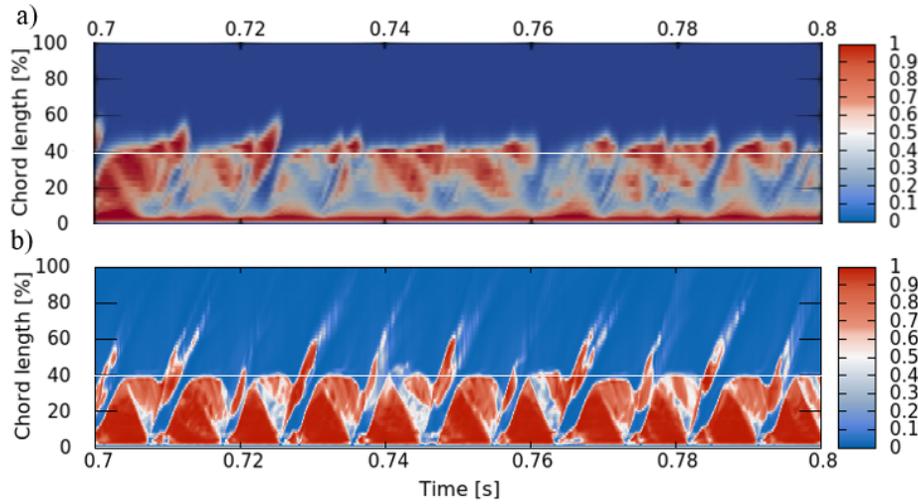


FIGURE B.6 – Comparaisons de diagrammes spatio-temporels obtenus avec a) le code homogène Code_Saturne [Leclercq, 2017], et b) le code bi-fluide *neptune_cfd*

Sur la *fig.B.6* présentant les diagrammes spatio-temporels des deux codes, nous pouvons voir que la fermeture de poche avec le code homogène est plus difficile à identifier. La fermeture a du être placée à 50% (+/- 5%) pour réaliser des comparaisons cohérentes avec l'expérience avec le jeu de coefficients considérés. Nous remarquons également la nature très destructurée de la poche de cavitation et la condensation plus rapide des structures convectées. Nous ne disposons pas de diagrammes spatio-temporels expérimentaux sur cette géométrie, néanmoins une comparaison est possible avec un code barotrope [Fortes-Patella et al., 2012], ou encore sur une autre géométrie avec l'expérience de [Carrat et al., 2019] dont un diagramme spatio temporel est présenté sur la *fig.B.7*. Dans les deux cas les diagrammes spatio-temporels ressemblent d'avantages à ce qui est obtenu avec le code bi-fluide.

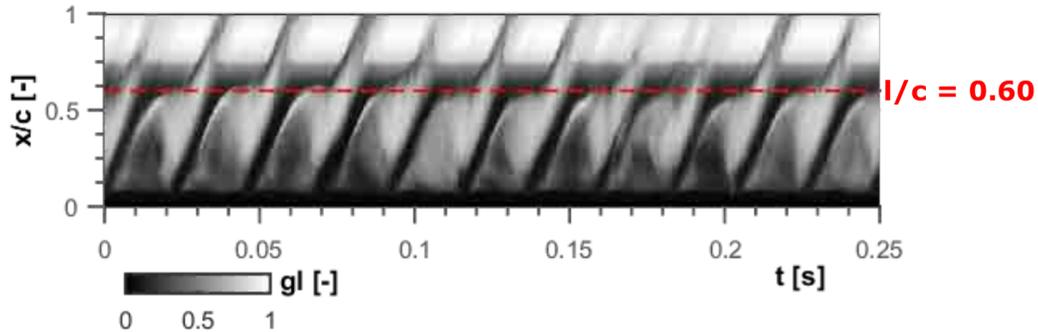


FIGURE B.7 – Diagramme spatio-temporel obtenu par niveau de gris d'une visualisation réalisée sur un profil différent (TUD, 4°, 8 m/s, L=60%, $\sigma = 1.09$) [Carrat et al., 2019].

Dans les simulations homogènes, les structures qui se détachent de la poche sont moins nombreuses et condensent très rapidement (avant les 60% de la corde). Elle prennent une forme en croissant évoquant les structures en fer-à-cheval caractéristiques de ce type d'écoulement. En comparaison, les structures capturées avec *neptune_cfd* prennent correctement la forme et la dynamique escomptée de ce type de structures. Ces dernières persistent le long de la corde comme l'atteste la *fig.B.8*. Un exemple de visualisation de la poche obtenue par Code_Saturne est donné sur la *fig.B.9*.

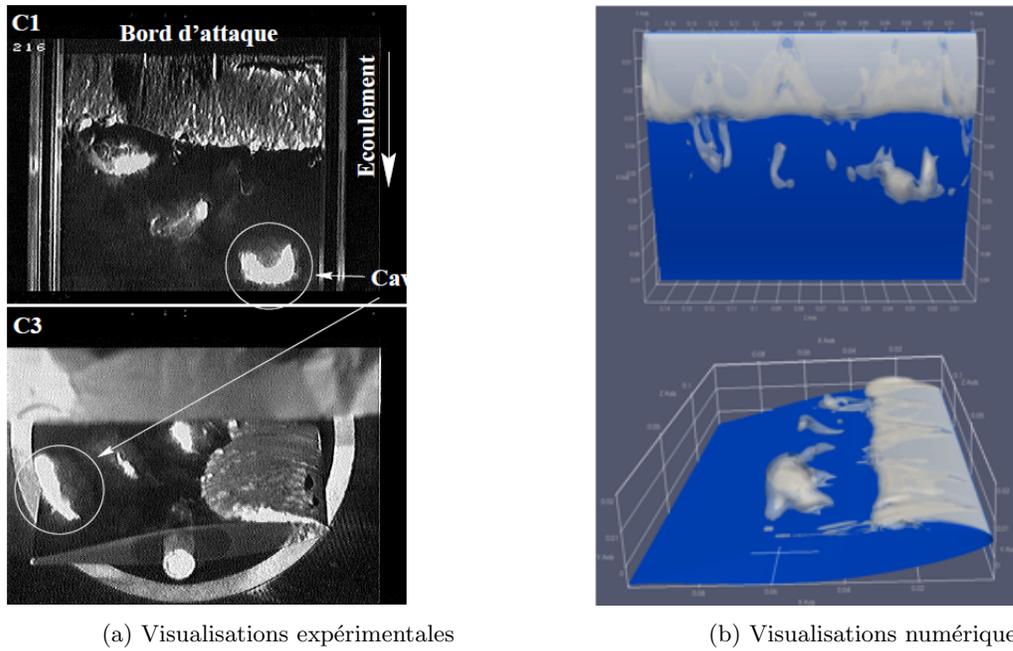


FIGURE B.8 – Comparaisons des visualisation de dessus et latérales issues de l'expérience [Pereira, 1997] et des simulations avec *neptune_cfd*.

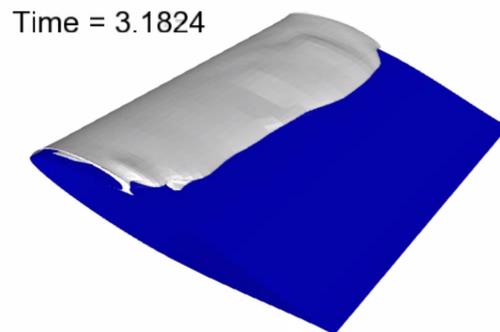


FIGURE B.9 – Exemple de la poche obtenue avec le code homogène Code_Saturne [Leclercq, 2017]. Simulations à 6° , $v_{in} = 15$ m/s, $\sigma = 1, 35, 3D$.

B.6.2 Comparaisons quantitatives sur l'hydrodynamique

Nous avons fait le choix de ne présenter uniquement que des résultats issus des simulations 3D dans cette section. Des simulations en 2D ont également été réalisées avec les codes *Code_Saturne* et *neptune_cfd*. La *fig.B.10* récapitule les résultats en 2D et en 3D à différentes vitesses pour l'incidence de 6° pour les deux codes.

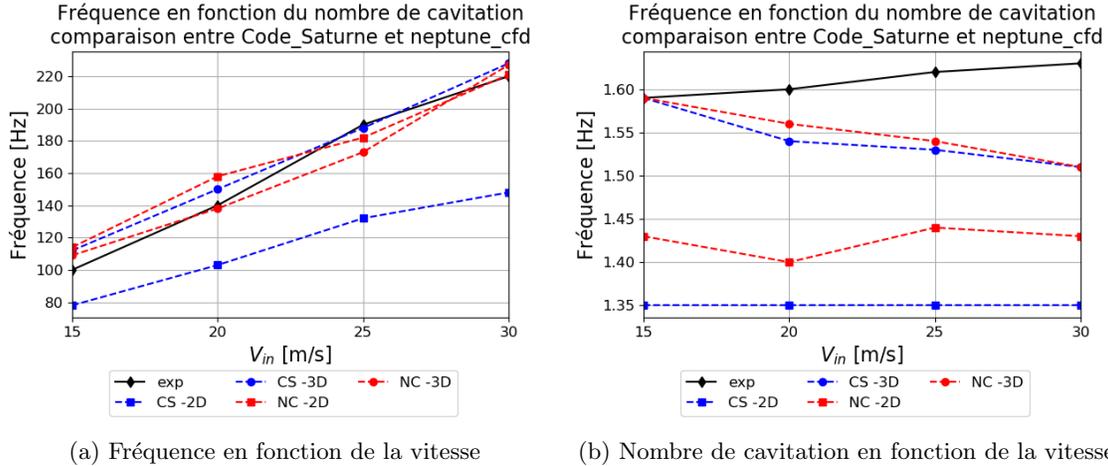


FIGURE B.10 – Comparaisons des résultats de l'expérience [Pereira, 1997] et des simulations avec *neptune_cfd* et *Code_Saturne* [Leclercq, 2017].

Les résultats des fréquences de détachement obtenus en 3D sont satisfaisants avec les deux codes. Pour autant nous observons une déviation des fréquences capturées avec le code homogène en 2D ainsi que des valeurs du coefficient de cavitation en retrait tant en 2D qu'en 3D.

B.6.3 Discussions complémentaires

En plus des résultats observés au paragraphe B.6, d'autres éléments de réflexion sont à apporter.

Premièrement, la définition de la fermeture de poche est différente entre l'approche homogène et notre approche bi-fluide. Compte tenu du comportement différent de la poche de cavitation sur le modèle homogène, la définition de la fermeture de poche dans la thèse [Leclercq, 2017] inclut en partie la zone de convection des structures de cavitation. La taille de la poche est donc rallongée par rapport à ce qu'elle devrait être si elle était capturée expérimentalement ou déterminée avec notre critère du gradient de pression moyen. Nous avons pu voir au cours de la thèse que cette différence a son importance pour la prévision de l'érosion de cavitation.

Deuxièmement, nous pouvons nous questionner sur l'influence des maillages utilisés par les deux codes. Après une étude de convergence le code homogène a l'avantage de pouvoir réaliser des calculs sur des maillages moins raffinés. Ce qui est une différence prévisible de l'augmentation du nombre d'équations aux dérivées partielles dans le système. Néanmoins durant l'étude de sensibilité au maillage sur le code homogène, un maillage plus raffiné que celui utilisé dans notre thèse a été utilisé. Les différences observées entre les deux codes ne proviennent donc pas du raffinement. De plus nous sommes partis de la géométrie et du maillage utilisés avec le code homogène que nous avons amélioré et raffiné pour notre étude.

B.7 Analyse complémentaire des signaux de température

B.7.1 Figure détaillée des variables du modèle de changement de phase lors d'un cycle

Au paragraphe 4.4.4.2 nous avons présenté un graphique contenant les variables principales du modèle. Nous proposons ici d'afficher en complément davantage de variables qui interviennent dans le modèle de changement de phase, telles que les températures et les enthalpies de chaque phase. Le même cycle est représenté sur la *fig.B.11*.

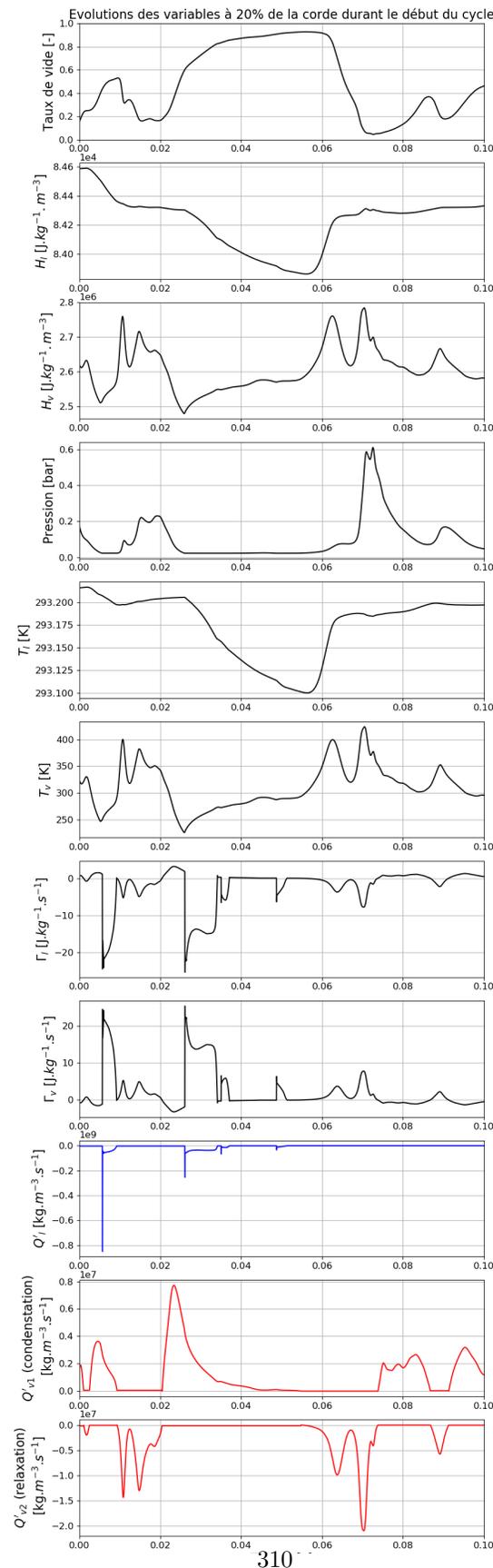


FIGURE B.11 – Evolution des variables du modèle de changement de phase lors d'un cycle. La première moitié du cycle représente la vaporisation de la poche et la seconde moitié du cycle représente la condensation de la poche au niveau d'une sonde située à 20% de la corde de l'hydrofoil considéré (voir chap.2).

B.7.2 Compression d'un gaz parfait

Nous avons vu que la température de la phase vapeur pouvait atteindre de manière locale et brève une température élevée. Nous cherchons à savoir s'il ne s'agit pas là d'une dérive du modèle et si ces températures sont physiquement admissibles. Pour cela nous proposons d'étudier la température théorique qui serait atteinte lors d'une compression isentrope.

Pour rappel, la compression isentrope est une compression réalisée sans échange de chaleur avec l'extérieur. L'entière énergie de la transformation est donc transformée en chaleur dans le système. C'est donc la compression donnant la température la plus élevée admissible physiquement. La dépasser sans apport externe de chaleur reviendrait à remettre en cause la validité physique du modèle de changement de phase proposé dans cette thèse.

Nous considérons pour ce faire un gaz parfait suivant la loi d'état $P = \rho r T$, avec :

$$\left\{ \begin{array}{l} P \quad , \text{ la pression} \\ \rho \quad , \text{ la masse volumique} \\ r \quad , \text{ la constante massique des gaz parfaits} \\ T \quad , \text{ la température} \end{array} \right.$$

En partant de la loi de Laplace, et en substituant le volume V par la température via l'équation d'état, la température peut s'exprimer comme fonction de la pression et des propriétés physiques du gaz.

$$P_i \left(\frac{nRT_i}{P_i} \right)^\gamma = P_f \left(\frac{nRT_f}{P_f} \right)^\gamma \quad (\text{B.1})$$

$$\Leftrightarrow P_i^{1-\gamma} T_i^\gamma = P_f^{1-\gamma} T_f^\gamma \quad (\text{B.2})$$

$$\Leftrightarrow T_f = T_i \left(\frac{P_f}{P_i} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \quad (\text{B.3})$$

$$(\text{B.4})$$

En prenant la pression initiale comme la pression de saturation à 20°C soit $P_i = 2340$ Pa, la température finale de la transformation isentrope est donnée en utilisant la pression du code $P_f = P$. Nous pouvons ainsi suivre sur la *fig.B.12* l'évolution de la température vapeur donnée par le code et de la température qui serait obtenue pour une compression isentrope. Nous avons ciblé un instant où une poche convectée impluse à proximité de la sonde ce qui entraîne une pression élevée (jusqu'à 6 bar) et mène à une température vapeur élevée également (600 K).

Lorsque la pression est proche de la pression de saturation, la température vapeur est maintenue à une température proche de la température ambiante, c'est également le cas pour la température obtenue par compression isentrope. Lorsque la pression augmente, la température vapeur peut devenir très élevée mais le taux de vide diminue (sous l'effet de la condensation du modèle). Ainsi la température vapeur n'est généralement élevée que lorsque le taux de vide est inférieur à 5%. C'est également dans ces conditions que la pression peut devenir supérieure à la pression ambiante (~ 2 bar) et la température vapeur $> 100^\circ\text{C}$. Le modèle de compression isentrope donne des températures encore plus élevées et atteignant presque 1200°C lors de la compression à 6 bar. Ce résultat n'est pas sans rappeler les résultats obtenus par [Fujikawa et Akamatsu, 1980].

Les températures très élevées observées dans la phase vapeur sont donc physiquement admissibles bien qu'inattendues. Ces températures sont causées par une forte compression de la phase vapeur résiduelle dans la maille subissant l'implosion des structures de vapeur et leur voisinage.

Bien entendu ce raisonnement a ses limites puisque la maille n'est pas isolée et différents échanges d'énergie et de masse entrent en jeu.

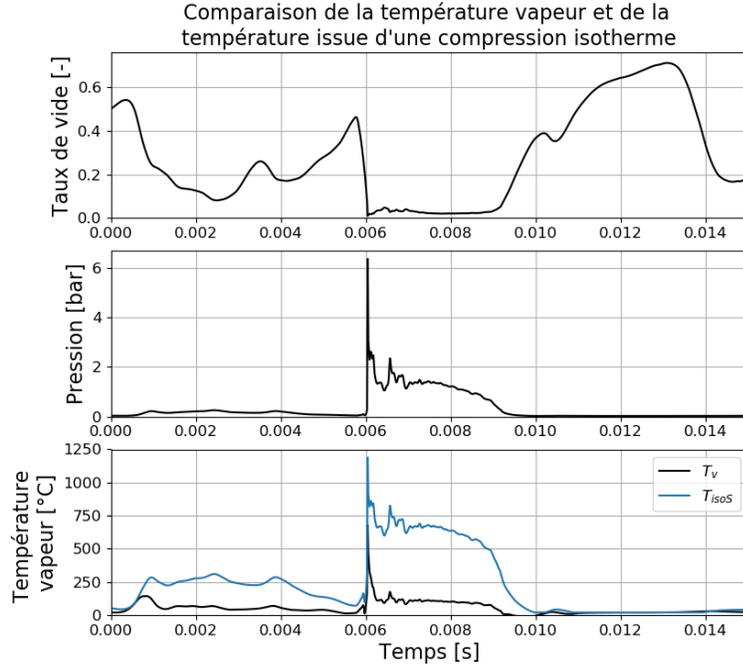


FIGURE B.12 – Comparaison de la température vapeur T_v obtenue par *neptune_cfd* et de la température T_{iso} issue d'une compression isentropique. Simulations à 6° , à $v_{in} = 15$ m/s, $\sigma = 1.59$.

B.8 Travaux relatifs à la simulation d'une pompe en régime cavitant

Durant cette thèse nous avons également entamé un travail préparatoire visant à appliquer le modèle de cavitation sur une pompe. Il existe un précédent relativement récent pour *neptune_cfd*, dans la note de [Merigoux, 2018] une pompe est simulée en régime eau-air. Nous avons donc sélectionné cette étude comme point de départ pour tester notre modèle de cavitation sur une pompe. Il est à noter que *neptune_cfd* ne peut actuellement pas modéliser qu'une partie de la géométrie en utilisant des symétries, la géométrie entière doit donc être modélisée. Pour ce faire *neptune_cfd* utilise un algorithme appelé "Transient rotor" permettant la rotation du rotor autour du stator en reconstruisant le maillage à l'interface des deux géométries. Les étapes de cet algorithme sont illustrées sur la *fig.B.13*.

Nous avons dans un premier temps pris en main l'étude en utilisant la mise en données et les routines d'origine pour nous assurer du bon fonctionnement du cas. Nous avons ensuite procédé à leur modification pour converger vers notre modélisation sur laquelle notre modèle de cavitation a été extensivement testé et est fonctionnel. En particulier, la note est réalisée sur une simulation à grande interface, Large Interface Model (LIM), alors que nous avons étudié la cavitation à l'aide du modèle à bulles dispersées. La simulation est également réalisée avec de l'air aux propriétés constantes. Nous sommes parvenus à faire fonctionner cette pompe en monophasique en utilisant les paramètres de notre mise en donnée.

Les modifications suivantes ont été opérées :

- simulation eau-air → simulation eau-vapeur,
- modélisation de type LIM → modélisation de type bulles dispersées,
- solveur couplé → solveur "vitesse moyenne",

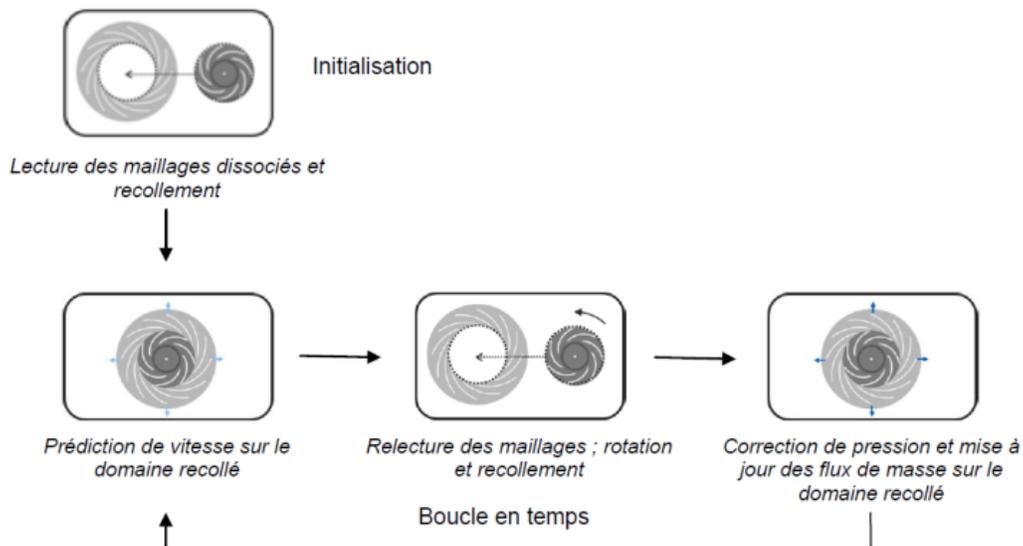


FIGURE B.13 – Illustration de l’algorithme ”Transient rotor” utilisé dans *neptune_cfd* . [Merigoux, 2018]

- modèle de turbulence R_{ij} SSG \rightarrow modèle $k - \epsilon$,
- propriétés physiques de l’eau constantes \rightarrow tables thermodynamiques,
- propriétés physiques de l’air en gaz parfait \rightarrow vapeur d’eau via les tables thermodynamiques,
- injection d’air \rightarrow modèle de cavitation,
- pression non bornée \rightarrow bornée par les tables.

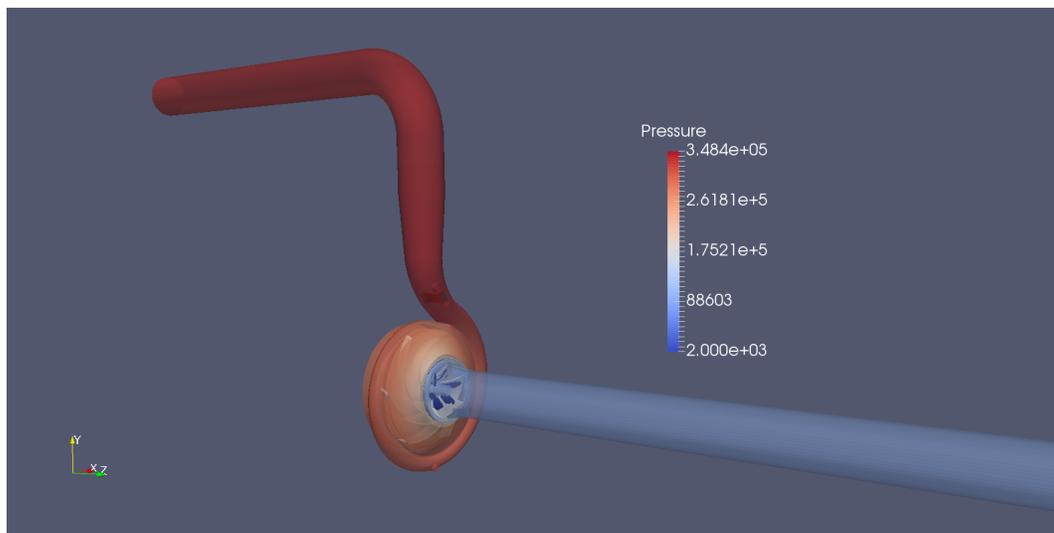


FIGURE B.14 – Domaine de calcul de la pompe, le champ de couleur indique la pression. Le champ est opacifié pour laisser entrevoir l’aube au centre de l’image.

Dans un second temps nous avons essayé de simuler le passage en diphasique avec le modèle de cavitation présenté dans cette thèse. Nous ne sommes malheureusement pas parvenus à réaliser un transitoire dans les temps impartis. Comme le montre la *fig.B.14*, la pression chute sur le bord des

aubes. Cette dépression est propice au développement de la cavitation comme escompté. Mais il existe également une dépression importante au niveau du joint, autour des labyrinthe, qui entraîne la divergence du calcul avec les tables thermodynamiques. Dans la modélisation d'origine une pression négative est autorisée dans cette région, ce qui n'est pas possible avec l'utilisation des tables thermodynamiques.



FIGURE B.15 – Surface des aubes en blanc, les zones où le fluide est sous la pression de saturation sont mises en évidence en bleu.

Pour poursuivre ces essais plusieurs pistes sont possibles :

- bloquer la pression à un niveau supérieur à la pression de saturation,
- ajuster les conditions aux limites pour augmenter la pression dans cette zone,
- modifier la géométrie pour faire disparaître ce jeu.

Travaux complémentaires relatifs à l'intensité de cavitation

Cette annexe est dédiée au détail des travaux réalisés sur la méthode de projection de l'angle solide utilisée pour déterminer l'énergie de cavitation atteignant la surface, voir la sous partie 8.3.

C.1 Détails et vérifications des méthodes de projection

C.1.1 Généralisation de la méthode des rectangles

Lorsque nous parcourons l'ensemble des cellules volumiques d'une géométrie et opérons la projection sur des cellules surfaciques, nous n'obtenons que rarement la situation idéale nécessaire à la méthode des rectangles (*chap.8.3*). En pratique, le centre de la cellule volumique sera le plus souvent décentré et la droite passant par le centre des deux cellules ne sera pas perpendiculaire à la cellule surfacique.

Néanmoins cette droite est nécessairement perpendiculaire à un point du plan auquel la cellule surfacique appartient. Ce point est la projection orthogonale du centre de la cellule volumique sur le plan défini par la cellule surfacique. Dès lors, nous pouvons reconstruire un plus grand rectangle, incluant le rectangle initial, et dont un des points de construction (centre ou sommet) est ce point projeté. La *fig.C.1* illustre cette situation. Les angles solides étant géométriquement définis comme des aires ils conservent un caractère extensif. Les aires définies par la construction de ces nouveaux rectangles permettent ainsi de retrouver l'angle solide initialement recherché par sommation, *fig.C.1b*.

La *fig.C.2* détaille l'algorithme mis en place permettant le calcul de l'angle solide d'une face de bord rectangulaire Ω_s depuis une cellule volumique quelconque de centre M . Pour simplifier le système d'équations, nous avons choisi d'appliquer la formule du cas 2 (8.15) en se plaçant perpendiculairement à un sommet du rectangle imaginaire ainsi reconstruit.

Premièrement, nous définissons la base de la face qui est constituée par deux vecteurs de directions différentes et d'origine commune (obtenus via trois sommets du rectangle) \bar{u} et \bar{v} , ainsi que sa normale \bar{n} .

Deuxièmement, nous projetons de manière orthogonale le centre de la cellule volumique M dans la base $(\bar{u}, \bar{v}, \bar{n})$ ainsi constituée. Ce point projeté, noté M' , définit dans la base de la face un nouveau rectangle dont un sommet est perpendiculaire par construction centre M de la cellule volumique. Nous pouvons donc appliquer la formule analytique (8.15) pour déterminer l'angle solide de ce rectangle.

Troisièmement, nous définissons des rectangles intermédiaires contenus dans le grand rectangle et dont un sommet est M' de manière à déterminer par sommation algébrique l'angle solide Ω_s de la face de bord initialement recherchée.

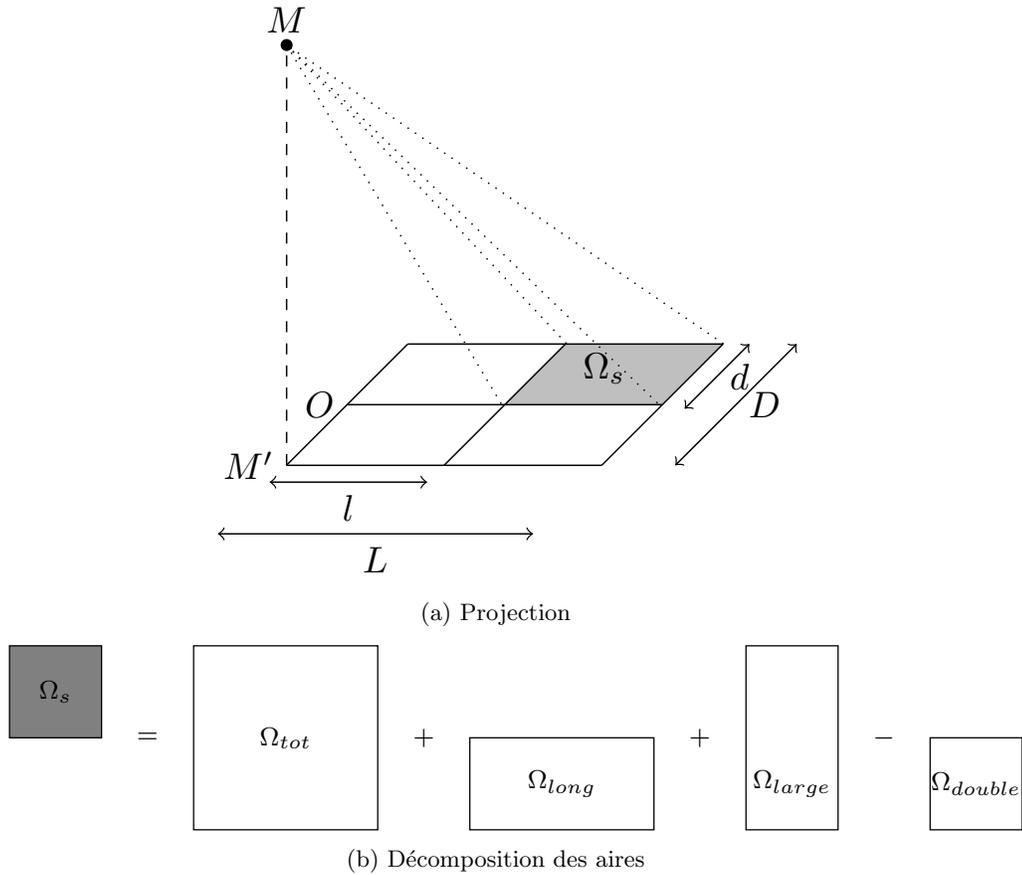


FIGURE C.1 – Projection du point source et reconstruction d'un rectangle permettant l'application de la formule analytique 8.15

Notons que selon les positions relatives de la cellule volumique et de la face de bord, les dimensions du rectangle reconstitué ne sont pas toujours plus grandes que celles de la face de bord. Il convient donc de différencier les trois cas suivants :

- le nouveau rectangle est plus grand que la face de bord,
- le rectangle est plus petit que la face de bord,
- une des dimensions est inférieure et l'autre est supérieure.

Une égalité des dimensions du rectangle et de la face de bord signifie qu'un sommet de la face est déjà perpendiculaire au centre de la cellule volumique et l'équation 8.15 s'applique directement sans décomposition.

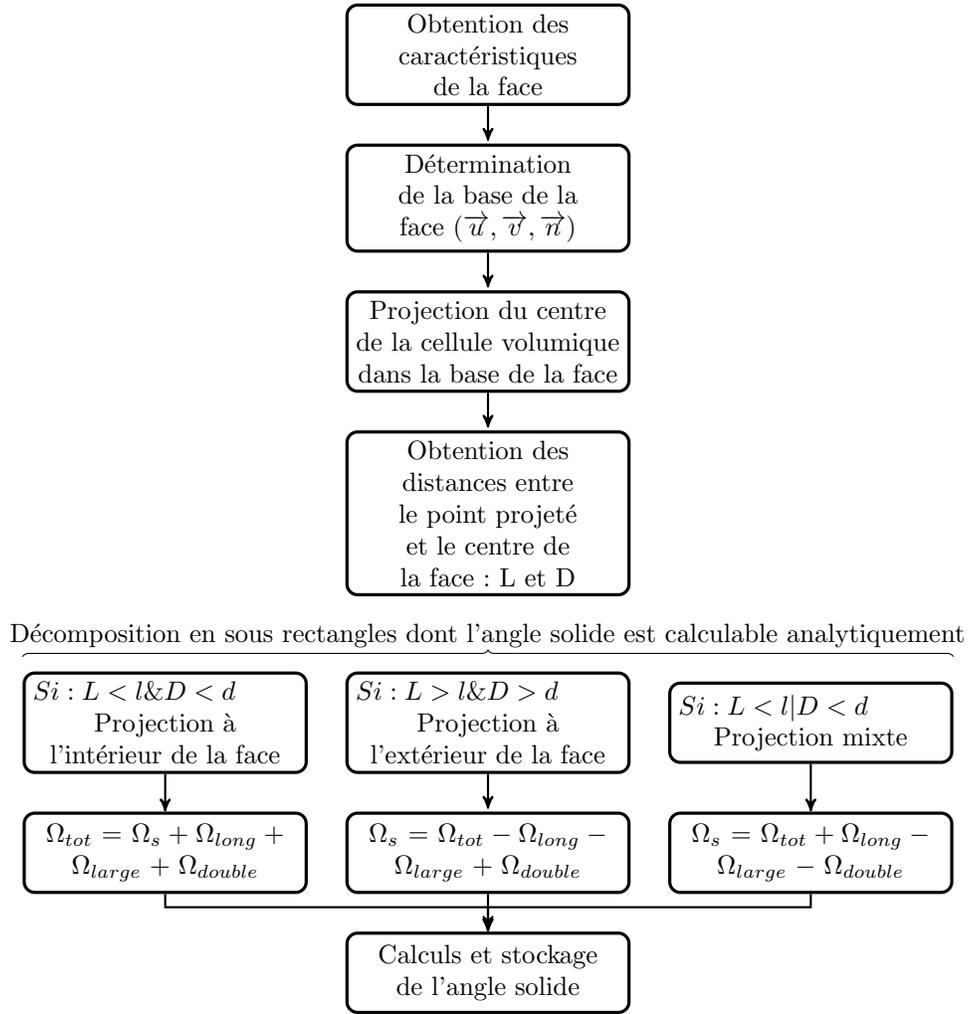


FIGURE C.2 – Organigramme de l'algorithme de généralisation de la méthode des rectangles.

C.1.2 Vérification des méthodes de projection

Les géométries utilisées dans la thèse sont plus complexes que le cas théorique utilisé pour établir les formules de projection. De plus le nombre de mailles et la forte parallélisation du code nécessaire pour résoudre rapidement les simulations complexifient d'avantage la tâche. La réalisation des méthodes de projections est donc validée incrémentalement (en série puis en parallèle) sur un cas test simplifié (un cube) puis un cas test représentatif de l'hydrofoil en 2D.

C.1.2.1 Cube 3D

La simplicité de la forme nous permet aisément de le discrétiser en 3D et de vérifier les calculs à la main, ainsi qu'en comparant les résultats de l'implémentation mise en œuvre dans les simulations avec la formule analytique. Il permet également de comparer l'évolution de la contribution des faces aux différentes cellules volumiques selon leurs orientations respectives. Nous nous intéresserons dans un premier temps à l'angle solide d'une face du cube vu depuis la cellule centre, ce cas se ramène au calcul vu en partie 8.3.2.2. L'angle solide de l'ensemble des faces du cube vue par la cellule centrale doit faire 4π , dès lors une face a pour angle solide $\frac{2\pi}{3}$. Nous retrouvons le résultat obtenu.

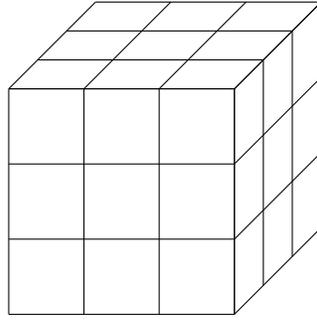


FIGURE C.3 – Schéma du maillage d'un cube avec trois cellules de côté

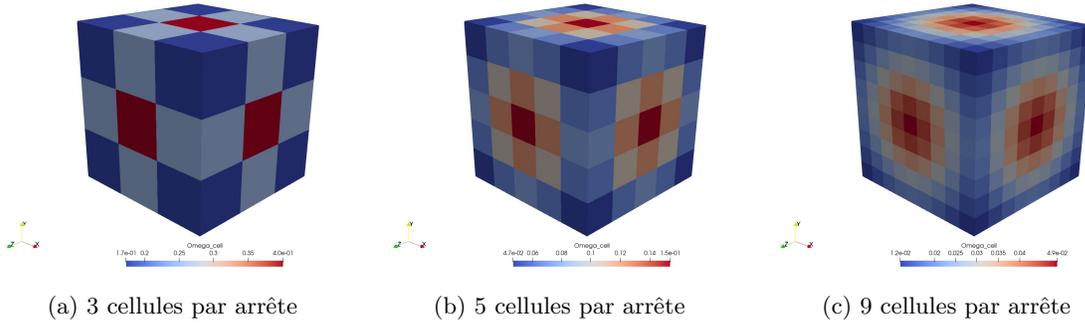


FIGURE C.4 – Évolution de l'angle solide entre la cellule centrale et les faces de bords pour différents raffinements (l'unité est le stéradian [sr]).

La *fig.C.4* illustre la variation de l'angle solide calculé avec différents raffinements. L'angle solide maximal est obtenu sur la face centrale de chaque face et l'angle solide minimal est obtenu aux sommets. En réalisant la somme de l'angle solide entre la cellule centrale et chaque face de bord, nous retrouvons l'angle solide théorique de 4π pour chacun des raffinements, représentant la valeur exacte pour un espace clos (valeur maximale admissible).

C.1.2.2 Hydrofoil NACA 65012 2D : maillage grossier

Une fois les tests initiaux réalisés nous appliquons la méthodologie à l'hydrofoil en 2D. Nous choisissons dans un premier temps le maillage grossier qui est suffisamment léger pour pouvoir être exécuté rapidement en série. Son nombre de maille limité permet également de suivre l'évolution des quantités à chaque itération et de visualiser la valeur de l'angle solide pour une face donnée. La *fig.C.5* illustre l'angle solide entre une cellule surfacique et l'ensemble des cellules volumiques avec la méthode des triangles *fig.C.5a* et la méthode des rectangles *fig.C.5b*.

Les deux méthodes donnent une répartition de l'angle solide similaire. Nous remarquons que l'angle solide diminue rapidement en s'éloignant de la paroi. A une hauteur de 2 fois la longueur de la cellule (2 mm) l'angle solide est inférieur à 10% de sa valeur maximale et à une hauteur de 4 fois sa longueur (4 mm) l'angle solide est inférieure à 1% de sa valeur maximale.

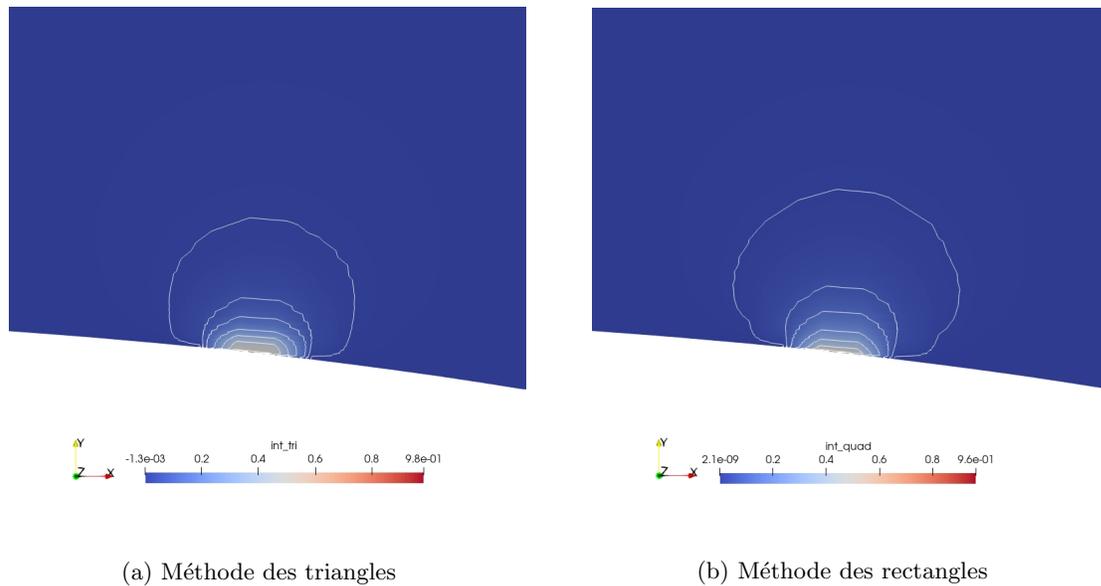


FIGURE C.5 – Comparaison de l'angle solide obtenu avec les deux méthodes (triangles à gauche, rectangles à droite) pour un élément de surface donné.

C.1.2.3 Discussion sur l'intérêt d'une projection

L'implémentation des méthodes de projection sur nos deux géométries testées nous indique, d'une part que l'angle solide décroît très rapidement avec la distance à la paroi et, d'autre part, que sur des géométries aux mailles allongées (comme il est souvent le cas sur des hydrofoils) l'angle solide décroît fortement sur les cellules voisines. D'un point de vue industriel il est donc pertinent de questionner l'utilisation de telles méthodes, à la fois coûteuses en temps d'implémentation ainsi qu'en temps CPU et ce particulièrement pour de fortes parallélisations.

Selon [Kato et al., 1996], le volume agressif est bien inférieur à la taille du nuage de cavitation où à la taille de la bulle. En considérant que l'amplitude de l'onde de pression émise durant le collapse décroît avec l'inverse de la distance, et selon ses observations de la répartition des tailles de bulles, il estime que la hauteur agressive n'est que de 10% de la hauteur de la poche. C'est pourquoi, dans ses travaux initiaux, [Fortes-Patella et al., 2004] n'intègre l'énergie potentielle que sur une hauteur déterminée équivalant à 10% de la hauteur présumée de la poche et ce sans prendre en compte d'effets liés à la distance. Une étude de sensibilité à ce paramètre est disponible dans [Flageul et al., 2012]. Prendre en compte une trop grande épaisseur est contre-productif et ne permet plus de localiser précisément la zone d'érosion en captant des événements parasites loin de la paroi. Notons que ce comportement est dû à la non prise en compte de la diminution de la densité d'énergie avec la distance. La prise en compte de l'angle solide permet justement de modérer les événements loin de la paroi, en n'intégrant que l'énergie atteignant réellement la face de bord (plus la cellule fluide est éloignée et moins l'énergie interceptée est importante).

Finalement, un compromis pertinent semble être l'utilisation d'une méthode de calcul de l'angle solide avec une limitation du domaine d'application aux cellules relativement proches des surfaces d'intérêt. Cette hauteur pourrait englober l'ensemble de la poche de cavitation sans craindre d'altérer la bonne localisation de la zone d'érosion. Dans cette thèse nous avons utilisé ce compromis, après vérification (voir ci-dessous), pour les calculs des puissances seuils sur la paroi de l'hydrofoil. Ce compromis n'est pas utile pour l'évaluation de l'intensité de cavitation avec le nouvel algorithme

(présenté au *chap.8.2.2*).

C.2 Détermination du domaine de calcul de $\frac{P_{surf}}{S}$

La puissance potentielle de cavitation, P_{cav} , est susceptible de se manifester dans les cellules fluides contenant de la vapeur. Ces cellules sont localisées à proximité de l'extrados et plus l'on s'éloigne moins les cellules fluides contribuent à l'énergie potentielle surfacique, $\frac{P_{surf}}{S}$, atteignant l'hydrofoil.

Le calcul de $\frac{P_{surf}}{S}$ et l'évaluation des seuils surfaciques entraînent un coût de calcul supplémentaire que nous souhaitons évaluer et minimiser. Nous cherchons donc à déterminer la taille du domaine optimale pour correctement évaluer la puissance surfacique $\frac{P_{surf}}{S}$ tout en minimisant le coût de calcul associé aux opérations parallèles. Pour ce faire, nous réalisons des calculs parallèles à $v_{in} = 15$ m/s pour 3 cycles de cavitation, ce qui équivaut à 10000 itérations. Les calculs prennent comme initialisation le calcul hydrodynamique déjà réalisé. Ce choix nous permet d'avoir une solution $\frac{P_{surf}}{S}$ représentative et un nombre suffisant d'itérations pour évaluer le coût du parallélisme tout en limitant le temps d'étude.

C.2.1 Sensibilité à la taille du domaine en 2D

En 2D, nous nous intéressons principalement à l'influence de la taille du domaine sur la quantité $\frac{P_{surf}}{S}$. Le changement de la taille du domaine permet avant tout de réduire la taille des structures gardées en mémoire, et le gain CPU associé à la réduction du nombre d'opérations (nombre d'itération sur les boucles associées à la taille du domaine fluide) est supposé négligeable.

Les hauteurs de boîtes sélectionnées sont illustrées sur la *fig.C.6* et sont les suivantes :

- toute la hauteur : 75 mm,
- limitée mais englobant les structures convectées : 20 mm,
- restreinte à la taille de poche (épaisseur du foil) : 12,5 mm,
- très restreintes $\sim 1/2$ poche (englobant le lieu de production majoritaire de P_{cav}) : 8,5 mm.

Les résultats obtenus pour la boîte de 75 mm, de 12,5 mm et de 8,5 mm sont présentés sur la *fig.C.6*. Nous pouvons voir qu'il n'y a pas quasiment pas de différence entre prendre toute la hauteur du domaine (75 mm) ou une boîte réduite à 12,5 mm et les courbes sont confondues. La réduction à 8,5 mm a un impact faible mais localisé dans la zone d'érosion ce qui défavorise l'intensité de cavitation en fermeture de poche. Cette taille de boîte est donc rejetée et la boîte de 12,5 mm est sélectionnée.

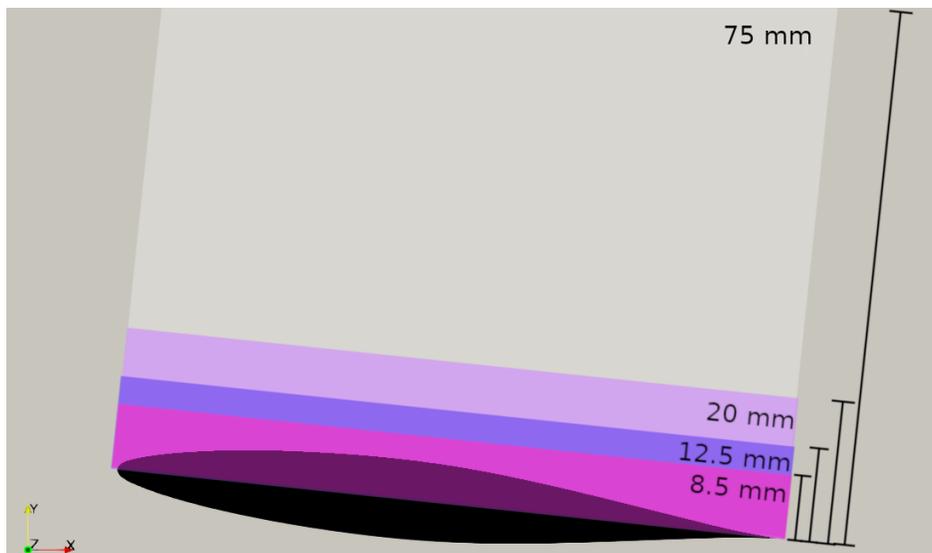


FIGURE C.6 – Illustration de la hauteur des différents boîtes de sélection sur la géométrie étudiée.

hauteur de la boite [mm]	Nombres de cellules [-]	Temps total des opérations [s]	Temps de calcul [h, min]
75	4179	$1,8 \cdot 10^3$	2,30
20	2132	$1,2 \cdot 10^2$	2,28
12,5	1647	$7,8 \cdot 10^1$	2,24
8,5	1283	$7,2 \cdot 10^1$	2,20

TABLE C.1 – Influence de la hauteur de la boite sur le temps de calcul.

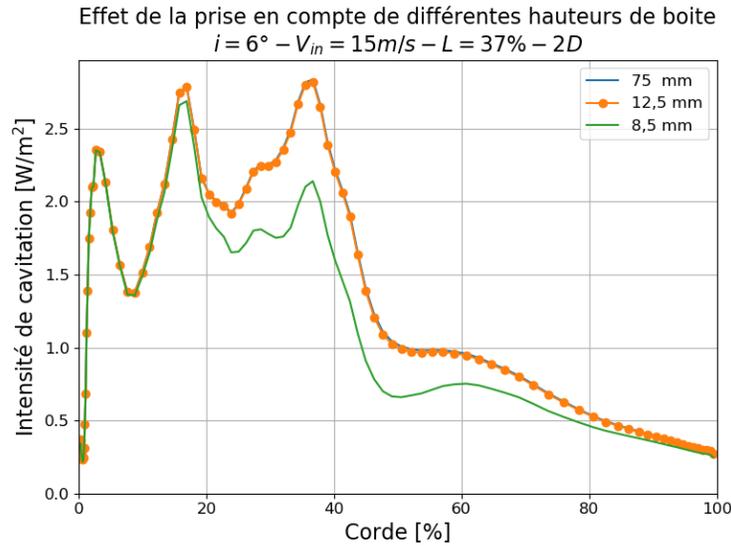


FIGURE C.7 – Sensibilité de $\frac{P_{surf}}{S}$ à la hauteur des différentes boites de sélection pour le calcul 2D.

Le *tab.C.1* présente les résultats de l'étude pour un calcul sur 10 "threads" (processus logiques). Le gain maximal entre le domaine le plus grand et le plus petit est de 10 min, soit 7% du temps de calcul pour un nombre de cellules 4 fois plus faible. Remarquons que le gain de temps n'est pas linéaire avec le nombre de cellules car les deux premières tailles de domaines contiennent de nombreuses cellules pour lesquelles P_{cav} est nulle et donc pour lesquelles aucun calcul n'est réalisé.

C.2.2 Sensibilité à la taille du domaine en 3D

En 3D, le choix de l'envergure de la surface prise en compte impacte de façon plus importante le temps de calcul car la taille et le nombre d'échanges parallèles augmentent avec cette taille lors de l'évaluation de $\frac{P_{surf}}{S}$. Ce choix est illustré sur la *fig.C.8*.

Les résultats obtenus pour un même calcul avec différentes tailles de boites sont présentés sur la *fig.C.9*. De part la nette différence entre la prise en compte de toute l'envergure (150 mm) et la prise en compte d'une portion réduite de la surface, il existe une différence entre l'envergure de 150 mm et les surfaces plus petites. Néanmoins nous pouvons constater que cette différence n'impacte pas la localisation du maximum d'érosion ni l'évolution du profil entre les différentes zones de l'hydrofoil. Le fait de ne sélectionner qu'un plan permet toujours de localiser correctement le maximum d'intensité de cavitation mais le pic se démarque moins.

Le *tab.C.2* présente les résultats de l'étude pour un calcul parallélisé sur 20 processeurs (soit 960 threads). Le gain associé à la variation de la largeur de la surface sur laquelle est calculée $\frac{P_{surf}}{S}$ est

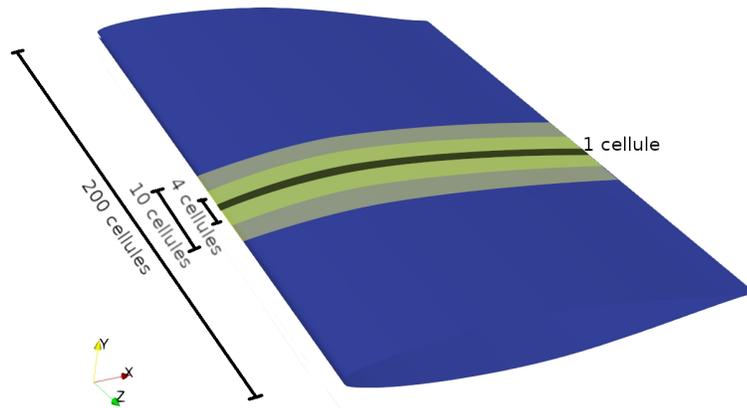


FIGURE C.8 – Illustration de la largeur des différents boîtes de sélection des cellules de l'hydrofoil.

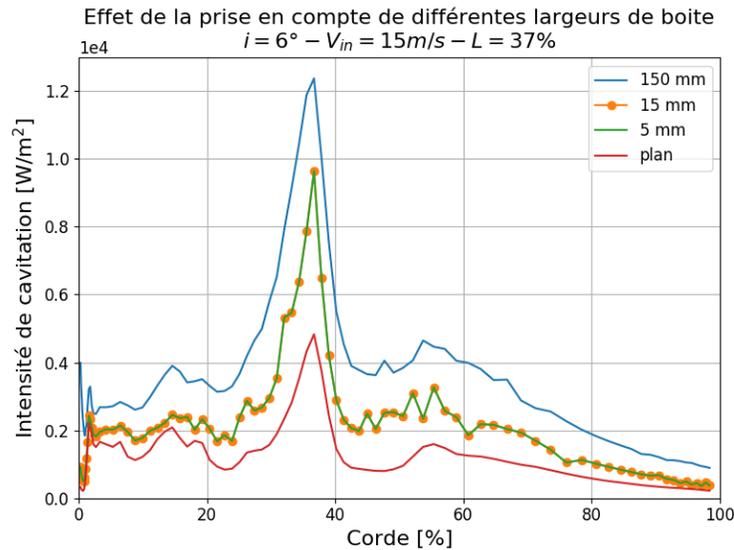


FIGURE C.9 – Sensibilité de $\frac{P_{surf}}{S}$ à la largeur de la surface considérée pour le calcul 3D.

évalué jusqu'à 38 min entre la largeur minimale et maximale de la surface, soit jusqu'à 42% du temps de calcul.

Au vu des résultats, et compte tenu de la largeur des échantillons expérimentaux, nous sélectionnons la boîte de 5 mm de large qui permet de gagner 32% de temps de calcul pour un profil d'intensité de cavitation qui est relativement proche du profil tenant compte de toute l'envergure de l'hydrofoil.

Largeur de la boite [mm]	Nombres de cellules [-]	Temps total des opérations [s]	Temps de calcul [h, min]
150	18400	$2,3 \cdot 10^3$	2,08
10	920	$9,7 \cdot 10^2$	1,46
5	368	$5,0 \cdot 10^2$	1,40
1 (2D)	92	$2,9 \cdot 10^1$	1,30

TABLE C.2 – Influence du nombre de cellules surfaciques prises en compte sur le temps de calcul.

C.3 Influence du CFL sur l'intensité de cavitation

Nous avons vu au *chap.5* que les simulations de la poche de cavitation sont peu sensibles au nombre de cavitation jusqu'à un CFL de 2. Si la fréquence n'était pas influencée nous avons cependant remarqué un impact sur le nombre de cavitation dû à la moins bonne résolution temporelle de la pression. En sachant que l'écart entre la pression de la maille et la pression de vapeur saturante intervient dans la définition de l'intensité de cavitation, il nous paraît nécessaire d'évaluer que la condition CFL n'a pas un impact plus significatif sur l'estimation de l'intensité de cavitation.

La *fig.C.10* compare les résultats obtenus pour trois conditions CFL : 0,5 , 1 et 2 pour un calcul aux mêmes conditions hydrauliques. Le profil d'intensité de cavitation n'est pas altéré par l'augmentation du CFL.

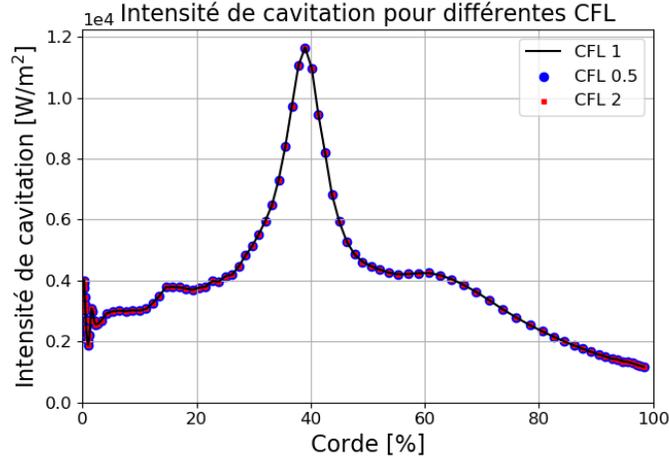


FIGURE C.10 – Sensibilité au CFL. Simulations à 6° , $v_{in} = 15$ m/s, $L=40\%$, 3D.

C.4 Comparaison supplémentaire entre $\frac{\mathcal{P}_{cav}^\alpha}{V_{cell}}$ et $\frac{\mathcal{P}_{cav}^p}{V_{cell}}$

Nous avons évalué *chap.9* que le terme $\frac{\mathcal{P}_{cav}^p}{V_{cell}}$ est négatif et ne peut donc pas contribuer à l'intensité de cavitation. Mis à part son signe, l'ordre de grandeur et la répartition de ce terme reste très proche de $\frac{\mathcal{P}_{cav}^\alpha}{V_{cell}}$. Nous proposons donc une comparaison détaillée entre les différents post-processing réalisés sur $\frac{\mathcal{P}_{cav}^\alpha}{V_{cell}}$ et $|\frac{\mathcal{P}_{cav}^p}{V_{cell}}|$ (condition C2, voir *tab.8.1*) à 4 et 6° .

C.4.1 4 °

La *fig.C.11* compare le terme de dérivée du volume de vapeur *fig.C.11a*, C.11c, C.11e et le terme de dérivée de la pression *fig.C.11b*, C.11d, C.11f. La forme et la valeur du profil d'intensité de cavitation n'est que peu changée et le pic d'intensité maximal se situe toujours à 40% de la corde. Néanmoins la prise en compte de la dérivée en pression favorise la prévision de l'intensité de cavitation dans la poche ainsi qu'au bord d'attaque. Ces résultats sont en moins accord avec les expériences de marquage qui ne relèvent pas de marquage au bord d'attaque. Ce comportement est fréquemment relevé dans la littérature de la prévision numérique de l'intensité de cavitation avec prise en compte du terme de dérivée en pression.

ANNEXE C. TRAVAUX COMPLÉMENTAIRES RELATIFS À L'INTENSITÉ DE CAVITATION

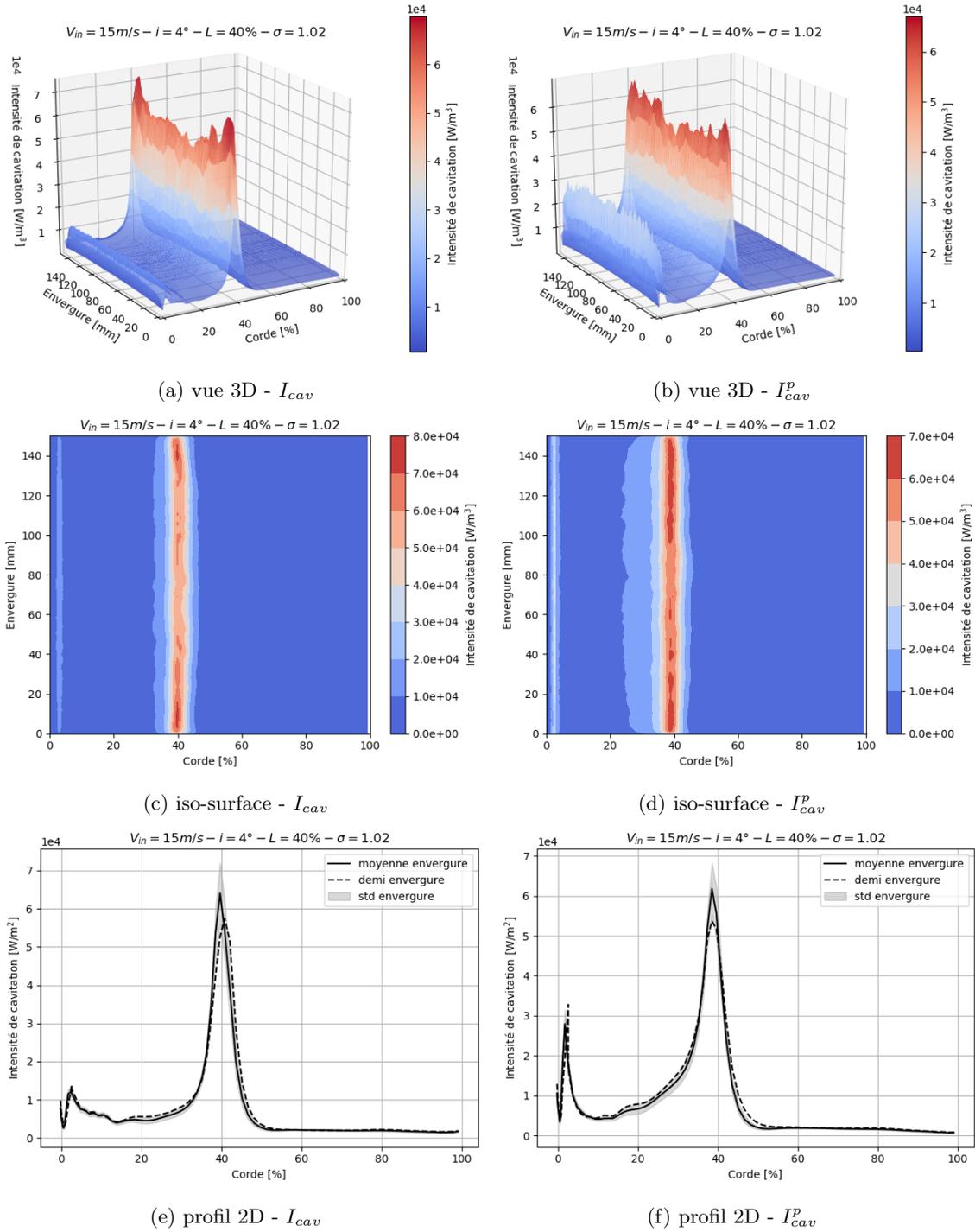


FIGURE C.11 – Comparaison entre le terme de dérivée du volume (à gauche) et le terme de dérivée de la pression (à droite) pour estimer l'intensité de cavitation. Simulations à 4° à $v_{in} = 15$ m/s, $\sigma = 1.02$, 3D.

C.4.2 6 °

La *fig.C.12* compare le terme de dérivée du volume de vapeur *fig.C.12a*, C.12c, C.12e et le terme de dérivée de la pression *fig.C.12b*, C.12d, C.12f. Nous constatons que leur répartition et leur valeur sont similaires. Le terme de dérivée en pression atteint des valeurs légèrement supérieures à la fermeture de la poche ainsi qu'au bord d'attaque et dans le poche. Le profil est donc en moins bon accord avec les observations expérimentales.

De plus, il est à noter que là où le volume de vapeur est une variable ne dépendant que peu du raffinement en temps et en espace après les études de convergence nécessaires à la validation d'un calcul, la pression est elle une variable dont les fluctuations sont inférieures au pas de temps et d'espace généralement considérés en cavitation autour d'un hydrofoil. Le terme de dérivée en pression est donc un terme sensible au maillage et au pas de temps choisi, mais également au schéma numérique. C'est une explication probable expliquant les importantes variations observées dans la littérature pour ce terme. Si ce terme est à considérer, cela n'en fait pas un bon candidat pour prédire l'intensité de cavitation de manière optimale.

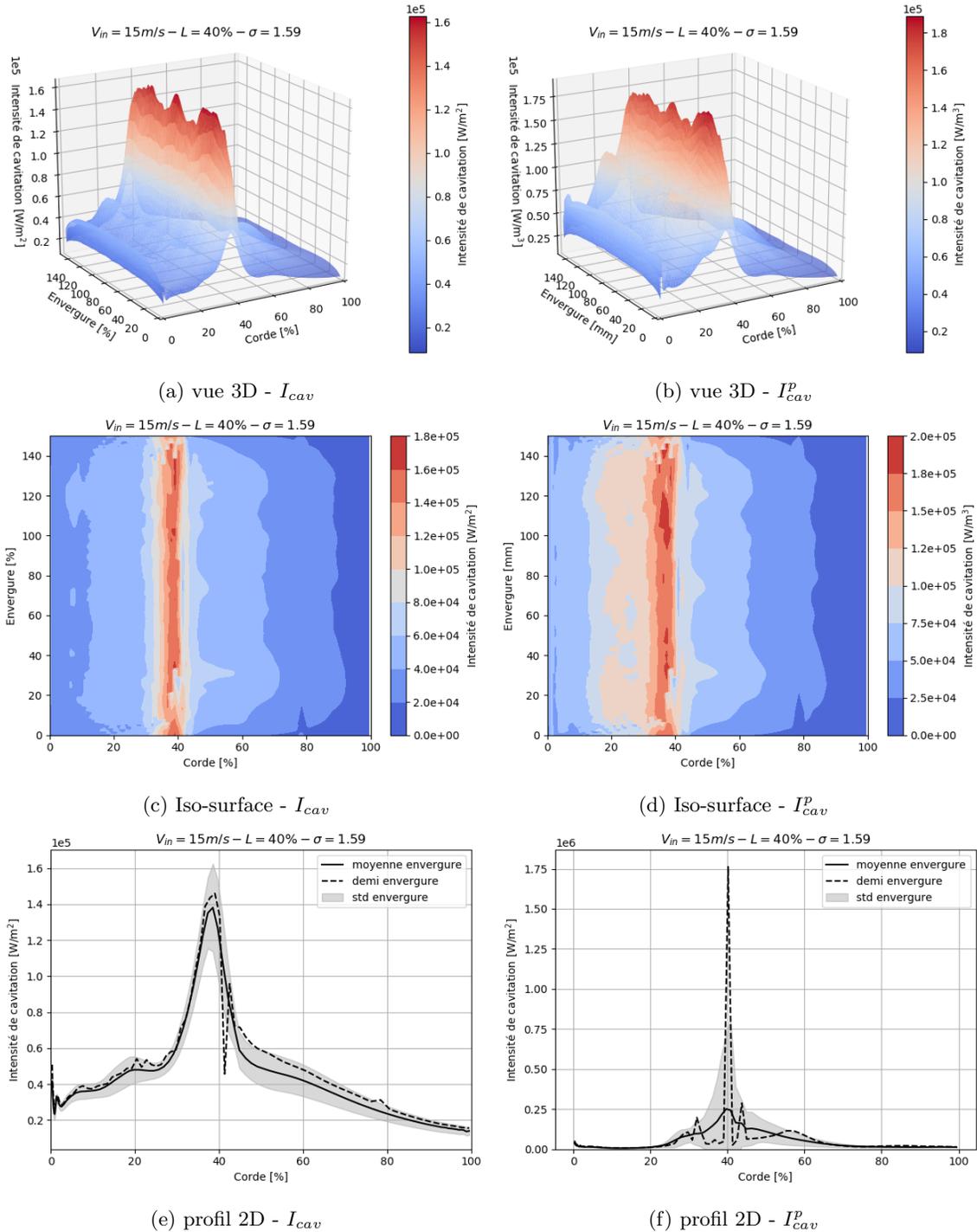


FIGURE C.12 – Comparaison entre le terme de dérivée du volume (à gauche) et le terme de dérivée de la pression (à droite) pour estimer l'intensité de cavitation. Simulations à 6° à $v_{in} = 15 \text{ m/s}$, $\sigma = 1.59$, 3D.

C.5 Figures complémentaires

C.5.1 Seuils surfaciques à 6°

Les *fig.C.13* sont équivalentes aux *fig.9.30* mais avec tous les seuils tracés sur une seule figure ce qui peut rendre la lecture difficile. Elle n'a donc pas été introduite dans la partie correspondante mais est laissée en annexe pour une comparaison plus aisée entre les différents seuils.

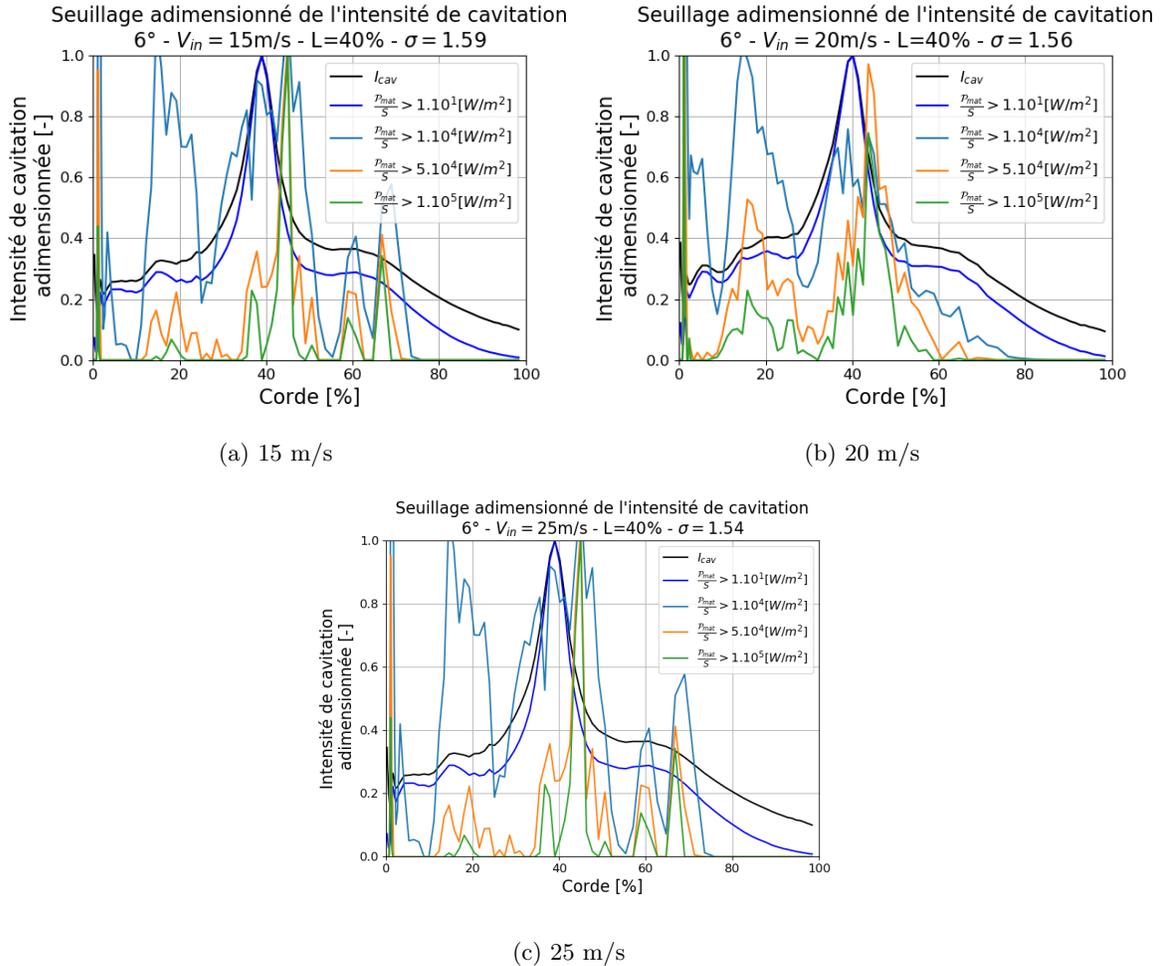


FIGURE C.13 – Evolution de l'intensité de cavitation seuillée et adimensionnée par le maximum pour les trois vitesses d'écoulement simulées. Simulations à 6°, L=40%, 3D.

C.5.2 Comparaison des seuils surfaciques à l'expérience

C.5.2.1 4°

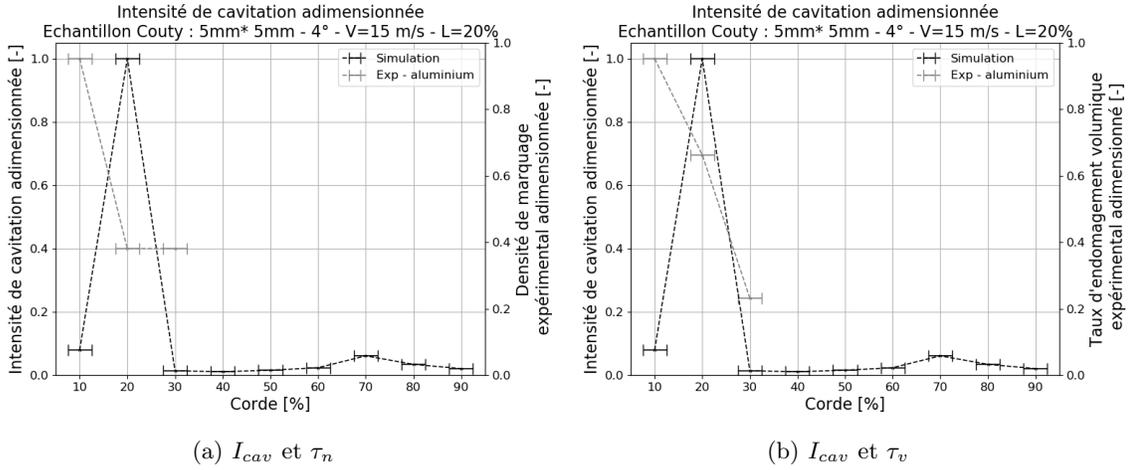


FIGURE C.14 – Comparaison entre les données expérimentales des marquages (densité d'impact et d'endommagement volumique) et des résultats de la grandeur intensité de cavitation issus des simulations numériques. Simulations à 4° , $v_{in} = 15$ m/s, $L=20\%$, 3D.

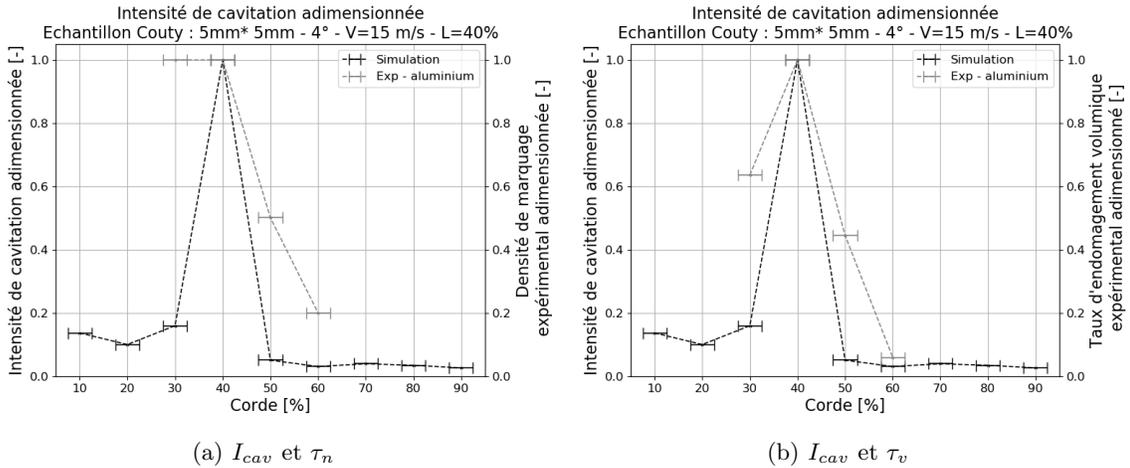


FIGURE C.15 – Comparaison entre les données expérimentales des marquages (densité d'impact et d'endommagement volumique) et des résultats de la grandeur intensité de cavitation issus des simulations numériques. Simulations à 4° , $v_{in} = 15$ m/s, $L=40\%$, 3D.

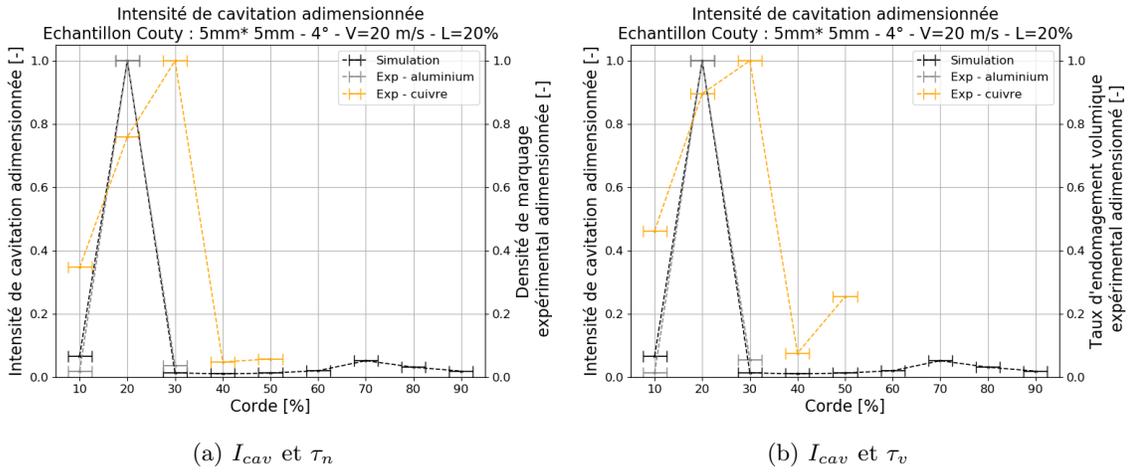


FIGURE C.16 – Comparaison entre les données expérimentales des marquages (densité d'impact et d'endommagement volumique) et des résultats de la grandeur intensité de cavitation issus des simulations numériques. Simulations à 4° , $v_{in} = 20$ m/s, $L=20\%$, 3D.

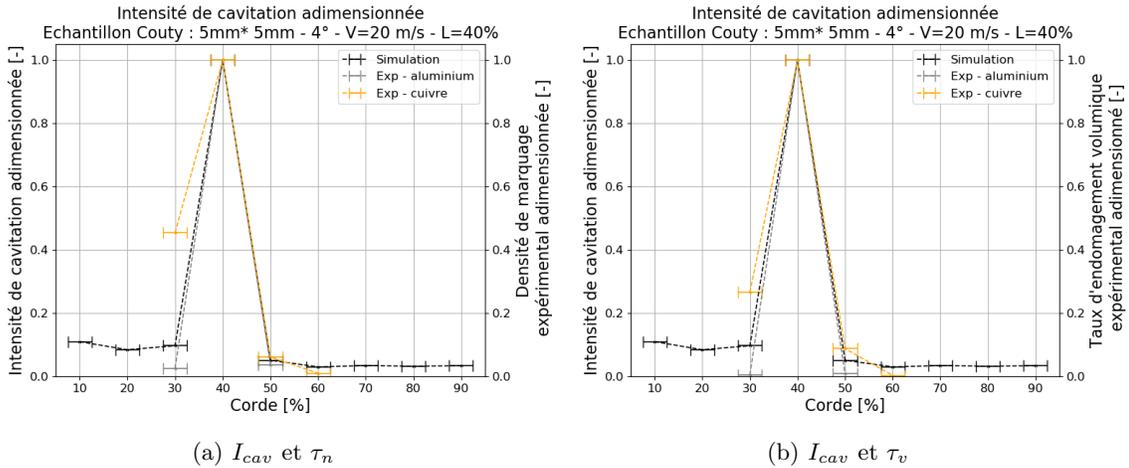


FIGURE C.17 – Comparaison entre les données expérimentales des marquages (densité d'impact et d'endommagement volumique) et des résultats de la grandeur de cavitation issus des simulations numériques. Simulations à 4° , $v_{in} = 20$ m/s, $L=40\%$, 3D.

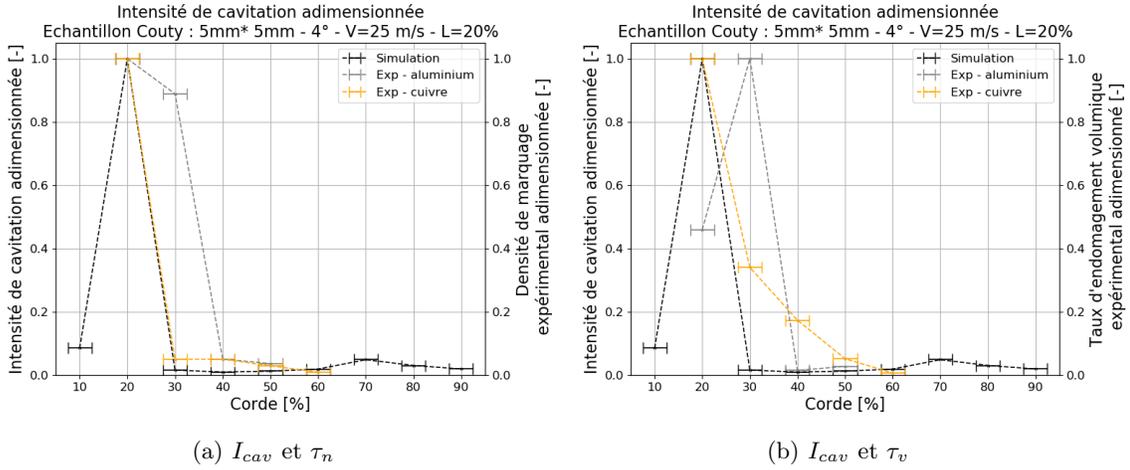


FIGURE C.18 – Comparaison entre les données expérimentales des marquages (densité d'impact et d'endommagement volumique) et des résultats de la grandeur intensité de cavitation issus des simulations numériques. Simulations à 4° , $v_{in} = 25$ m/s, $L=20\%$, 3D.

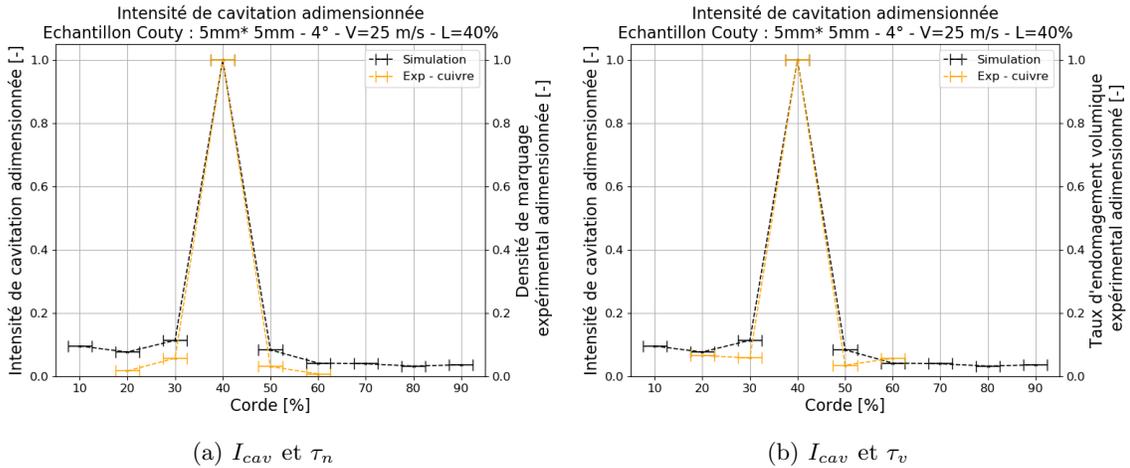


FIGURE C.19 – Comparaison entre les données expérimentales des marquages (densité d'impact et d'endommagement volumique) et des résultats de la grandeur intensité de cavitation issus des simulations numériques. Simulations à 4° , $v_{in} = 25$ m/s, $L=40\%$, 3D.

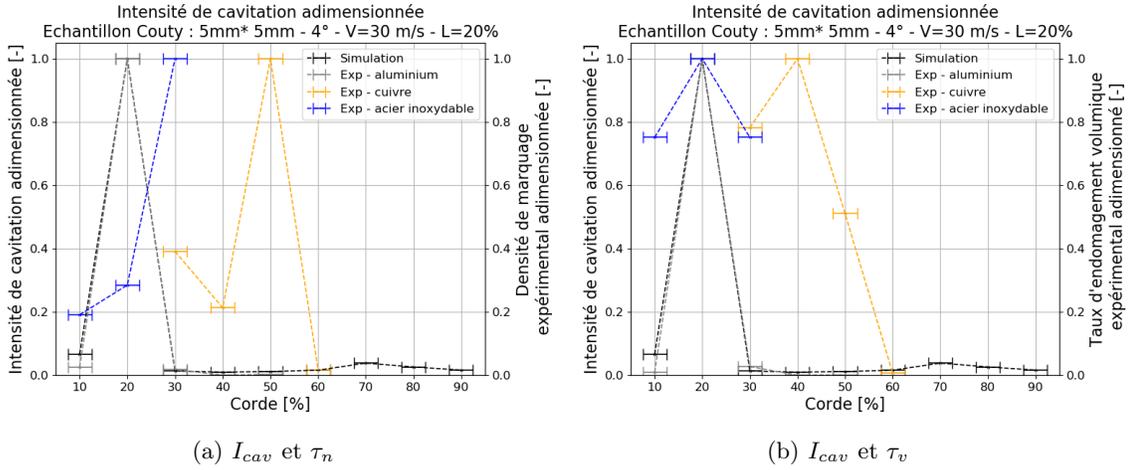


FIGURE C.20 – Comparaison entre les données expérimentales des marquages (densité d'impact et d'endommagement volumique) et des résultats de la grandeur intensité de cavitation issus des simulations numériques. Simulations à 4° , $v_{in} = 30$ m/s, $L=20\%$, 3D.

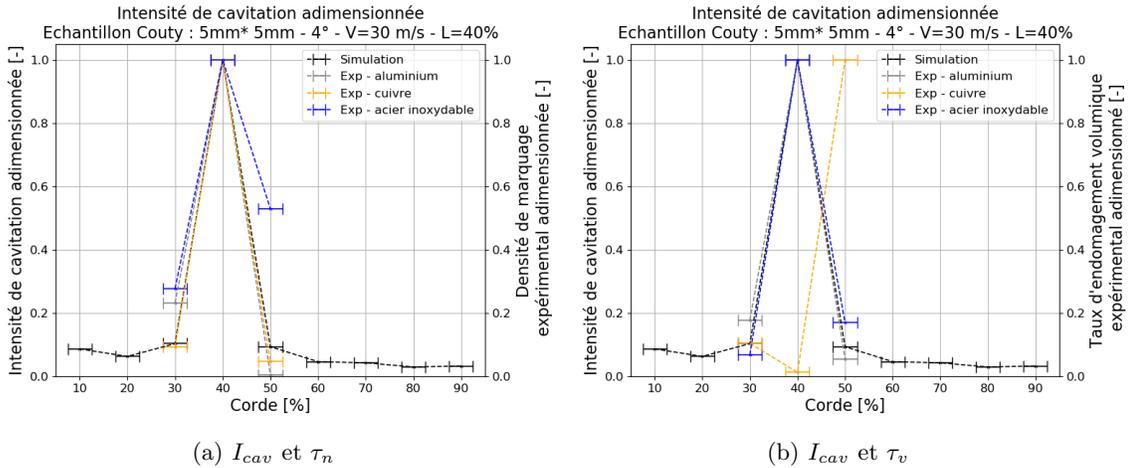


FIGURE C.21 – Comparaison entre les données expérimentales des marquages (densité d'impact et d'endommagement volumique) et des résultats de la grandeur intensité de cavitation issus des simulations numériques. Simulations à 4° , $v_{in} = 30$ m/s, $L=40\%$, 3D.

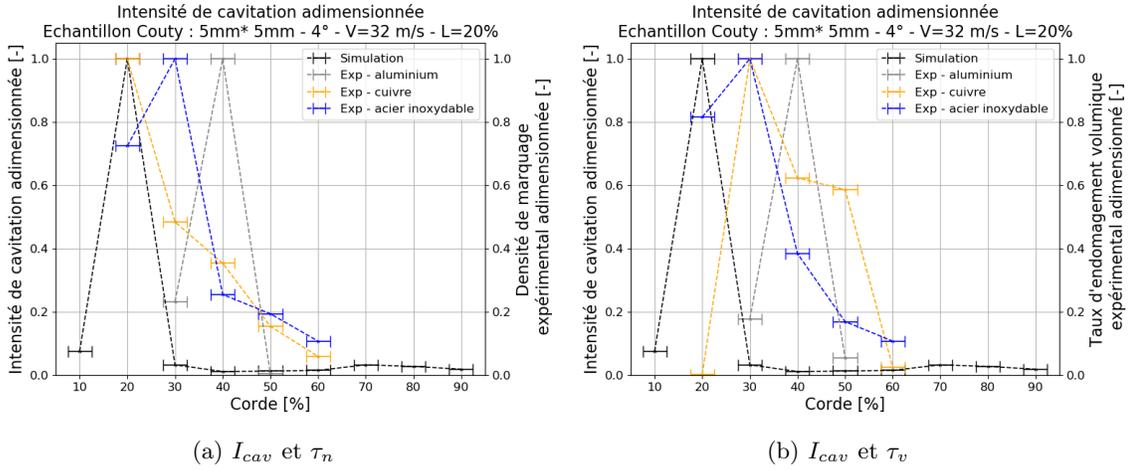


FIGURE C.22 – Comparaison entre les données expérimentales des marquages (densité d'impact et d'endommagement volumique) et des résultats de la grandeur intensité de cavitation issus des simulations numériques. Simulations à 4° , $v_{in} = 32$ m/s, $L=20\%$, 3D.

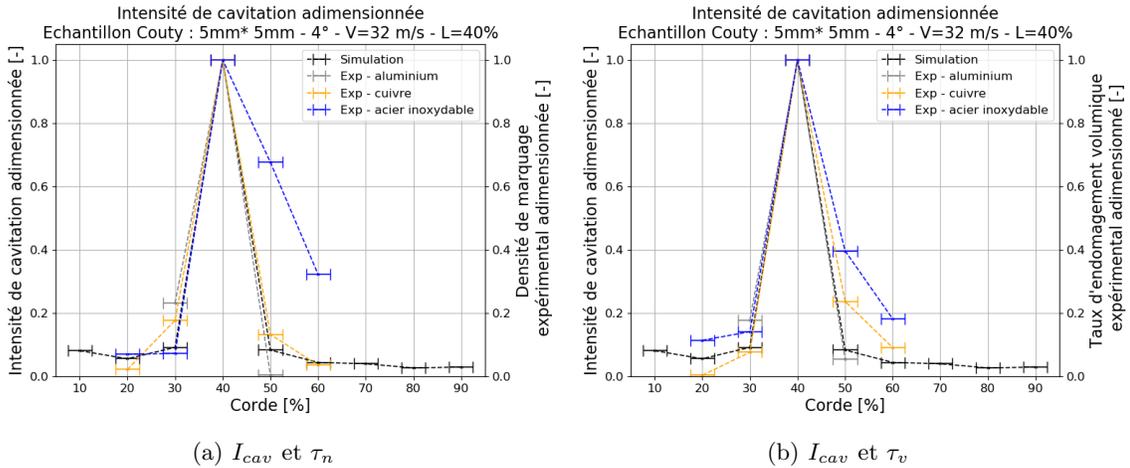


FIGURE C.23 – Comparaison entre les données expérimentales des marquages (densité d'impact et d'endommagement volumique) et des résultats de la grandeur intensité de cavitation issus des simulations numériques. Simulations à 4° , $v_{in} = 32$ m/s, $L=40\%$, 3D.

C.5.2.2 6°

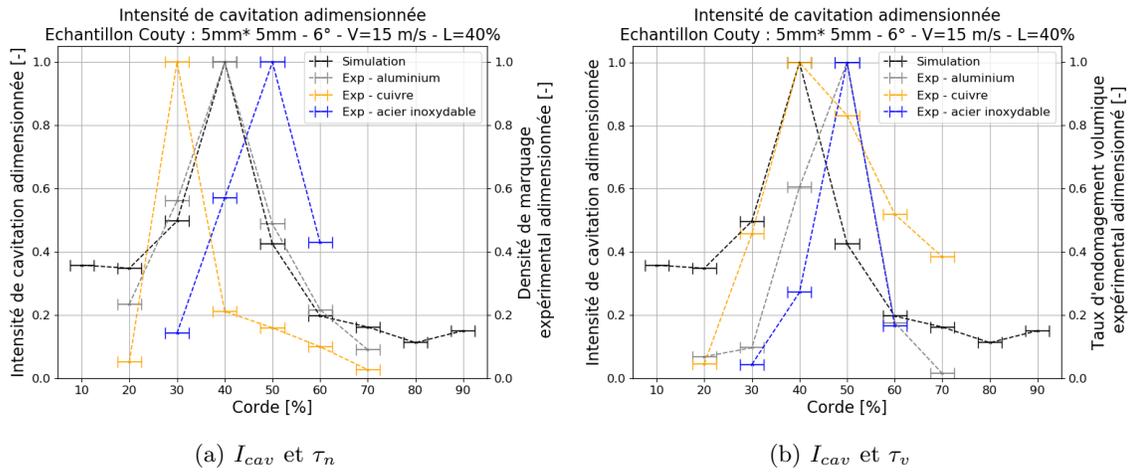


FIGURE C.24 – Comparaison entre les données expérimentales des marquages (densité d'impact et d'endommagement volumique) et des résultats de la grandeur intensité de cavitation issus des simulations numériques. Simulations à 6°, $v_{in} = 15$ m/s, $L=40\%$, 3D.

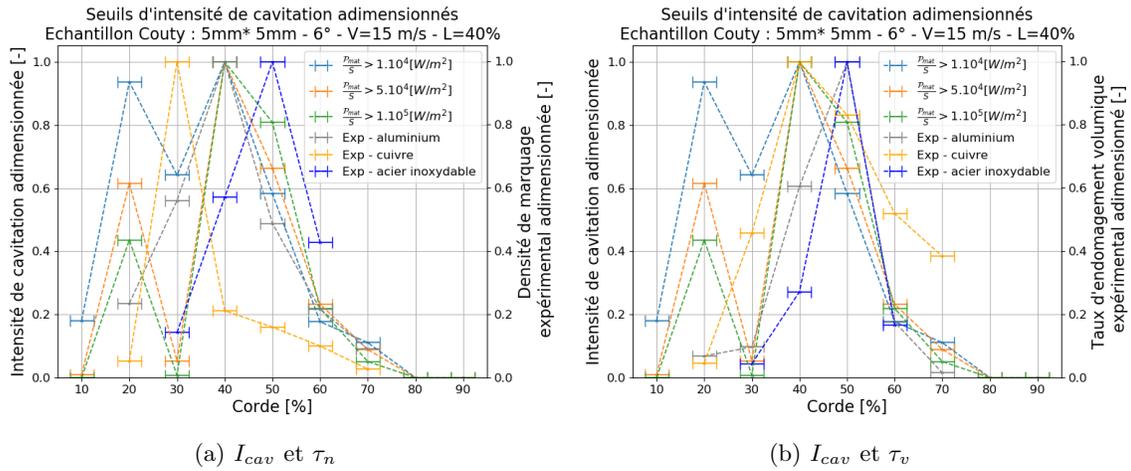


FIGURE C.25 – Comparaison entre les données expérimentales des marquages (densité d'impact et d'endommagement volumique) et des résultats de la grandeur intensité de cavitation seuillée issus des simulations numériques. Simulations à 6°, $v_{in} = 15$ m/s, $L=40\%$, 3D.

C.6 Comparaison des seuils surfaciques et volumiques

Pour étudier l'influence du comportement des seuils volumiques sur l'intensité de cavitation, nous procédons comme avec les seuils surfaciques et définissons différentes puissances seuils. Nous commençons par analyser l'impact des seuils volumiques sur le profil d'intensité de cavitation à 4° puis à 6° d'incidence.

Nous avons vu au *chap.9* que les événements agressifs sont, en moyenne, localisés à des endroits relativement restreints de l'écoulement. Cette propriété a été avancée au *chap.8* comme un argument

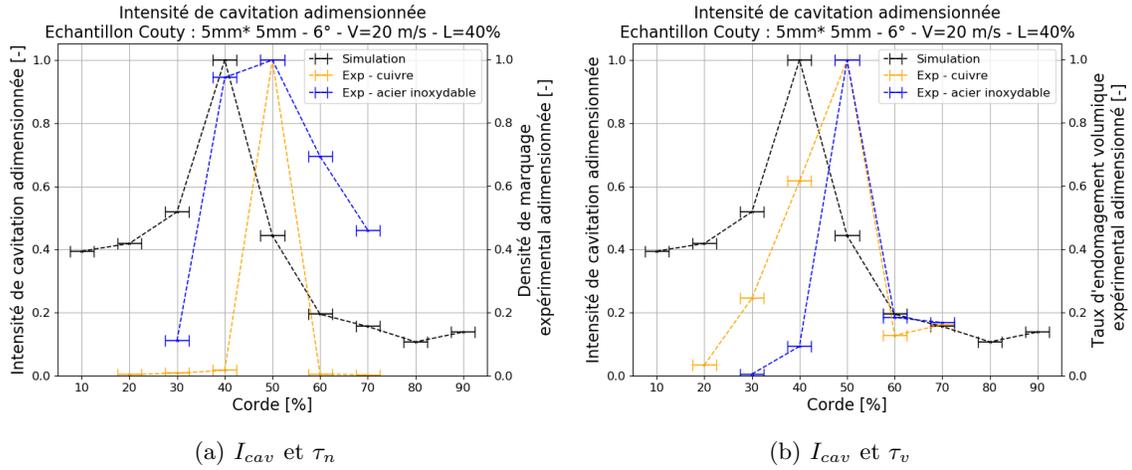


FIGURE C.26 – Comparaison entre les données expérimentales des marquages (densité d’impact et d’endommagement volumique) et des résultats de la grandeur intensité de cavitation issus des simulations numériques. Simulations à 6° , $v_{in} = 20$ m/s, $L=40\%$, 3D.

en faveur de l’utilisation des seuils volumiques. Nous proposons de comparer les résultats obtenues par les deux méthodes de seuillage pour conclure sur cette hypothèse.

La *fig.C.30* récapitule les résultats obtenus par la méthode des seuils surfaciques (à gauche) et la méthode des seuils volumiques (à droite) pour une simulation à 4° d’incidence. La forme des profils est similaire et la valeur de l’intensité de cavitation seuillée entre les deux méthodes est proche. Un écart se forme à partir de l’avant dernier seuil ($\frac{P_{surf}}{S} > 1.10^3$ W.m $^{-2}$ contre $\frac{P_{cav}}{V} > 1.10^8$ W.m $^{-3}$) où le seuil obtenu par la méthode volumique décroît plus vite et est un ordre de grandeur inférieur.

La *fig.C.31* compare pour différents niveaux de seuillage l’intensité de cavitation obtenue avec la méthode du seuil surfacique (en trait bleu continu) et la méthode du seuil volumique (en trait rouge discontinu). L’intensité de cavitation non seuillée est représentée en trait continu noir. Dans l’ensemble, les courbes représentant les résultats des deux méthodes sont proches.

La *fig.C.32* récapitule les résultats obtenus par la méthode des seuils surfaciques (à gauche) et la méthode des seuils volumiques (à droite) pour une simulation à 6° d’incidence. La forme des profils est similaire et la valeur de l’intensité de cavitation seuillée entre les deux méthodes est proche. Nous notons seulement que le seuil surfacique à $\frac{P_{surf}}{S} > 1.10^2$ W.m $^{-2}$ se situe entre deux seuils volumique $1.10^7 > \frac{P_{cav}}{V} > 1.10^8$ et n’a pas vraiment de courbe correspondante. Néanmoins cela reste peu significatif puisque d’une part les premiers seuils ne sont pas suffisants pour reproduire le comportement du matériau et d’autre part les trois premiers seuils sont contenus dans un même ordre de grandeur d’énergie surfacique.

La *fig.C.33* compare pour différents niveaux de seuillage l’intensité de cavitation obtenue avec la méthode du seuil surfacique (en trait bleu continu) et la méthode du seuil volumique (en trait rouge discontinu). L’intensité de cavitation non seuillée est représentée en trait continu noir. Dans l’ensemble, les courbes représentant les résultats des deux méthodes sont proches. Nous avons représenté les deux premiers seuils surfaciques puis les deux derniers, de manière à comparer les deux méthodes sur l’ensemble des configurations possibles.

Les deux premiers niveaux de seuil *fig.C.33a* et *fig.C.33b* sont faibles, ils sont représentatifs des nombreux événements de faible intensité apparaissant dans la poche de cavitation. Les résultats seuillés sont donc proches des résultats non seuillés. Nous observons également que les deux méthodes de seuils présentent des résultats très proches.

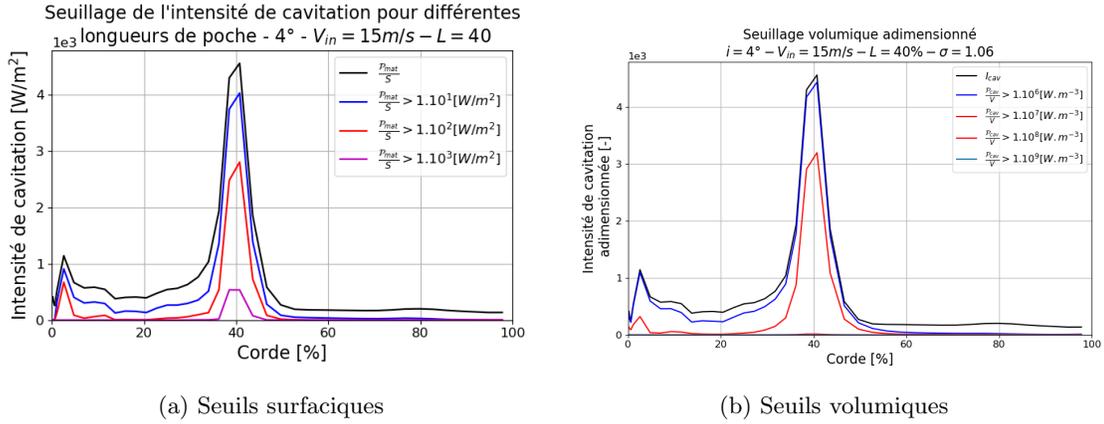


FIGURE C.30 – Comparaison des profils d'intensité de cavitation obtenus pour la méthode de seuil surfacique (gauche) et la méthode de seuil volumique (droite). Simulations à 4° , $v_{in} = 15 \text{ m/s}$, $\sigma = 1.06$.

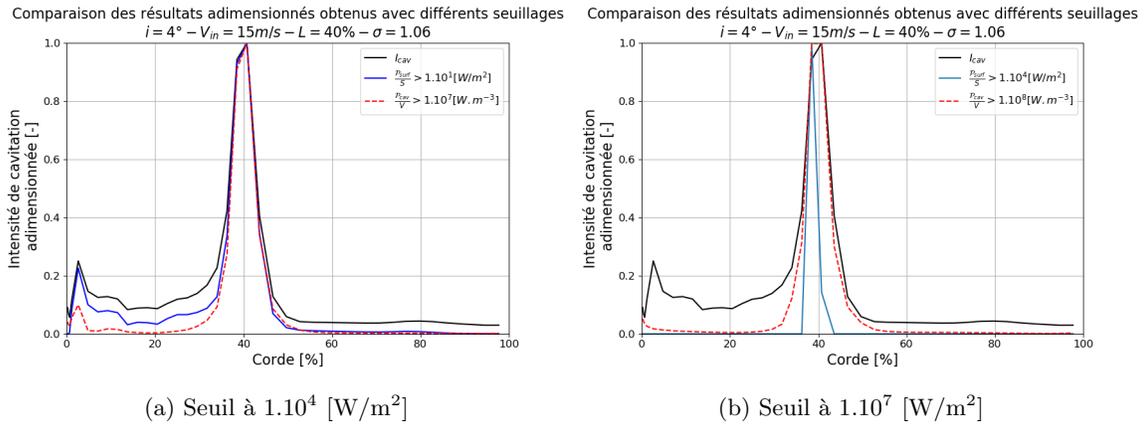


FIGURE C.31 – Intensité de cavitation adimensionnée pour la méthode de seuil surfacique (trait bleu continu) et la méthode de seuil volumique (trait rouge discontinu). Simulations à 4° , $v_{in} = 15 \text{ m/s}$, $\sigma = 1.06$.

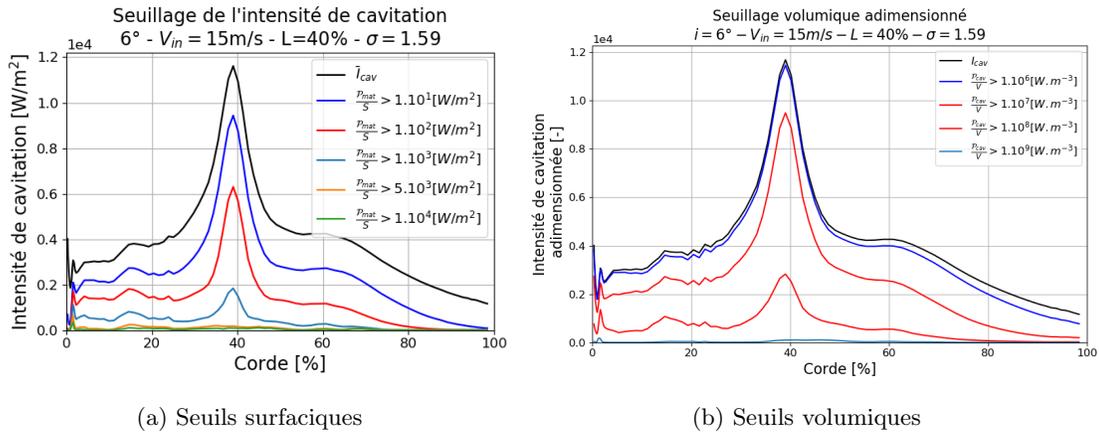


FIGURE C.32 – Comparaison des profils d'intensité de cavitation obtenus pour la méthode de seuil surfacique (gauche) et la méthode de seuil volumique (droite). Simulations à 6° , $v_{in} = 15 \text{ m/s}$, $\sigma = 1.59$.

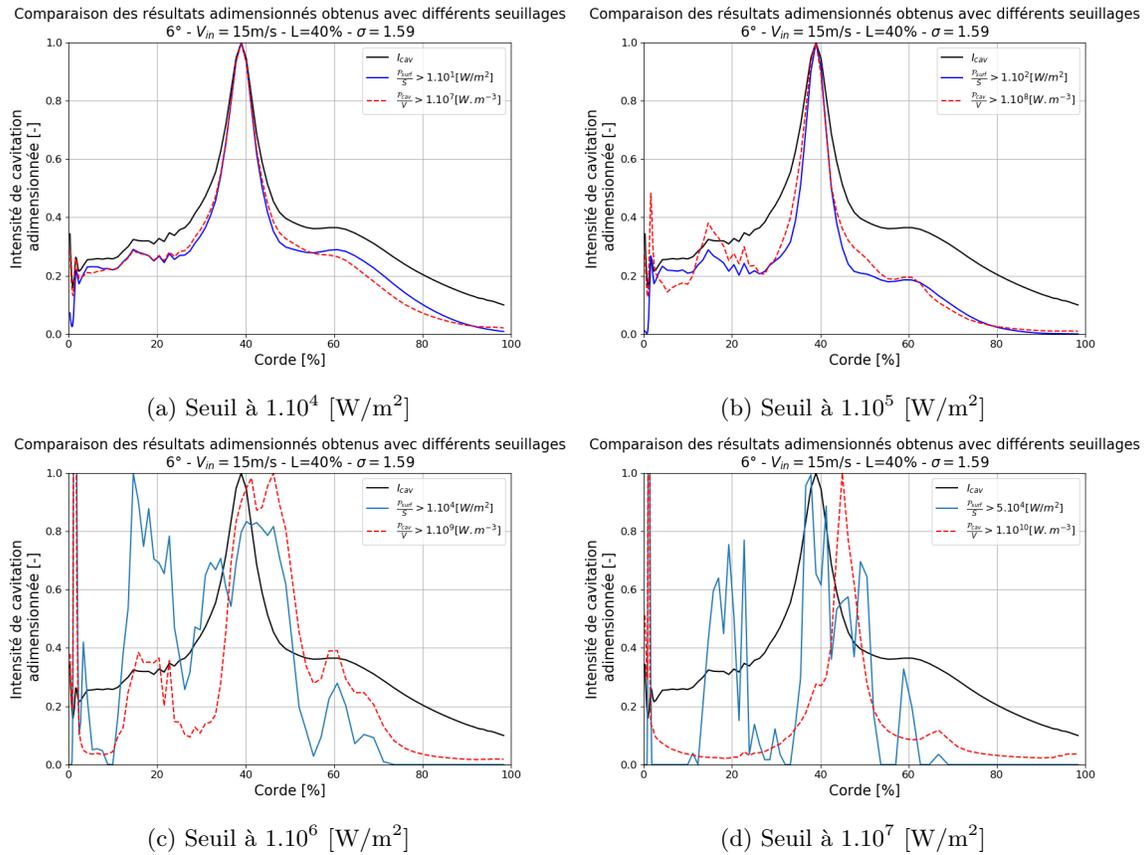


FIGURE C.33 – Intensité de cavitation adimensionnée pour la méthode de seuil surfacique (trait bleu continu) et la méthode de seuil volumique (trait rouge discontinu). Simulations à 6° , $v_{in} = 15m/s$, $\sigma = 1.59$.

C.6.1 Synthèse

Nous avons comparé les résultats obtenus après seuillage de la grandeur intensité de cavitation par deux méthodes : la méthode surfacique qui représente exactement l'énergie seuillée par la surface du matériau, et la méthode volumique qui présente une approximation de l'énergie seuillée en surface du matériau mais permettant en contrepartie un gain important de temps de calcul.

Les résultats entre les deux méthodes sont très proches et nous avons montré qu'il est possible d'établir un lien entre les seuils des deux méthodes. Ainsi nous sommes capables d'attribuer à tous les niveaux de seuils surfaciques un niveau de seuil volumique correspondant. Sur ces seuils en correspondance l'ordre de grandeur ainsi que le profil d'intensité de cavitation seuillée est généralement très proche.

Ainsi l'utilisation des seuils volumiques pour étudier l'intensité de cavitation seuillée est une option viable. Peu d'erreur est commise et les écarts les plus importants sont causés par des événements très proches de la surface qui sont sur-évalués par la méthode surfacique en comparaison avec les résultats expérimentaux. De plus, il existe un gain de temps de calcul important permis par la méthode de seuillage volumique qui est proportionnel à la taille du maillage et au nombre de processeur parallélisés ce qui représente un avantage indéniable pour les géométries complexes telles que les pompes. Sur la géométrie d'hydrofoil considérée avec près de 1,5 millions de mailles et plus de 1000 processeurs parallèles, le temps de calcul est divisé par deux avec la méthode volumique alors même qu'avec la méthode surfacique la surface d'étude est réduite à 98% de la surface de l'hydrofoil, entièrement prise en compte par la méthode volumique.

C.7 Évaluation du maximum de I_{cav}

En prolongeant les méthodes de seuillage à l'extrême, nous pouvons ne considérer que les puissances potentielles les plus importantes au cours des simulations. En effet, nous pourrions considérer que seuls les événements les plus importants sont ceux qui endommagent le matériau, d'autant plus que les simulations numériques sont encore actuellement beaucoup plus courtes que les essais expérimentaux. La limite ici est que nous ne considérons alors pas une moyenne représentative mais plutôt un détail heuristique d'évènements très agressifs (moins probable). Cette méthode à l'avantage d'être facilement implémentable, nous proposons donc d'évaluer si elle présente un intérêt prédictif.

C.7.1 Observation des évènements maximaux à 4°

Les résultats obtenus en ne comptabilisant que l'intensité maximale observée dans chaque cellule sont présentés sur les *fig.C.34*. Le temps physique considéré est de 0,5 s, identique à celui considéré dans le corps du manuscrit.

La forme du profil d'intensité de cavitation en fonction de la corde change peu par rapport aux résultats obtenus avec la valeur moyennée temporellement et la fermeture de la poche se démarque nettement comme la zone où l'intensité de cavitation est maximale. Cependant la valeur moyenne obtenue sur l'envergure du profil est supérieure d'un ordre de grandeur à l'intensité de cavitation obtenue en considérant la moyenne temporelle (paragraphes précédents).

Nous notons que l'écart type sur l'envergure du profil est devenu très important, ce qui est dû à l'apparition d'évènements locaux dépassants fortement la valeur moyenne et passant à l'ordre de grandeur supérieur. Nous voyons nettement un pic apparaître sur la *fig.C.34a*. Ce pic est situé légèrement en aval de la fermeture de poche et décentré par rapport à l'envergure.

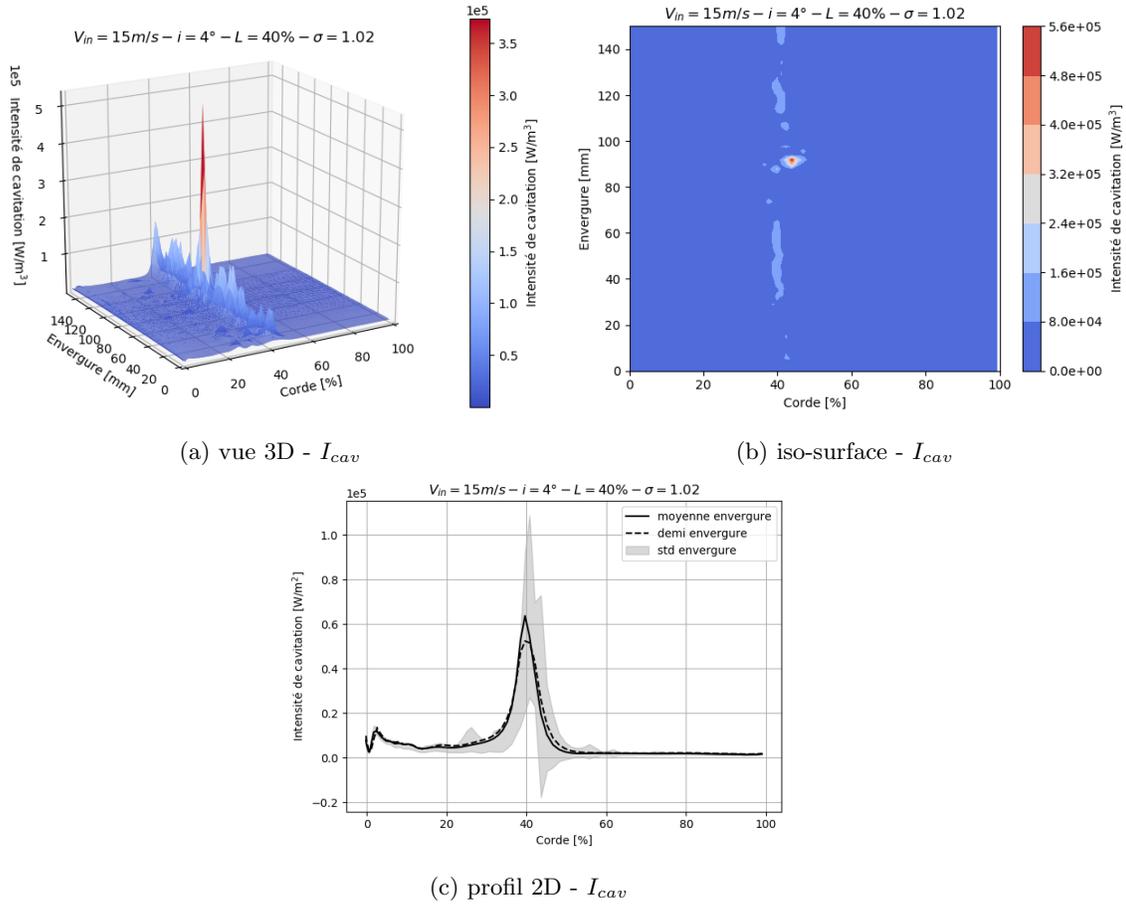


FIGURE C.34 – Intensité de cavitation maximale relevée sur une durée de calcul de 0,5 s. Simulations à 4° , $v_{in} = 15$ m/s, $\sigma = 1.02$, $L=40\%$, 3D.

C.7.2 Observation des évènements maximaux à 6°

La *fig.C.35* présente les résultats obtenus en ne tenant compte que de la puissance potentielle maximale dans chaque cellule fluide. Nous n'observons que peu de changement sur le profil d'intensité de cavitation *fig.C.35c*, la moyenne des évènements semble correspondre à l'ordre de grandeur des évènements maximaux. Par contre l'écart type varie fortement à la fermeture de la poche, en effet des évènements extrêmes d'intensité jusqu'à cinq fois supérieure sont enregistrés aux environs du milieu de l'envergure. Des évènements d'amplitude jusqu'à deux fois supérieure sont enregistrés aux quarts de l'envergure *fig.C.35a*.

Les *fig.C.36* présentent les résultats obtenus en traitant les 0,25 s suivantes du calcul. Nous pouvons voir que la répartition de l'intensité de cavitation sur l'hydrofoil a totalement changé. Des évènements de valeur importante sont de nouveau localisés au niveau de la fermeture de la poche mais les évènements maximaux sont localisés entre 50 et 60% de la corde *fig.C.36b*. Le profil d'intensité de cavitation est donc changé et un deuxième pic apparaît autour des 60% de la corde, ce qui correspond davantage à la localisation du maximum pour ces conditions sur les échantillons expérimentaux de [Couty, 2001]. Ces évènements sont liés aux collapsés soudains entraînant de fortes pressions déjà observés en partie 6.2.6.2 pour la poche de cavitation instable.

L'utilisation de la valeur maximale de $\frac{P_{cav}}{V}$ relevée durant les simulations pour déterminer l'intensité de cavitation ne semble pas permettre une meilleure localisation de la zone d'érosion. De plus, la

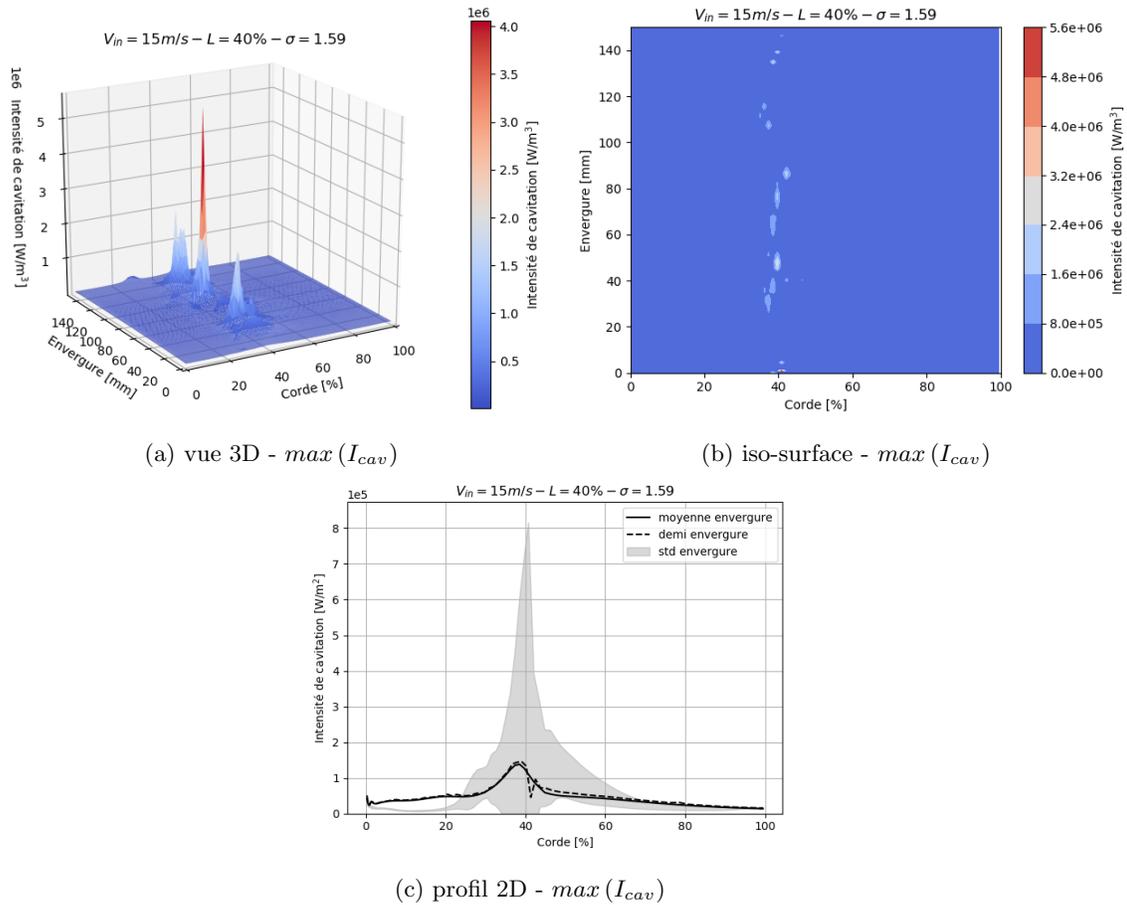


FIGURE C.35 – Intensité de cavitation maximale relevée pour une durée égale à 0,25 s. Simulations à 6° , $v_{in} = 15 \text{ m/s}$, $L=40\%$, $\sigma = 1.59$, 3D.

détermination des événements maximaux représente un processus stochastique et requiert un temps de simulation plus important pour faire apparaître des variations de l'écoulement permettant de modifier la forme du profil d'intensité de cavitation. Cela correspond aux observations faites sur les seuils volumiques où des puissances volumiques potentielles très élevées apparaissent de façon très peu fréquente. A ce titre l'utilisation des seuils surfaciques repose sur une base physique et est donc à privilégier.

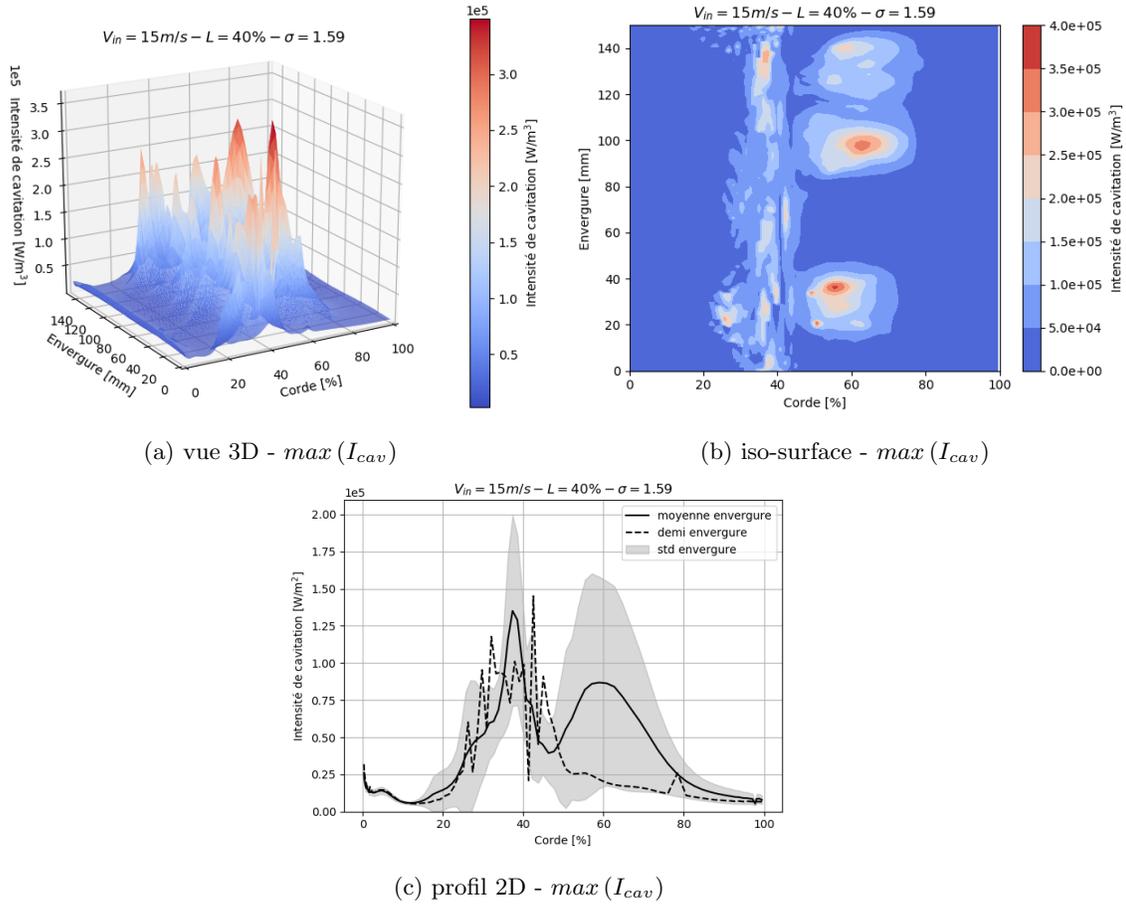


FIGURE C.36 – Intensité de cavitation maximale relevée sur les 0,25 s suivantes. Simulations à 6° , $v_{in} = 15 \text{ m/s}$, $L=40\%$, $\sigma = 1.59$, 3D.

C.8 Comparaison de l'évolution entre I_{cav} et V_d

C.8.1 Objectifs

Nous avons pu voir *chap.7* que l'intensité de cavitation et la vitesse de marquage sont deux descripteurs d'une « agressivité » de l'écoulement, l'une obtenue numériquement et l'autre expérimentalement. Ces grandeurs sont censées être proportionnelles à la vitesse d'érosion qui est la grandeur finale d'intérêt. Mais elles ne sont pas directement comparables, en premier lieu parce qu'elles n'ont pas la même unité et ensuite parce que I_{cav} est purement obtenue à partir de l'écoulement fluide alors que V_d intègre en plus une part matériau. Cependant, l'introduction du seuillage surfacique dans le calcul de I_{cav} a pour objectif de combler cette différence et de prendre en compte un effet matériau.

Nous allons donc comparer ces deux grandeurs de manière relative, en examinant leur évolution en fonction des trois paramètres de l'écoulement suivants :

- l'incidence,
- La vitesse d'écoulement,
- La longueur de poche.

C.8.2 Intensités de cavitation simulées par `neptune_cfd` et vitesses de marquage mesurées à l'EPFL

Nous présentons dans cette section un récapitulatif des données brutes numériques et expérimentales pour différentes conditions hydrauliques. Les résultats numériques comprennent l'intensité de cavitation moyenne et seuillée (seuil surfacique). Par soucis de simplicité nous avons nommé les différents seuils de 1 à 7 et la correspondance avec la valeur réelle des seuils est donnée dans le *tab.C.3*.

Les *tab.C.4* *tab.C.5* récapitulent la valeur maximale de la grandeur I_{cav} obtenue sur la corde de l'hydrofoil lors des simulations numériques, d'une part, et la vitesse de marquage V_d obtenue lors des expériences de [Couty, 2001], d'autre part.

Nom	Valeur du seuil [W/m^2]
n°1	10^1
n°2	10^2
n°3	10^3
n°4	$5 \cdot 10^2$
n°5	10^4
n°6	$5 \cdot 10^4$
n°7	10^5

TABLE C.3 – Nomenclature des seuils surfaciques présents dans les tableaux de l'annexe

ANNEXE C. TRAVAUX COMPLÉMENTAIRES RELATIFS À L'INTENSITÉ DE CAVITATION

Conditions d'écoulement			Intensité de cavitation		Vitesse de marquage				
Incidence [°]	Vitesse [m/s]	L [%]	Type de I_{cav}	Valeur max [W/m^2]	Matériau	Valeur max $1.10^{-12}[m.s^{-1}]$	Position relative [%]		
4°	15	20	Moyenne temporelle	8733	Aluminium	4,94	10		
			Seuil n°1	8397					
			Seuil n°2	7394					
			Seuil n°3	4681					
			Seuil n°4	0,1					
			Seuil n°5	0					
			Seuil n°6	0					
			Seuil n°7	0					
	15	40	Moyenne temporelle	4558	Aluminium	0,0635	40		
			Seuil n°1	4030					
			Seuil n°2	2805					
			Seuil n°3	536					
			Seuil n°4	4,3					
			Seuil n°5	1					
			Seuil n°6	0					
			Seuil n°7	0					
	20	40	Moyenne temporelle	12282	Aluminium	32,9	40		
			Seuil n°1	11509				Cuivre	0,719
			Seuil n°2	9590					
			Seuil n°3	5413					
Seuil n°4			1559						
Seuil n°5			443						
Seuil n°6			31						
Seuil n°7			18						
25	40	Moyenne temporelle	25570	Cuivre	5,5	40			
		Seuil n°1	24534						
		Seuil n°2	21936						
		Seuil n°3	15080						
		Seuil n°4	8039						
		Seuil n°5	4428						
		Seuil n°6	106						
		Seuil n°7	72						
30	40	Moyenne temporelle	45304	Aluminium	159	40			
		Seuil n°1	43701				Cuivre	14,4	40
		Seuil n°2	40468	Acier inoxydable	0,149	40			
		Seuil n°3	31146						
		Seuil n°4	20139						
		Seuil n°5	14025						
		Seuil n°6	1386						
		Seuil n°7	92						
32	40	Moyenne temporelle	57239	Cuivre	143	40			
		Seuil n°1	55896				Acier inoxydable	0,658	40
		Seuil n°2	52721						
		Seuil n°3	43441						
		Seuil n°4	29597						
		Seuil n°5	22243						
		Seuil n°6	3268						
		Seuil n°7	209						

TABLE C.4 – Valeurs brutes des maximums d'intensité de cavitation et des vitesses de marquage pour différentes longueurs de poche et vitesses d'entrée à 4° d'incidence.

ANNEXE C. TRAVAUX COMPLÉMENTAIRES RELATIFS À L'INTENSITÉ DE CAVITATION

Conditions d'écoulement			Intensité de cavitation		Vitesse de marquage		
Incidence [°]	Vitesse [m/s]	L [%]	Type de I_{cav}	Valeur max [W/m^2]	Matériau	Valeur max $1.10^{-12}[m.s^{-1}]$	Position relative [%]
6	15	40	Moyenne temporelle	11614	Aluminium	38,5	50
			Seuil n°1	9437	Cuivre	10,1	40
			Seuil n°2	6302	Acier inoxydable	0,0237	50
			Seuil n°3	5722			
			Seuil n°4	196			
			Seuil n°5	87			
			Seuil n°6	57			
			Seuil n°7	48			
	20		Moyenne temporelle	22155	Cuivre	154	50
			Seuil n°1	18901	Acier inoxydable	1,90	50
			Seuil n°2	13860			
			Seuil n°3	1839			
			Seuil n°4	1177			
			Seuil n°5	437			
			Seuil n°6	175			
			Seuil n°7	103			
	25		Moyenne temporelle	36039	Cuivre	1380	50
			Seuil n°1	6498,125	Acier inoxydable	2,75	50
			Seuil n°2	5062,334			
			Seuil n°3	2606,842			
			Seuil n°4	977,1846			
Seuil n°5		389,6141					
Seuil n°6		66,736					
Seuil n°7		24,50343					

TABLE C.5 – Valeurs brutes des maximums d'intensité de cavitation et des vitesses de marquage pour différentes longueurs de poche et vitesses d'entrée à 6° d'incidence.

C.8.3 Comparaison relative entre I_{cav} et V_d

Pour faciliter le comparaison en relatif entre ces deux grandeurs nous adimensionnons toutes les valeurs du tableau précédent par la valeur obtenue pour le cas à 15 m/s et L=40%. Nous avons également séparé le tableau par paramètre étudié. Pour les valeurs expérimentales les valeurs ont été normalisées par la valeur de l'aluminium à 15 m/s et L=40%.

C.8.3.1 Effet de l'incidence

Les valeurs obtenues à 4 et 6° d'incidence à 15 m/s et L=40% sont comparées dans le *tab.C.6*. La *fig.C.37* présente l'historgramme de ces données adimensionnées.

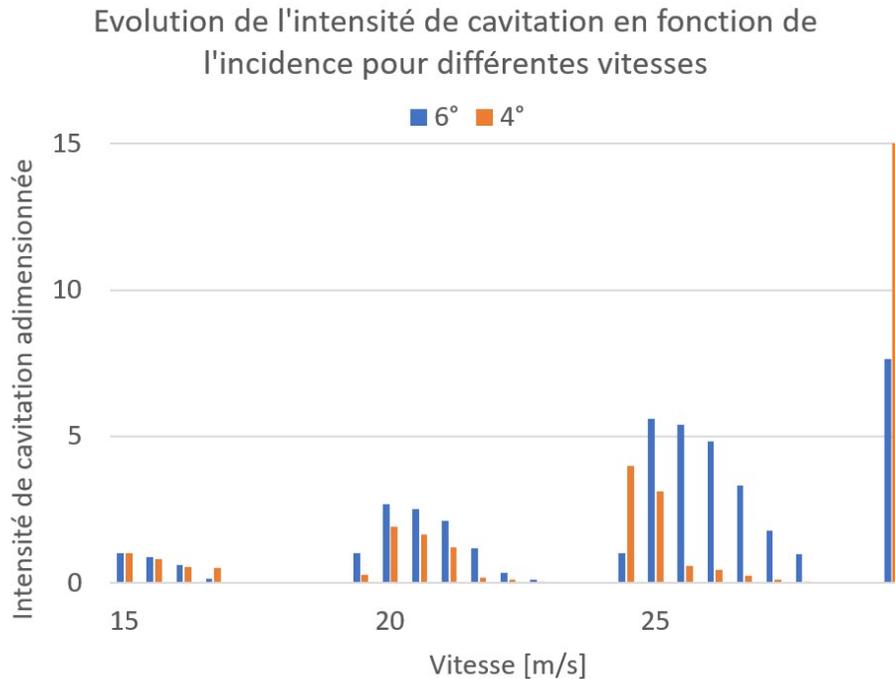


FIGURE C.37 – Histogrammes de l'intensité de cavitation, des seuils surfaciques et de la vitesse de marquage du cuivre adimensionnés pour les deux angles d'incidence (4° en bleu et 6° en rouge) à 15 m/s et L=40%.

C.8.3.2 Effet de la vitesse

L'effet de la vitesse pour les simulations numériques a déjà pu être traité au *chap.9*. Nous avons pu l'étudier pour les deux incidences, nous comparons les résultats pour une longueur de poche de 40% de la corde entre 15 et 25 m/s. Notons que toutes les conditions hydrauliques des données expérimentales ne sont pas disponibles pour chaque matériau.

C.8.3.2.1 Effet de la vitesse à 4° d'incidence

A 4° d'incidence, les résultats expérimentaux sont disponibles pour l'aluminium et le cuivre. L'acier inoxydable n'est pas marqué avant 30 m/s du fait de sa résistance.

Conditions d'écoulement		Intensité de cavitation		Vitesse de marquage			
Incidence [°]	Vitesse [m/s]	L [%]	Type de I_{cav}	Valeur max [W/m^2]	Matériau	Valeur max 1.10^{-12} [$m.s^{-1}$]	Position relative [%]
4°	15	40	Moyenne temporelle	1	Aluminium	1	40
			Seuil n°1	0,88416			
			Seuil n°2	0,615401			
			Seuil n°3	0,117595			
			Seuil n°4	0,000943			
			Seuil n°5	0,000219			
			Seuil n°6	0			
			Seuil n°7	0			
6°	15	40	Moyenne temporelle	1	Aluminium	1	50
			Seuil n°1	0,812554			
			Seuil n°2	0,542621			
			Seuil n°3	0,492681			
			Seuil n°4	0,016876			
			Seuil n°5	0,007491			
			Seuil n°6	0,004908			
			Seuil n°7	0,004133			
					Cuivre	0,262338	40
					Acier inoxydable	0,000616	50

TABLE C.6 – Intensité de cavitation en fonction de l'angle d'incidence. $v_{in} = 15$ m/s, L=40%. Les valeurs de I_{cav} sont adimensionnées par la valeur de la moyenne temporelle à 15 m/s et L=40%. Les valeurs de V_d sont adimensionnées par la valeur de l'aluminium à 15 m/s et L=40%.

La *fig.C.38* illustre pour les deux incidences l'influence de la vitesse et l'effet des seuils pour différentes vitesse d'entrée. Les résultats du cuivre à 4° ont été ajoutés pour permettre la comparaison entre l'intensité de cavitation et la vitesse de marquage.

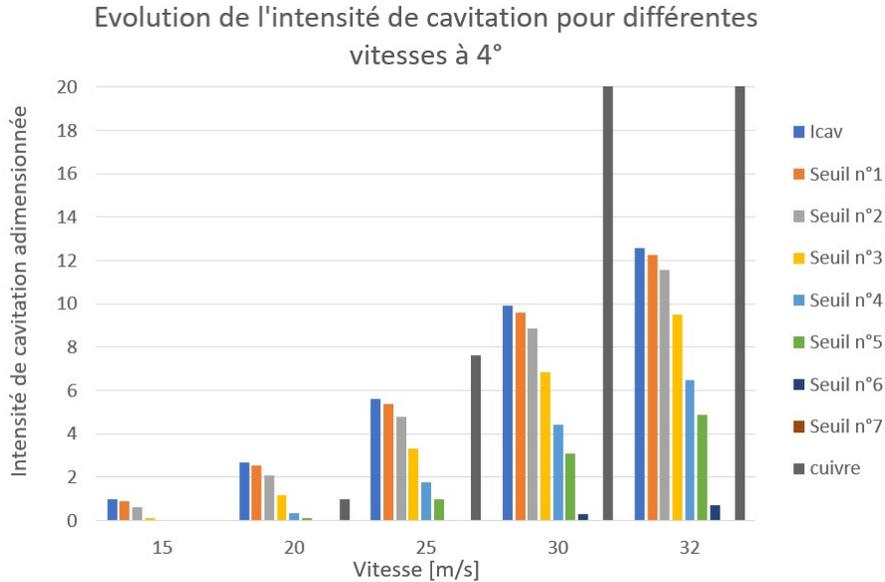


FIGURE C.38 – Histogrammes de l'intensité de cavitation, des seuils surfaciques et de la vitesse de marquage du cuivre adimensionnés pour différentes vitesse à 4° d'incidence et L=40%. Les résultats du cuivre à 30 et 32 m/s dépassent l'ordonnée maximale du graphique qui a été ajustée pour permettre la visibilité des données.

C.8.3.2.2 Effet de la vitesse à 6° d'incidence

A 6° d'incidence, les résultats expérimentaux sont disponibles pour le cuivre et l'acier inoxydable. L'aluminium n'est pas disponible car trop marqué pour être post-traité. Les résultats adimensionnés sont présentés dans le tableau *tab.C.8*.

La *fig.C.39* illustre pour les deux incidences l'influence de la vitesse et l'effet des seuils pour différentes vitesse d'entrée. Les résultats du cuivre et l'acier inoxydable à 6° ont été ajoutés pour permettre la comparaison entre l'intensité de cavitation et la vitesse de marquage.

ANNEXE C. TRAVAUX COMPLÉMENTAIRES RELATIFS À L'INTENSITÉ DE CAVITATION

Conditions d'écoulement			Intensité de cavitation		Vitesse de marquage		
Incidence [°]	Vitesse [m/s]	L [%]	Type de I_{cav}	Valeur max [W/m^2]	Matériau	Valeur max $1.10^{-12}[m.s^{-1}]$	Position relative [%]
4	15	40	Moyenne temporelle	1	Aluminium	1	40
			Seuil n°1	0,88416			
			Seuil n°2	0,615401			
			Seuil n°3	0,117595			
			Seuil n°4	0,000943			
			Seuil n°5	0,000219			
			Seuil n°6	0			
	Seuil n°7		0				
	20		Moyenne temporelle	2,694603	Aluminium	518,1102	40
			Seuil n°1	2,525011			
			Seuil n°2	2,103993			
			Seuil n°3	1,187582			
			Seuil n°4	0,342036			
			Seuil n°5	0,097192			
			Seuil n°6	0,006801			
	Seuil n°7		0,003949				
	25		Moyenne temporelle	5,609917	Cuivre	86,6	40
			Seuil n°1	5,382624			
			Seuil n°2	4,812637			
			Seuil n°3	3,308469			
Seuil n°4		1,763712					
Seuil n°5		0,971479					
Seuil n°6		0,023256					
Seuil n°7	0,015796						
30	Moyenne temporelle	9,939447	Aluminium	2503,937	40		
	Seuil n°1	9,587758					
	Seuil n°2	8,878455					
	Seuil n°3	6,83326					
	Seuil n°4	4,418385					
	Seuil n°5	3,077007					
	Seuil n°6	0,304081					
Seuil n°7	0,020184						
32	Moyenne temporelle	12,55792	Cuivre	2250	40		
	Seuil n°1	12,26327					
	Seuil n°2	11,5667					
	Seuil n°3	9,530715					
	Seuil n°4	6,493418					
	Seuil n°5	4,879991					
	Seuil n°6	0,716981					
Seuil n°7	0,045853						
					Acier inoxydable	10,4	40

TABLE C.7 – Intensité de cavitation en fonction de la vitesse à 4° d'incidence, L=40%. Les valeurs de I_{cav} sont adimensionnées par la valeur de la moyenne temporelle à 15 m/s et L=40%. Les valeurs de V_d sont adimensionnées par la valeur de l'aluminium à 15 m/s et L=40%.

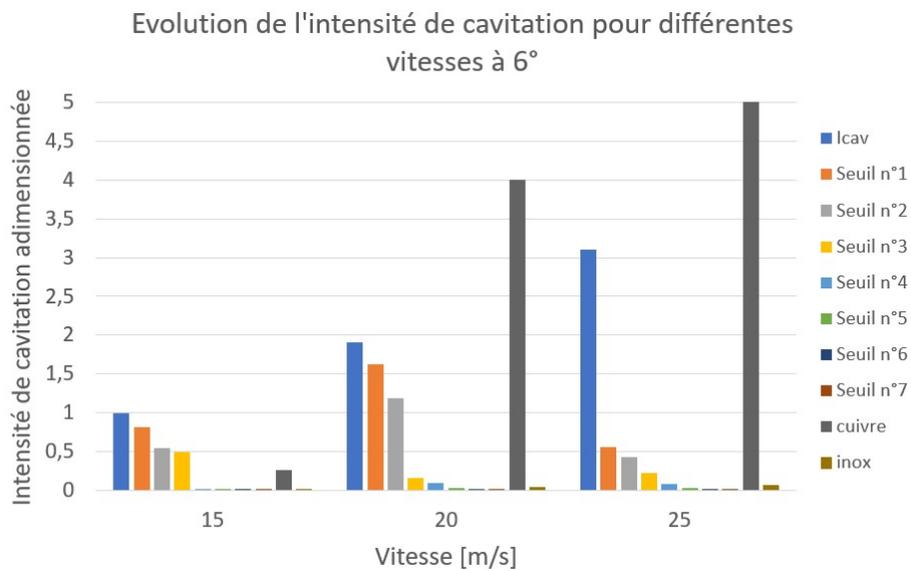


FIGURE C.39 – Histogrammes de l'intensité de cavitation, des seuils surfaciques et de la vitesse de marquage du cuivre adimensionnés pour différentes vitesses à 6° d'incidence et $L=40\%$. Les résultats du cuivre à 25 m/s dépassent l'ordonnée maximale du graphique qui a été ajustée pour permettre la visibilité des données.

Conditions d'écoulement		Intensité de cavitation		Vitesse de marquage			
Incidence [°]	Vitesse [m/s]	Type de I_{cav}	Valeur max [W/m ²]	Matériau	Valeur max 1.10^{-12} [m.s ⁻¹]	Position relative [%]	
6°	15	Moyenne temporelle	1	aluminium	1	50	
		Seuil n°1	0,812554	Cuivre	0,262338	40	
		Seuil n°2	0,542621	Acier inoxydable	0,000616	50	
		Seuil n°3	0,492681				
		Seuil n°4	0,016876				
		Seuil n°5	0,007491				
		Seuil n°6	0,004908				
			Seuil n°7	0,004133			
	20	Moyenne temporelle	1,907612	Cuivre	4	50	
		Seuil n°1	1,627432	Acier inoxydable	0,049351	50	
		Seuil n°2	1,193387				
		Seuil n°3	0,158343				
		Seuil n°4	0,101343				
		Seuil n°5	0,037627				
Seuil n°6		0,015068					
		Seuil n°7	0,008869				
25	Moyenne temporelle	3,103065	Cuivre	35,84416	50		
	Seuil n°1	0,559508	Acier inoxydable	0,071429	50		
	Seuil n°2	0,435882					
	Seuil n°3	0,224457					
	Seuil n°4	0,084139					
	Seuil n°5	0,033547					
	Seuil n°6	0,005746					
		Seuil n°7	0,00211				

TABLE C.8 – Intensité de cavitation en fonction de la vitesse à 6° d'incidence, L=40%. Les valeurs de I_{cav} sont adimensionnées par la valeur de la moyenne temporelle à 15 m/s et L=40%. Les valeurs de V_d sont adimensionnées par la valeur de l'aluminium à 15 m/s et L=40%.

C.8.3.3 Effet de la longueur de poche

L'effet de la longueur de la poche sur la grandeur I_{cav} n'a pu être étudié que sur les calculs à 4° d'incidence. Les *tab.C.9* et *tab.C.10* présentent respectivement les résultats numériques et expérimentaux adimensionnés à 15 et 20 m/s pour une poche de 20 et 40% de la corde.

Nous avons déjà pu constater que pour l'ensemble des vitesses, l'intensité de cavitation ainsi que la vitesse de marquage varient peu et restent du même ordre de grandeur. L'intensité de cavitation augmente lorsque la poche diminue. Ce résultat est contraire aux résultats expérimentaux de [Couty, 2001] qui observe généralement une tendance décroissante du marquage avec lorsque la poche diminue. A l'exception des résultats obtenus avec l'aluminium à 15 m/s qui sont conformes à la tendance obtenue avec les simulations numériques.

Conditions d'écoulement		Intensité de cavitation		Vitesse de marquage		
Incidence [°]	Vitesse [m/s]	Type de I_{cav}	Valeur max [W/m ²]	Matériau	Valeur max 1.10^{-12} [m.s ⁻¹]	Position relative [%]
4°	15	Moyenne temporelle	1,915972	Aluminium	77,79528	10
		Seuil n°1	1,842255			
		Seuil n°2	1,622203			
		Seuil n°3	1,026986			
		Seuil n°4	2,19E-05			
		Seuil n°5	0			
		Seuil n°6	0			
	Seuil n°7	0				
	40	Moyenne temporelle	1	Aluminium	1	40
		Seuil n°1	0,88416			
		Seuil n°2	0,615401			
		Seuil n°3	0,117595			
		Seuil n°4	0,000943			
		Seuil n°5	0,000219			
Seuil n°6		0				
Seuil n°7	0					

TABLE C.9 – Intensité de cavitation en fonction de la longueur de poche à 4° d'incidence, $v_{in} = 15$ m/s. Les valeurs de I_{cav} sont adimensionnées par la valeur de la moyenne temporelle à 15 m/s et L=40%. Les valeurs de V_d sont adimensionnées par la valeur de l'aluminium à 15 m/s et L=40%.

Conditions d'écoulement			Intensité de cavitation		Vitesse de marquage		
Incidence [°]	Vitesse [m/s]	L [%]	Type de I_{cav}	Valeur max [W/m^2]	Matériau	Valeur max 1.10^{-12} [$m.s^{-1}$]	Position relative [%]
4°	20	20	Moyenne temporelle	3,284041	Aluminium	67,24409	20
			Seuil n°1	4,699430			
			Seuil n°2	4,430233			
			Seuil n°3	3,582273			
			Seuil n°4	1,715665			
			Seuil n°5	0,119789			
			Seuil n°6	0,000219			
	Seuil n°7	0					
	40	40	Moyenne temporelle	2,694603	Aluminium	518,1102	40
			Seuil n°1	2,525011			
			Seuil n°2	2,103993			
			Seuil n°3	1,187582			
			Seuil n°4	0,342036			
			Seuil n°5	0,097192			
Seuil n°6			0,006801				
Seuil n°7	0,003949						
					Cuivre	1,13E+01	40

TABLE C.10 – Intensité de cavitation en fonction de la longueur de poche à 4° d'incidence, $v_{in} = 20$ m/s.

C.8.4 Discussions des résultats

C.8.4.1 Effet de l'incidence

D'après les résultats sur l'intensité de cavitation (sans filtre) l'incidence de 4° et l'incidence de 6° sont séparées par un facteur d'environ deux pour l'écoulement à 15 m/s. Expérimentalement les données de [Couty, 2001] montrent plutôt un facteur cent. La comparaison quantitative avec les données de l'intensité de cavitation non filtrées n'est donc pas du tout satisfaisante.

Néanmoins nous savons que le matériau a un rôle important et nous avons étudié au *chap.9.2.2.2* l'influence de différents seuils sur l'intensité de cavitation. En analysant les résultats 4° et 6° pour les seuils suffisamment importants ($> 10^3 \text{ W/m}^2$) pour engendrer une différence sur le profil de I_{cav} nous observons cette fois que le ratio entre 4° et 6° est de 10 à 15 m/s. Cette valeur est plus proche des résultats expérimentaux bien que pas suffisamment proche.

Enfin, nous remarquons qu'à 4° les seuils supérieurs à 10^3 W/m^2 n'observent presque pas d'évènements et ont des valeurs très faibles qui pourraient être assimilée à zéro. Pour l'incidence de 6° ce résultat se produit après le seuil de 10^5 W/m^2 . Notons alors les deux ordre de grandeurs, similaires à la valeur observée expérimentalement, séparant le plus grand seuil pour lequel une valeur notable d'intensité de cavitation est enregistrée.

C.8.4.2 Effet de la vitesse

Nous avons déjà pu voir au *chap. 9* que la tendance des simulations numériques suivait les tendances admises dans la littérature expérimentale. Dans cette annexe nous avons poursuivi la comparaison avec les données expérimentales de [Couty, 2001].

De manière plus quantitative, les résultats expérimentaux de la vitesse de marquage sur le cuivre gagnent un ordre de grandeur à chaque vitesse, alors que l'intensité de cavitation n'augmente tout au plus que d'un facteur deux pour chaque vitesse et ce pour les deux incidences.

L'application d'un seuil suffisamment élevé permet de récupérer un comportement similaire à l'expérience, en gagnant environ un ordre de grandeur par vitesse bien que ce comportement n'est pas toujours maintenu sur toute la plage de vitesse. L'utilisation de trois seuils différents permet de s'approcher du comportement des trois matériaux en proposant des vitesses d'évolutions différentes. Le seuil n°4 paraît cohérent avec le comportement du cuivre (pour les deux incidences) alors que le seuil n°5 semble cohérent avec le comportement de l'inox à 6° . Cela est mis en avant sur la *fig.C.40* qui compare le seuil n°4 avec la vitesse de marquage du cuivre à 4° ainsi que la *fig.C.41* seuil n°5 avec la vitesse de marquage de l'acier inoxydable à 6° . Pour réaliser ces figures les vitesses de marquage ont été adimensionnées avec la première occurrence du matériau (plutôt que l'aluminium pris comme référence précédemment).

Notons que nous manquons ici de données expérimentales pour pouvoir conclure et que ces résultats sont encore loin d'être prédictifs puisque nous nous contentons encore d'observer la présence de tendance d'évolution similaires pour différents seuils.

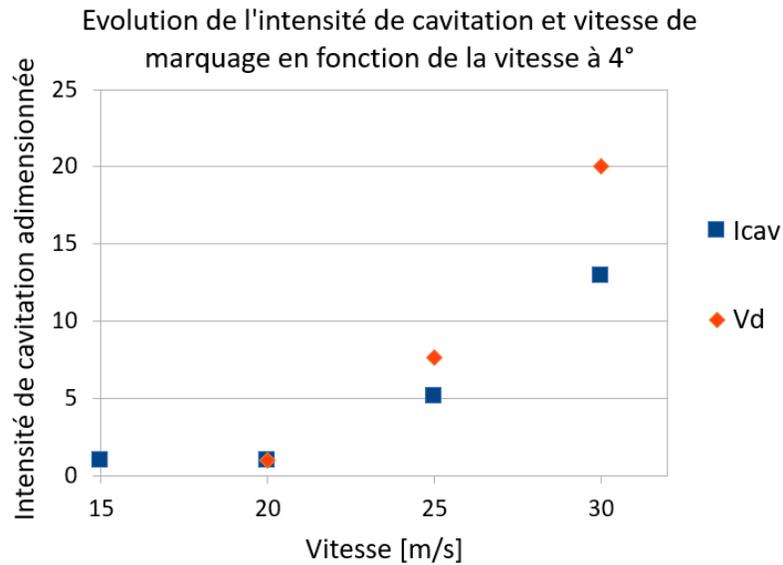


FIGURE C.40 – Evolution de l'intensité de cavitation seuillée à 10^3 W/m^2 et de la vitesse de marquage du cuivre adimensionnés par leur valeur à 20 m/s pour différentes vitesse à 4° d'incidence et L=40%.

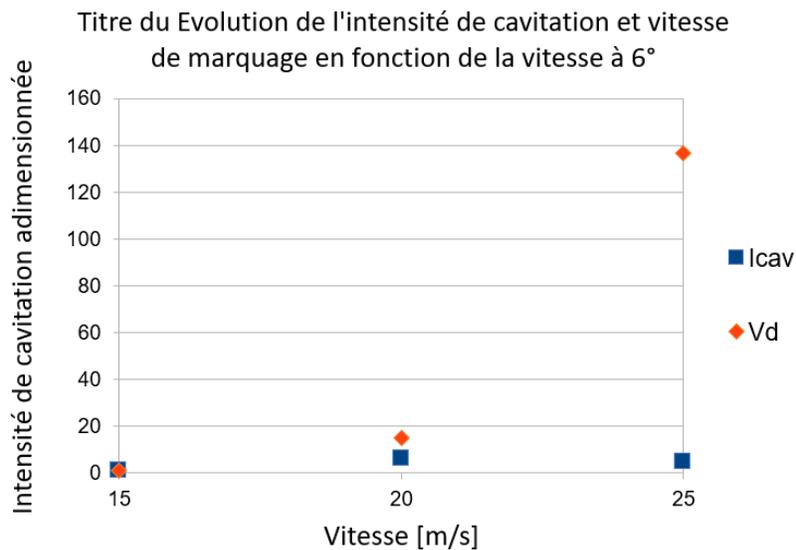


FIGURE C.41 – Evolution de l'intensité de cavitation seuillée à $5 \cdot 10^3 \text{ W/m}^2$ et de la vitesse de marquage du cuivre adimensionnés par leur valeur à 15 m/s pour différentes vitesse à 6° d'incidence et L=40%.

C.8.4.3 Effet de la longueur de la poche

Expérimentalement les données de marquage pour différentes longueurs de poche sont contenues dans le même ordre de grandeur et pourraient être considérées comme équivalentes. Néanmoins nous trouvons de manière répétée que les écoulements avec les poches les plus longues sont légèrement plus agressifs qu'avec les poches les plus courtes.

Nous avons vu que numériquement nous trouvons également un même ordre de grandeur pour différentes tailles de poche mais avec une variation inverse : la poche la plus petite est numériquement la poche la plus agressive. Nous pensons que ce résultat est dû au calcul du gradient de pression dans la grandeur intensité de cavitation. En effet, pour une même vitesse, plus la poche est petite et plus l'énergie contenue dans l'écoulement se concentre sur une petite zone de l'hydrofoil, augmentant alors grandement la valeur du gradient de pression au bord d'attaque. Ce résultat semble être un biais numérique du modèle d'intensité de cavitation employé et la poche expérimentale ne semble pas être aussi sensible à la variation de ce gradient de pression local.

C.8.5 Synthèse et perspectives

Nous avons déjà mis en garde le lecteur quand à la possibilité de comparer quantitativement les résultats de l'intensité de cavitation ainsi que de la vitesse de marquage. Et nous en rappelons brièvement les raisons.

En premier lieu, ces deux grandeurs sont différentes puisque l'une est issue du comportement fluide et est antérieure à la seconde qui fait elle intervenir le comportement du matériau. Il existe ainsi une théorie, issue du modèle de la cascade énergétique, et permettant de relier les deux via des facteurs correctifs [Leclercq, 2017].

En second lieu, nous avons évoqué les incertitudes expérimentales élevées ainsi que la difficulté des postraitements. La chaîne de mesure fait intervenir de nombreux paramètres de filtrage. L'information est donc sélectionnée là où elle est numériquement non altérée ce qui peut causer un biais dans le comportement observé.

Malgré tout, il reste intéressant de comparer les résultats adimensionnés des simulations numériques avec les résultats adimensionnés des expériences de manière à comparer les tendances d'évolution. L'étude comparative avec les résultats expérimentaux a ainsi permis de mettre en avant un comportement globalement encourageant ainsi que certaines limitations des simulations numériques sur lesquelles il sera nécessaire de travailler.

Les résultats sur le comportement de l'intensité de cavitation avec la vitesse à 6° montrent que les simulations mériteraient d'être réalisées avec un nombre de courant plus faible pour mieux résoudre les ondes de pressions. En particulier à vitesse élevée où les fréquences de détachement sont plus élevées et où les ondes de pressions deviennent d'amplitudes très importantes. En effet, si les ondes de pressions sont lissées du fait de l'interpolation temporelle, la distribution de l'énergie est faussée et les seuils les plus importants ne sont pas représentés correctement.

Dans une logique similaire, il serait intéressant de prolonger la durée des simulations numériques. Bien que nous ayons choisi un temps suffisamment important au regard du nombre de détachement périodique de la poche pour représenter correctement le caractère moyen de la poche, le caractère aléatoire de la cavitation demande à prolonger d'avantage encore le temps de calcul. Il en va de même pour l'apparition des ondes de pressions de forte amplitude couplées avec l'utilisation du seuillage qui impliquent de rallonger le temps de simulations de manière à capturer suffisamment d'évènements dits extrêmes qui apparaissent plus rarement et de manière aléatoire.

Enfin, les résultats sur la longueur de poche semblent être entachés par une aberration numérique qui semble demander un travail sur le modèle d'intensité de cavitation ou sur son application. Nous pointons en particulier l'influence du gradient de pression au bord d'attaque de l'hydrofoil que nous avons déjà remarqué dans nos analyses de l'écoulement hydrodynamique.

Globalement l'utilisation des seuils permet une meilleure correspondance à l'évolution de la vitesse de marquage expérimentale que l'utilisation de l'intensité de cavitation moyenne non filtrée. L'utilisation de différents seuils permet d'améliorer la correspondance avec le comportement de différents matériaux. En particulier, le seuil de $5 \cdot 10^5 \text{ W/m}^2$ permet de mieux correspondre à l'évolution en fonction de la vitesse du V_d pour le cuivre pour les deux angles d'incidence, ce qui est prometteur.

Un travail important reste à poursuivre pour être capable de déterminer le niveau du seuil en fonction des caractéristiques physiques des matériaux, sans quoi nous ne pouvons pas développer un modèle qui soit totalement prédictif.

Annexe D

Données supplémentaires relatives à la thèse

D.1 Récapitulatif de la mise en données

Les paramètres de la mise en données utilisée pour cette thèse sont récapitulés sur la figure *fig.D.1*.

Numérique		Modélisation		Fermeture			Conditions aux limites	
Solveur	Mean-relative velocity	Dispersé (boiling-flow)	Eau-Vapeur	QDM		Aire interfaciale	Vin	15 m/s
Schéma spatial	SOLU (O2) Upwind (O1) pour la turbulence	Compressible	EOS cathare	Trainée	Ishii	Db= 1.10-5m	Pout	P0-DP(t)
Schéma temporel	Euler (O1)	Equation d'énergie	Enthalpie totale	Masse ajoutée	Zuber	Terme source	Mur	adhérence
Préconditionnement multigrille	Symétrisation de la matrice de pression	Turbulence	k-ε sur le liquide	Portance	Tomiyama SMD	User (enthalpie)	Conditions initiales	
				Dispersion turbulente	GTD		P0	5,5 bar
				Force pariétale	non		V0	15 m/s

FIGURE D.1 – Récapitulatif de la mise en données utilisée pour réaliser les calculs cavitants présentés dans cette thèse avec *neptune.cfd*.

D.2 Coordonnées du NACA 65012 (sans incidence)

X [m]	Y [m]
0,0000E+00	0,0000E+00
5,2000E-06	8,9700E-05
4,5400E-05	2,7200E-04
...	

X [m]	Y [m]
1,2690E-04	4,6230E-04
2,5660E-04	6,6380E-04
4,4510E-04	8,7300E-04
7,0860E-04	1,0839E-03
1,0625E-03	1,2932E-03
1,5170E-03	1,5078E-03
2,1161E-03	1,7426E-03
2,9523E-03	2,0227E-03
4,0774E-03	2,3597E-03
5,3692E-03	2,6986E-03
6,7863E-03	3,0231E-03
8,3182E-03	3,3374E-03
9,8934E-03	3,6298E-03
1,1477E-02	3,8958E-03
1,3078E-02	4,1398E-03
1,4700E-02	4,3653E-03
1,6334E-02	4,5733E-03
1,7975E-02	4,7645E-03
1,9621E-02	4,9400E-03
2,1271E-02	5,1006E-03
2,2926E-02	5,2469E-03
2,4584E-02	5,3794E-03
2,6246E-02	5,4986E-03
2,7910E-02	5,6050E-03
2,9575E-02	5,6989E-03
3,1242E-02	5,7803E-03
3,2910E-02	5,8495E-03
3,4579E-02	5,9063E-03
3,6247E-02	5,9506E-03
3,7914E-02	5,9823E-03
3,9577E-02	6,0007E-03
4,1237E-02	6,0049E-03
...	

ANNEXE D. DONNÉES SUPPLÉMENTAIRES RELATIVES À LA THÈSE

X [m]	Y [m]
4,2894E-02	5,9940E-03
4,4549E-02	5,9675E-03
4,6201E-02	5,9251E-03
4,7852E-02	5,8662E-03
4,9501E-02	5,7907E-03
5,1150E-02	5,6988E-03
5,2800E-02	5,5906E-03
5,4453E-02	5,4662E-03
5,6112E-02	5,3270E-03
5,7776E-02	5,1745E-03
5,9444E-02	5,0106E-03
6,1114E-02	4,8362E-03
6,2783E-02	4,6518E-03
6,4452E-02	4,4576E-03
6,6125E-02	4,2541E-03
6,7801E-02	4,0426E-03
6,9482E-02	3,8242E-03
7,1165E-02	3,5999E-03
7,2849E-02	3,3705E-03
7,4536E-02	3,1368E-03
7,6224E-02	2,8993E-03
7,7914E-02	2,6587E-03
7,9606E-02	2,4158E-03
8,1299E-02	2,1721E-03
8,2990E-02	1,9297E-03
8,4676E-02	1,6904E-03
8,6359E-02	1,4555E-03
8,8044E-02	1,2250E-03
8,9728E-02	9,9890E-04
9,1393E-02	7,8110E-04
9,3022E-02	5,8190E-04
9,4615E-02	4,1020E-04
...	

ANNEXE D. DONNÉES SUPPLÉMENTAIRES RELATIVES À LA THÈSE

X [m]	Y [m]
9,6176E-02	2,7110E-04
9,7684E-02	1,6160E-04
9,9009E-02	7,7000E-05
9,9707E-02	3,5000E-05

Etat de l'art de l'effet thermodynamique sur la cavitation

Ce chapitre fait l'objet de l'étude des phénomènes thermodynamiques associés à la cavitation. Le chapitre est découpé en deux parties, tout d'abord la définition et l'étude du phénomène dans la littérature. Puis nous présentons et commentons nos simulations numériques en seconde partie au regard des tendances attendues via la littérature établie en première partie.

E.1 Introduction

E.1.1 Définition de l'effet thermodynamique en cavitation

L'effet thermodynamique en cavitation est une diminution de la vaporisation du liquide, et donc de la taille de la poche de cavitation, qui apparaît pour certaines températures et pour certains fluides. Un fluide est dit thermosensible si un retard à la cavitation peut être observé lorsque sa température augmente.

Toute vaporisation se produit grâce à l'extraction d'une quantité de chaleur dans la phase liquide permettant de créer un volume donné de phase gazeuse. A température ambiante, la cavitation de l'eau est considérée comme isotherme car l'énergie prise au liquide est infime et n'engendre pas de baisse de température notable. Mais, pour les fluides thermosensibles, le changement de phase dû à la cavitation soutire une énergie non négligeable au liquide, cette perte d'énergie est suffisante pour abaisser sa température significativement. Ce faisant, la pression de saturation qui dépend de la température du fluide $P^{sat}(T)$, est diminuée ce qui retarde l'apparition de la cavitation puisque la pression de l'écoulement doit de nouveau baisser pour franchir la nouvelle pression de saturation.

D'un point de vu industriel, l'effet thermodynamique est donc positif. Il permet pour de mêmes conditions de supprimer, ou diminuer, le phénomène de cavitation et les effets néfastes qui y sont associés. Ceci permet en particulier d'étendre la plage nominale d'un équipement hors cavitation.

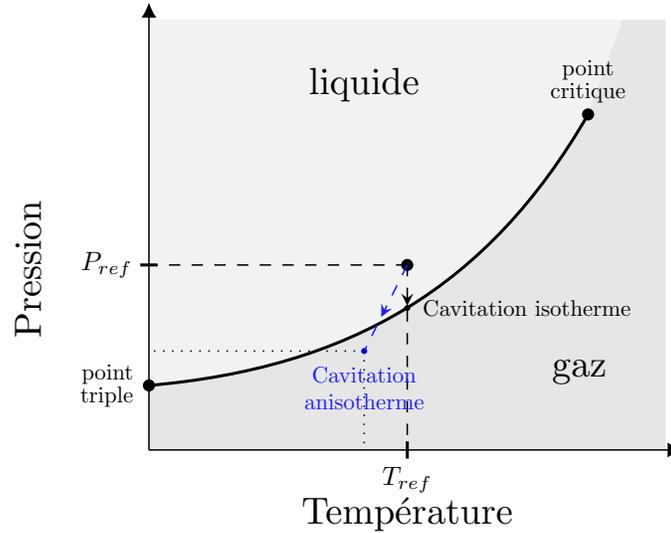


FIGURE E.1 – Diagramme de phase et schématisation de la cavitation avec effet thermodynamique. L'échange d'énergie entraîne une baisse de la température locale du liquide représentée en bleu.

E.1.2 Quantification théorique de l'écart thermique dans une poche de cavitation

: Pour quantifier le retard à la cavitation, il nous faut déterminer l'ordre de grandeur associé au refroidissement. L'évolution de la pression de saturation avec la température peut être obtenue par la loi de Clapeyron qui définit la chaleur latente de changement de phase entre les deux phases. En négligeant le volume massique du liquide bien plus faible que celui de la vapeur nous obtenons :

$$\mathcal{L} = T \left(\frac{1}{\rho_v} - \frac{1}{\rho_l} \right) \frac{dP}{dT} \quad (\text{E.1})$$

$$\leftrightarrow \mathcal{L} = \frac{\rho_v}{T_\infty} \frac{dP}{dT} \quad (\text{E.2})$$

$$\leftrightarrow \frac{dP}{dT} = \frac{T_\infty}{\rho_v} \mathcal{L} \quad (\text{E.3})$$

L'écart de température observé dans le liquide peut être déterminé en première approche par conservation des flux entre les phases. En partant d'un liquide à saturation, l'énergie dépensée par le changement de phase s'écrit $\Delta H_v = \rho_v L$ et doit équilibrer le flux d'énergie refroidissant le liquide $\Delta H_l = \rho_l C p_l \Delta T_l$ soit :

$$\begin{aligned} \Delta H_v &= \Delta H_l \\ \rho_v \mathcal{L} &= \rho_l C p_l \Delta T \\ \leftrightarrow \Delta T &= \frac{\rho_v \mathcal{L}}{\rho_l C p_l} \end{aligned}$$

Avec :

$$\begin{cases} \mathcal{L} & , \text{ la chaleur latente de changement de phase} \\ C p_l & , \text{ la capacité thermique de la phase liquide} \end{cases}$$

Nous retrouvons alors la formule du B facteur [Brennen, 1995].

E.2 Etudes expérimentales de l'effet thermodynamique en cavitation

Nous avons vu précédemment que peu d'expériences permettent le suivi de la température du fluide en régime de cavitation. Il existe cependant quelques expériences qui ont investigué le comportement thermique du fluide dans différentes configurations. Nous proposons dans cette partie une liste non exhaustive d'expériences ayant permis d'établir ou d'illustrer les tendances admises dans ce domaine.

E.2.1 Expériences avec des fluides cryogéniques

Le plus grand apport dans la compréhension de l'effet thermique en cavitation concerne l'utilisation de fluides cryogéniques qui sont très utilisés dans le secteur aérospatial. C'est par exemple le cas de [Hord, 1973], pionnier de ces études et dont les expériences sont toujours utilisées comme référence. Il étudie ainsi le comportement de différents fluides cryogéniques (Hydrogène, Oxygène, Azote,...) sur diverses géométries (ogives, hydrofoils, venturi) dont des pompes. Plus récemment, [Franc et al., 2004] propose de mesurer les variations de températures dans une turbopompe. Malgré la puissance et l'utilisation d'un fluide cryogénique, réputé sensible aux effets thermiques, les déviations de température restent de l'ordre de quelques degrés. Il est constaté que ces variations parviennent de manière périodique et sont à relier au régime de cavitation de la pompe.

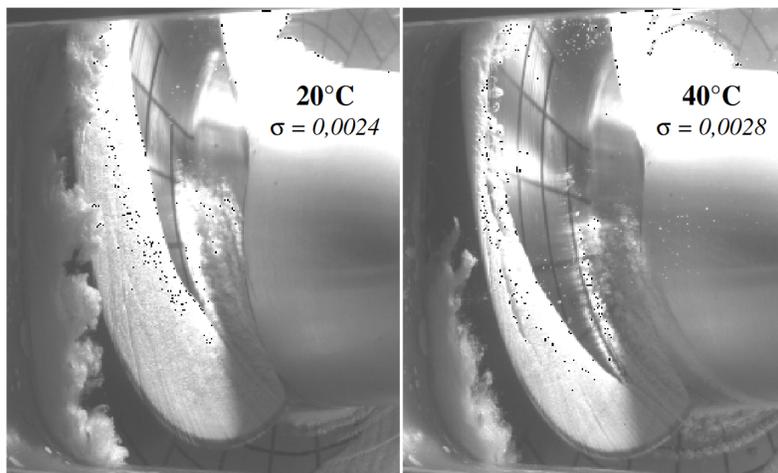


FIGURE E.2 – Illustration de l'évolution de la longueur de poche pour deux températures différentes sur une pompe en forane R114 avec des conditions hydrauliques proches [Franc et al., 2004].

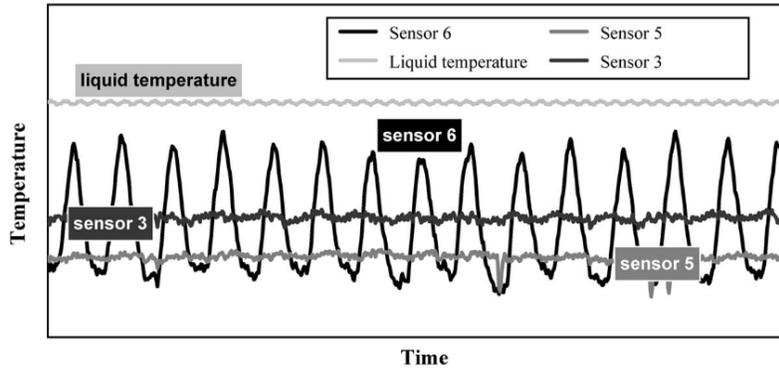


FIGURE E.3 – Illustration de l'évolution de la température dans une poche de cavitation en eau chaude [Franc et al., 2010].

E.2.2 Expériences en eau chaude

Le comportement de la cavitation en eau chaude pose question. En effet, l'eau n'est pas considérée comme un fluide thermosensible. Néanmoins les expériences réalisées en eau chaude démontrent d'un effet thermodynamique similaire, bien que plus modéré, à ce qui peut être observé avec des fluides cryogéniques [Moore et Ruggeri, 1969].

[Cervone et al., 2005] étudie l'impact de la température sur le comportement cavitant d'un hydrofoil (NACA 0015). La *fig.E.4* illustre l'aspect d'une poche de cavitation à différentes températures pour des mêmes conditions hydrauliques. Il observe un décalage des zones de transition entre les différents types de cavitation lorsque la température augmente. La carte de cavitation de l'hydrofoil est donc changée.

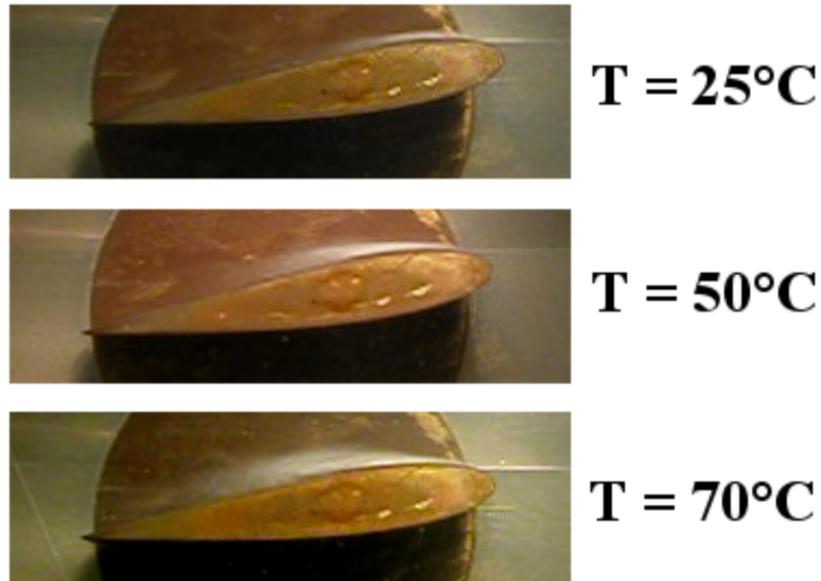


FIGURE E.4 – Illustration de l'évolution d'une poche de cavitation à différentes températures pour de mêmes conditions hydrauliques : $i = 8^\circ$, $\sigma = 2.5$ [Cervone et al., 2005].

Une observation similaire a déjà été faite par [Kato et al.] qui constate également un décalage

des zones de transitions des types de cavitation, en particulier pour le domaine de la supercavitation. Cette observation est cohérente avec le fait que l'augmentation de la température est réputée retarder la cavitation, ce qui se traduit généralement sur des pompes par de meilleures performances.

Récemment [Zhang et al., 2019] analyse la cavitation en eau chaude dans un venturi. Il observe que la longueur de la poche diminue lorsque la température augmente. Cette observation est contraire à celle de [Cervone et al., 2005] qui trouve une longueur de poche qui augmente avec l'augmentation de la température. Les études de la cavitation sont complexes et sujettes à de nombreux facteurs qui peuvent venir altérer les résultats, mais une étude supplémentaire dans un venturi en eau chaude apporte une possible réponse. [Ge et al., 2021] s'intéresse particulièrement à la zone comprise entre 50 et 60°C. Dans cette zone, il montre que la longueur maximale de la poche de cavitation augmente avec la température avant de diminuer. Ce résultat est illustré, pour plusieurs conditions hydrauliques, sur la *fig.E.5*.

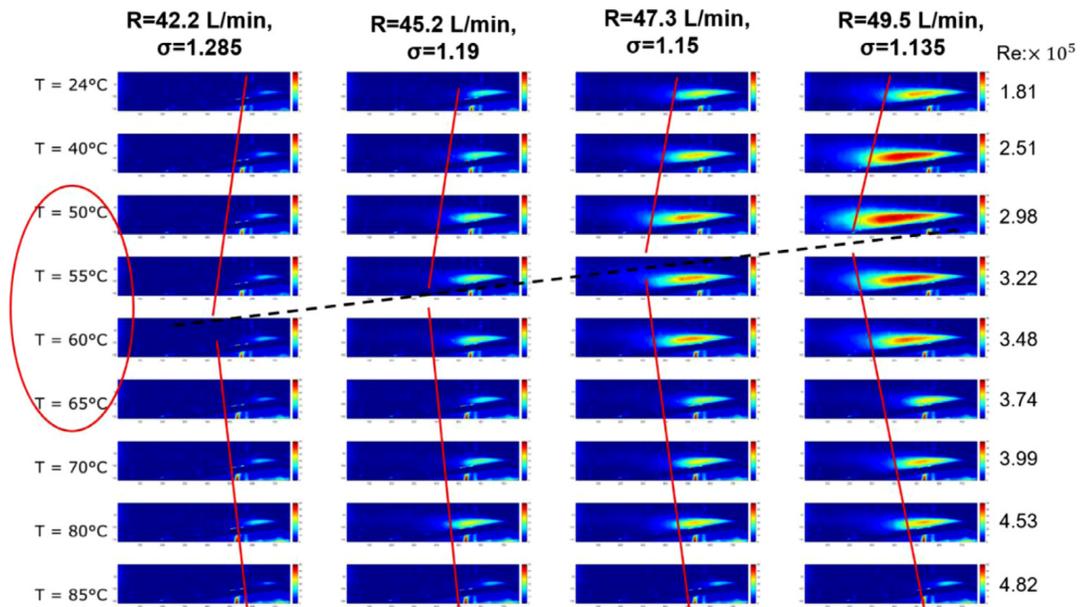


FIGURE E.5 – Illustration de l'évolution d'une poche de cavitation à différentes températures et différentes conditions hydrauliques dans un venturi [Ge et al., 2021].

L'étude de [Ge et al., 2021] met également en lumière que la fréquence à longueur de poche fixée n'est pas affectée. La *fig.E.6* met en avant la différence entre la longueur des poches de cavitation à deux températures différentes, et le nombre de cycles (donc la fréquence) capturé dans une même fenêtre temporelle. Cela implique de réaliser les essais à des nombres de cavitation différents pour corriger la longueur de poche et correctement comparer les fréquences, ce qui n'est généralement pas fait. Autrement dit, il faut tenir compte de l'impact de la température dans les propriétés physiques qui interviennent dans le nombre de cavitation et utiliser un nombre de cavitation corrigé pour être à même de comparer les écoulements cavitants à des températures différentes.

Il est également intéressant de noter que l'étude de [Zhang et al., 2019] cible également l'influence de la quantité d'oxygène dissous dans l'eau. Cet aspect a été proposé par [Hammitt, 1963] comme cause probable du comportement non monotone de l'agressivité de cavitation avec la température. Pour [Zhang et al., 2019] les effets du gaz dissous sont supplantés par les effets thermiques et aucune influence majeure de la quantité de gaz dissous n'a été trouvée.

Les dernières avancées en matière de mesures non intrusives consistent à mesurer le champ de température à l'aide de thermographie infrarouge. L'eau liquide étant opaque aux rayonnements in-

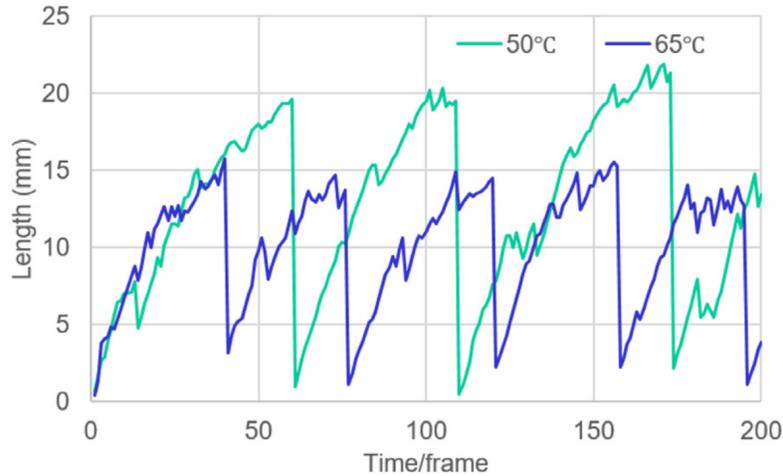


FIGURE E.6 – Illustration de l'évolution de la longueur d'une poche de cavitation à 50 et 65°C pour un même $\sigma = 1,15$ [Ge et al., 2021].

frarouges cette mesure n'est donc possible qu'au dessus d'une surface sur laquelle la cavitation prend place. [Ayela et al., 2015] puis [Petkovšek et Dular, 2019] étudient ainsi le comportement thermique d'un venturi cavitant. Là encore les déviations du champ de température restent minimales.

A une échelle plus petite encore, la méthode est employée sur une bulle de cavitation [Dular et Coutier-Delgosha, 2013]. Les valeurs de température obtenues à cette échelle sont bien plus élevées que sur les expériences précédentes (à l'échelle macroscopique), mais restent tout de même bien inférieures à ce que la théorie prévoit [Fujikawa et Akamatsu, 1980]. Les auteurs mettent en avant qu'à cette échelle locale, seule la température proche de l'interface peut être relevée par la méthode infrarouge ce qui ne permet pas de connaître la température au centre de la bulle qui est supposée bien plus élevée.

E.2.3 Influence de la température sur l'érosion de cavitation

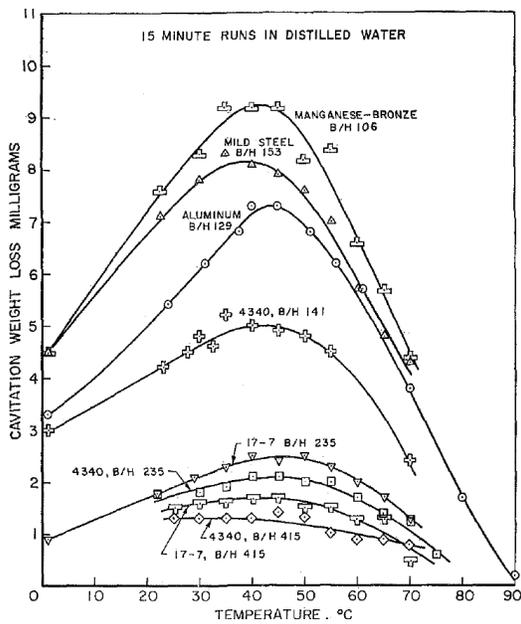
En plus de modifier l'aspect et les conditions d'apparition de la cavitation, l'effet thermique en cavitation a également une influence sur l'érosion de cavitation.

Il est à noter que, de part la difficulté d'étudier l'érosion de cavitation, couplée à la difficulté de réaliser des essais de cavitation avec divers fluides cryogéniques, la plupart des études d'influence de la température du fluide, ou de la nature du fluide, sur l'érosion de cavitation portent sur des essais de cavitation ultrasonique ou de cavitation par jet. Nous dénombrons pas exemple les essais au sein de la R&D d'EDF [Jalier et al., 1998], l'expérience de [Franc, 2009] généralement citée, ou encore les travaux novateurs de [Garcia et al., 1963].

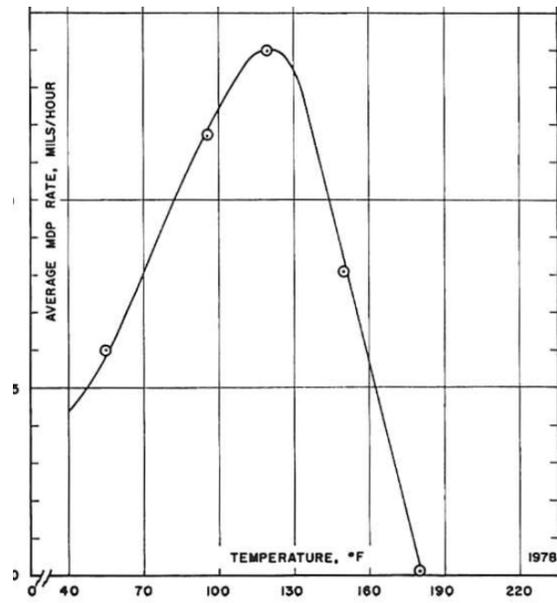
Les études pour différents fluides, à différentes températures et sur différents matériaux montrent que l'érosion de cavitation (généralement mesurée par perte de masse) se comporte de façon non monotone avec la température. En effet, le tracé de l'évolution de l'érosion de cavitation en fonction de la température prends la forme d'une courbe en cloche.

Les premières études en eau chaude sont réalisées par [Hammit, 1963] et [Plesset, 1972] qui étudient également l'influence de la nature du matériaux. Les *fig.E.7* montrent les résultats obtenus par ces deux auteurs : l'érosion de cavitation augmente jusqu'à environ 50°C avant de diminuer de façon plus rapide.

[Hattori et al., 2006] réalise des résultats en eau chaude mais également en sodium liquide [Hattori et al., 2008]. Bien qu'il n'obtienne pas un maximum situé à 50°C, mais plutôt à 60°C, l'évolution de l'érosion de cavitation suit également une courbe en cloche. En outre, [Hattori et al., 2006] propose d'adimensionner la température de telle sorte qu'elle soit bornée entre la température de solidification et la température d'évaporation du fluide étudié. Avec cette méthodologie les maximums des courbes



(a) [Plesset, 1972]



(b) [Hammit, 1963]

FIGURE E.7 – Courbes types de l'influence de la température de l'eau sur l'érosion de cavitation. Résultats de [Plesset, 1972] à gauche avec un maximum entre 40 et 50°C sur différents matériaux. Résultats de [Hammit, 1963] à droite avec un maximum à 120°F soit 50°C sur de l'acier inoxydable 304.

obtenues en eau chaude et en sodium, *fig.E.8*, semblent s'aligner autour des 50°C comme les précédents auteurs.

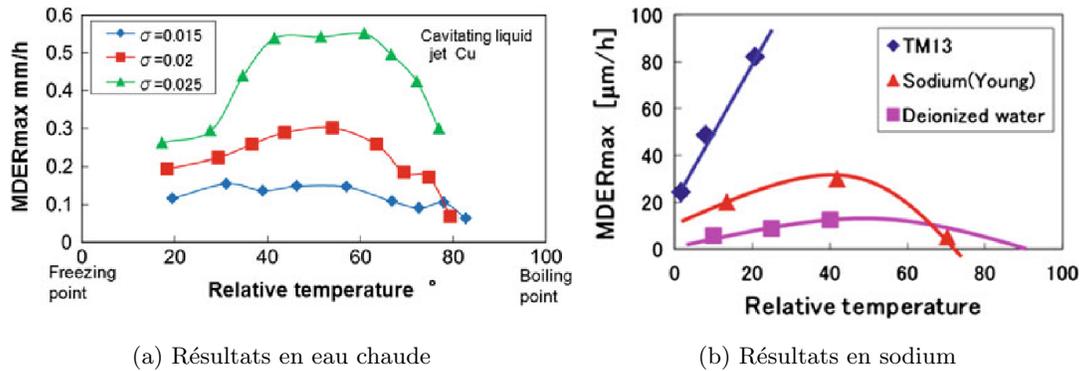


FIGURE E.8 – Influence de la température du fluide (eau à droite, sodium à gauche) sur l'érosion de cavitation [Hattori et al., 2006]. La gamme de température est adimensionnée par l'écart entre le point de solidification et le point d'évaporation.

E.3 Etudes numériques de l'effet thermodynamique en cavitation

Nous avons vu que les effets thermodynamiques sont capables de modifier fortement l'aspect et les régimes de la cavitation. Les modèles numériques ont dû être modifiés pour tenir compte de cet aspect. La première étape consiste à résoudre l'équation d'énergie, la seconde étape consiste à adapter les modèles de cavitation.

E.3.1 Modèles de cavitation homogènes résolvant l'équation d'énergie

Au *chap.3* nous avons mentionné que bien que la plupart des modèles homogènes ne résolvent pas l'équation d'énergie, certains modèles le font. Parmi ces applications, nous verrons que certaines études s'intéressent notamment à l'impact de la cavitation sur le champ de température.

La première famille de modèle est la famille HEM telle que [Schnerr et Sauer, 2001]. La seconde est la famille des modèles barotropes qui, lorsqu'ils résolvent l'équation d'énergie, sont appelés thermo-barotropes [Delannoy, 1990] [Roland et al., 2007]. Puis vient les familles à 4 et 5 équations comprenant une équation de transport de la fraction volumique [Goncalvès, 2014] [Goncalvès, 2013].

Le *tab.E.1* recense quelques modèles résolvant l'équation d'énergie en cavitation.

Auteur	Modèle	Application
[Delannoy, 1990]	thermo-barotrope	venturi
[Ventikos et Tzabiras, 2000]	HEM + tables	hydrofoil
[Schnerr et Sauer, 2001]	HEM	hydrofoil
[Saito, 2003]	TTV	hydrofoil
[Roland et al., 2007]	thermo-barotrope	venturi, pompe
[Goncalvès, 2013]	5 équations	venturi
[Goncalvès, 2014]	TTV	venturi

TABLE E.1 – Liste non exhaustive de modèles homogènes résolvant une équation d'énergie.

Pour traiter du problème des effets thermiques en cavitation, certains auteurs proposent d'aborder la cavitation par une approche où le transfert de masse est limité par les échanges d'énergie (comme il est fait dans *neptune.cfd*).

[Ochiai et al., 2010] introduit un terme modélisant l'évaporation et la condensation dans le terme source de l'équation de conservation de la masse vapeur. Cette équation est basée sur la relation de Hertz-Knudsen déterminant le flux massique de changement de phase d'un gaz en supposant qu'il suit une distribution de Maxwell.

[Rodio et al., 2012] étudie plusieurs modèles d'échange de chaleur par convection, dont le modèle de Ranz-Marshall, pour les appliquer à la cavitation. Il conclue que la détermination du coefficient convectif est important et que le modèle de Ranz-Marshall semble le moins apte à modéliser le phénomène de cavitation. Ce coefficient dépend des propriétés du fluide considéré ainsi que de l'écoulement.

Pour mieux déterminer le coefficient d'échange autour de la bulle [Colombet et al., 2017] étudie différents régimes convectifs, avec ou sans glissement, autour de la bulle de cavitation. [Kim et Kim, 2021] implémente également ce modèle.

Nous abordons dans la sous-partie suivante différents modèles homogènes présentés au *chap.3* qui ont été adaptés, avec des modifications plus ou moins importantes, dans le but de traiter les effets thermodynamiques en cavitation.

E.3.2 Modèles de cavitation homogènes modifiés

Une modification originale de [Tsuda et al., 2012], consiste à prendre en compte les effets thermiques dans le modèle de Singhal sans pour autant résoudre une équation d'énergie. Le modèle est appelé Reduced Critical Radius Model (RCRM) et utilise la relation de Clapeyron pour déterminer la pression de saturation apparaissant dans l'expression du terme source.

Les résultats d'une telle approche sont bien entendus limités, et le reste des applications s'intéressant à l'impact de la température en cavitation résolvent une équation d'énergie en adaptant le modèle de cavitation. Le premier niveau d'adaptation consiste à faire dépendre les propriétés du fluide de la température, en particulier la pression de saturation qui est le paramètre clef en cavitation [Le et al., 2019].

Le second niveau de modification consiste à modifier la forme de modèle de manière à y introduire la notion d'échange thermique. Cette approche est généralement employée sur les modèles TTV où une expression analytique, plus ou moins complexe, d'échange thermique autour d'une bulle est considérée dans l'équation de conservation de la masse vapeur. C'est le cas de [Huang et al., 2014] pour le modèle de Kubota, [Li et al., 2018] et [Sun et al., 2016] pour le modèle ZGB.

Il est à noter qu'aucun de ces modèles ne s'affranchissent de la forte dépendance aux constantes introduites dans l'équation de conservation de la masse vapeur qui sont souvent réadaptée pour l'étude du fluide cryogénique. Dans [Shi et al., 2021] les coefficients du modèle de Merkle modifié doivent être réadaptés pour passer de l'étude de l'azote à l'hydrogène. [Le et al., 2019] pointe également les différentes valeurs utilisées par différents auteurs sur des approches similaires.

Le *tab.E.2* recense quelques modèles homogènes avec une équation de transport (en réalité une équation de conservation de la masse vapeur pour la majorité) modifiés pour prendre en compte les effets thermodynamiques en cavitation.

Auteur	Modèle	Terme modifié	Application
[Tsuda et al., 2012]	Singhal	$p^{sat} = \frac{\alpha}{1-\alpha} \frac{\rho_v}{\rho_l} \frac{\mathcal{L}}{C_p}$	hydrofoil
[Huang et al., 2014]	Kubota	$\frac{dR}{dt} = \sqrt{\frac{2}{3} \left[\frac{p^{sat}(T_\infty) - p_\infty}{\rho_l} + \frac{\rho_l C_p \sqrt{amax}(T_\infty - T_c, 0)}{\rho_v \mathcal{L} \sqrt{t}} \right]}$	ogive
[Chen et al., 2016]	Merkle	$p^{sat}(T)$	hydrofoil
[Sun et al., 2016]	ZGB	$\frac{dR}{dt} = \sqrt{\frac{2}{3} \left[\frac{p^{sat}(T_\infty) - p_\infty}{\rho_l} - \frac{\lambda_l}{\rho_l C_p t} \right]}$	ogive
[Li et al., 2018]	Schnerr-Sauer	$\frac{dR}{dt} = \sqrt{\frac{2}{3} \left[\frac{p^{sat}(T_\infty) - p_\infty}{\rho_l} + \frac{dp^{sat}}{dT} \frac{(T - T_\infty)}{\rho_l} \right]}$	hydrofoil

TABLE E.2 – Liste non exhaustive de modèles homogènes de type TTV modifiés pour prendre en compte les effets thermodynamiques en cavitation.

Méthodologie de l'étude de l'effet thermodynamique sur les écoulements cavitants

F.1 Objectifs

Nous savons que la modélisation employée est capable de correctement reproduire le phénomène de cavitation stable et instable en eau froide. Nous cherchons maintenant à tirer partie des avantages de notre modélisation pour étudier le développement de la cavitation en eau chaude. Nous nous intéressons au comportement hydrodynamique mais également à l'évolution de l'intensité de cavitation.

Pour ce faire nous ne disposons cette fois pas d'expérience en eau chaude sur notre géométrie. Cependant, nous avons vu un consensus général traitant de l'aspect thermodynamique en cavitation sur différents fluides. Nous utiliserons donc les résultats en eau froide et les tendances connues du comportement thermodynamique de la cavitation pour évaluer qualitativement la capacité du modèle à gérer de tels effets.

F.2 Moyens

Dans ce chapitre, nous appliquerons les méthodologies développées et présentées dans les chapitres 5 et 8. Nous nous intéresserons particulièrement à la visualisation de l'écart à la saturation pour différentes températures d'écoulement.

F.2.1 Nombre de cavitation avec prise en compte de la température

Les propriétés physiques de l'eau variant avec la température, nous redéfinissons le nombre de cavitation en prenant chaque variable à la température de référence de l'essai. Nous obtenons ainsi le nombre de cavitation

$$\sigma_T = \frac{(P_{in} - P_v(T_{ref}))}{\frac{1}{2}\rho_l(T_{ref})V_{in}} \quad (\text{F.1})$$

F.2.2 Etude d'influence

En premier lieu, nous souhaitons évaluer l'effet de la température sur la poche de cavitation, nous réalisons donc des simulations avec une similitude en sigma : $\sigma_T = \sigma$. Nous souhaitons ainsi connaître l'aspect et la longueur de poche pour différentes températures.

En second lieu, nous souhaitons savoir si la modification de la température a une influence sur les fréquences de lâchers des poches instables. Nous réalisons donc une étude à longueur de poche fixée (et donc à des nombres de cavitation *a priori différents*) sur l'incidence de 6° de manière à évaluer les fréquences de lâchers des structures de vapeur.

Enfin, ces simulations à longueur de poche fixe nous servirons également à déterminer l'effet de la température sur le critère de prévision de l'intensité de cavitation.

Simulations numériques des effets thermiques en cavitation : résultats

G.1 Simulations de l'effet thermodynamique sur une poche stable

G.1.1 Effet de la température sur la topologie de la poche

Les *fig.G.1* et *fig.G.3* montrent l'évolution de la poche de cavitation à σ_T fixé lorsque la température augmente sur une vue en 3D et sur une coupe à mi-envergure respectivement. Ces figures présentent les iso-taux de vide moyennés permettant de résumer l'état de la poche sur l'ensemble de la simulation. Entre 20 et 40°C, il n'y a pas de différence notable de l'aspect de la poche bien que nous notons un léger rétrécissement de la longueur de la poche. A partir de 50°C, nous observons l'apparition d'un iso-taux de vide supplémentaire dans la poche, ce qui signifie que le taux de vide moyen augmente. Et à 60°C les iso-taux de vide moyens pris à 10% de la poche s'allongent et s'écartent de l'iso-taux de vide à 25% habituellement très proche.

Les *fig.G.2* et *fig.G.4* présentent les iso-constours instantanés pour la poche de cavitation à différentes températures, ce qui nous permet dans une certaine mesure d'appréhender la topologie de la poche comme fait expérimentalement à l'aide des caméras rapides. Nous y observons également une topologie de la poche de cavitation qui semble inchangée jusqu'à 40°C, puis un allongement de la poche à partir de 50°C. Avec en particulier l'apparition de structures de vapeur (en forme de filet ou de petits vortex en fer à cheval) se détachant de la poche et semblant être convectées à proximité de la paroi.

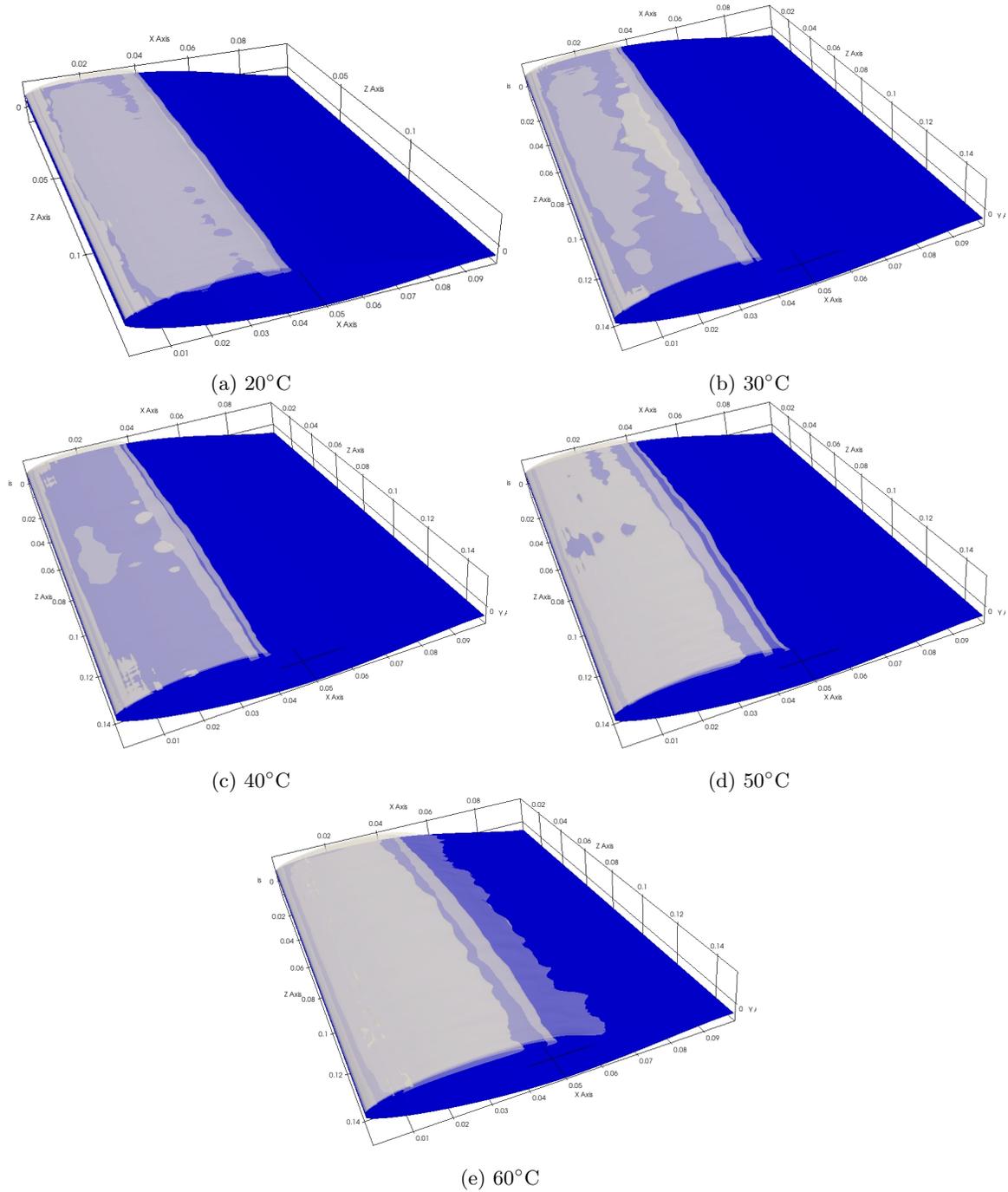


FIGURE G.1 – Visualisation de l'iso-contour à 10% du champ moyenné de taux de vide pour différentes températures. Les courbes blanches représentent les iso-taux de vide moyen. $\sigma_T=1.08$, $v_{in} = 15$ m/s, 4° .

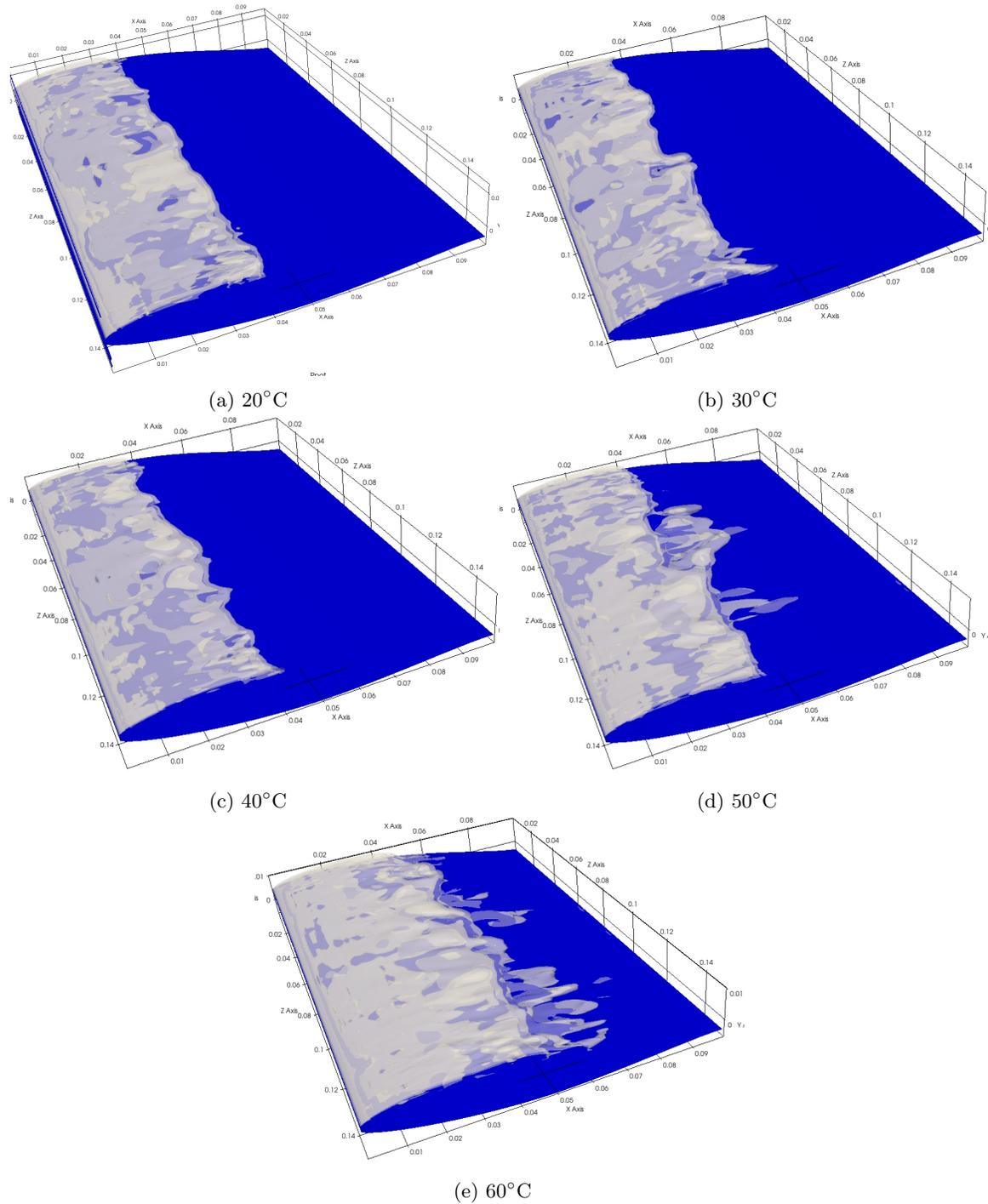


FIGURE G.2 – Visualisation de l'iso-contour à 10% du champ instantané de taux de vide pour différentes températures. Les courbes blanches représentent les iso-taux de vide moyen. $\sigma_T=1.08$, $v_{in} = 15$ m/s, 4° .

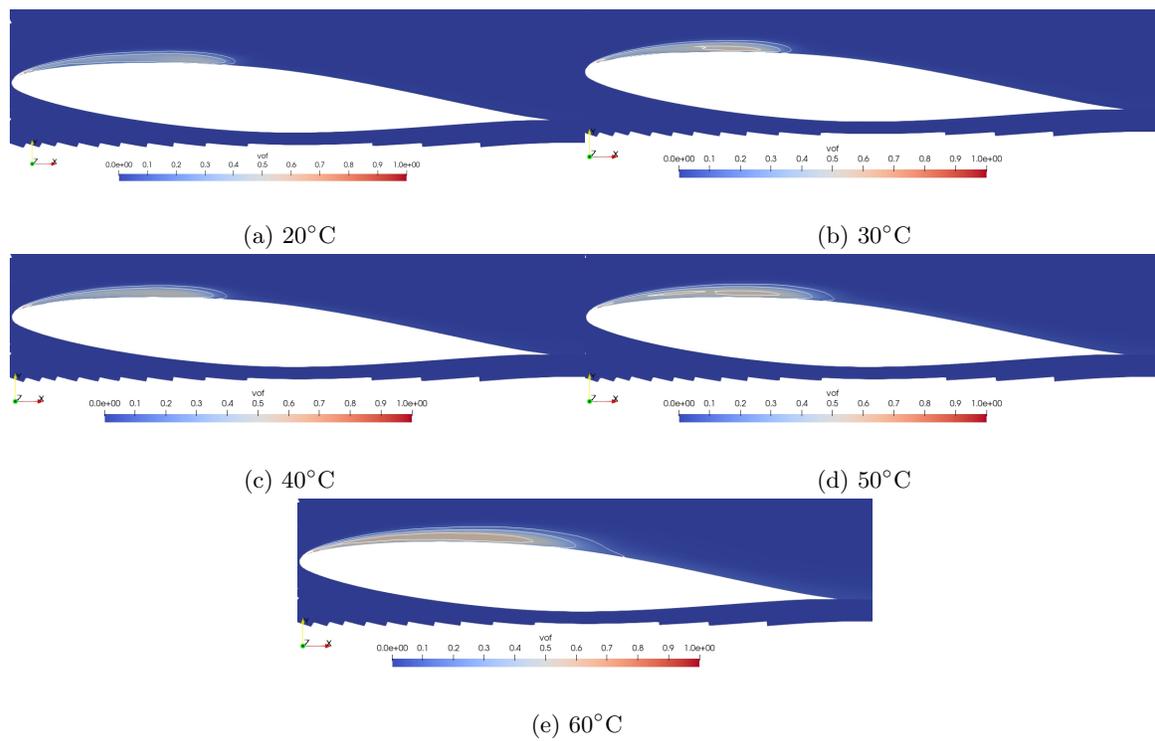


FIGURE G.3 – Coupe à mi-envergure du champ moyenné de taux de vide pour différentes températures. Les courbes blanches représentent les iso-taux de vide moyen. $\sigma_T=1.08$, $v_{in} = 15$ m/s, 4° .

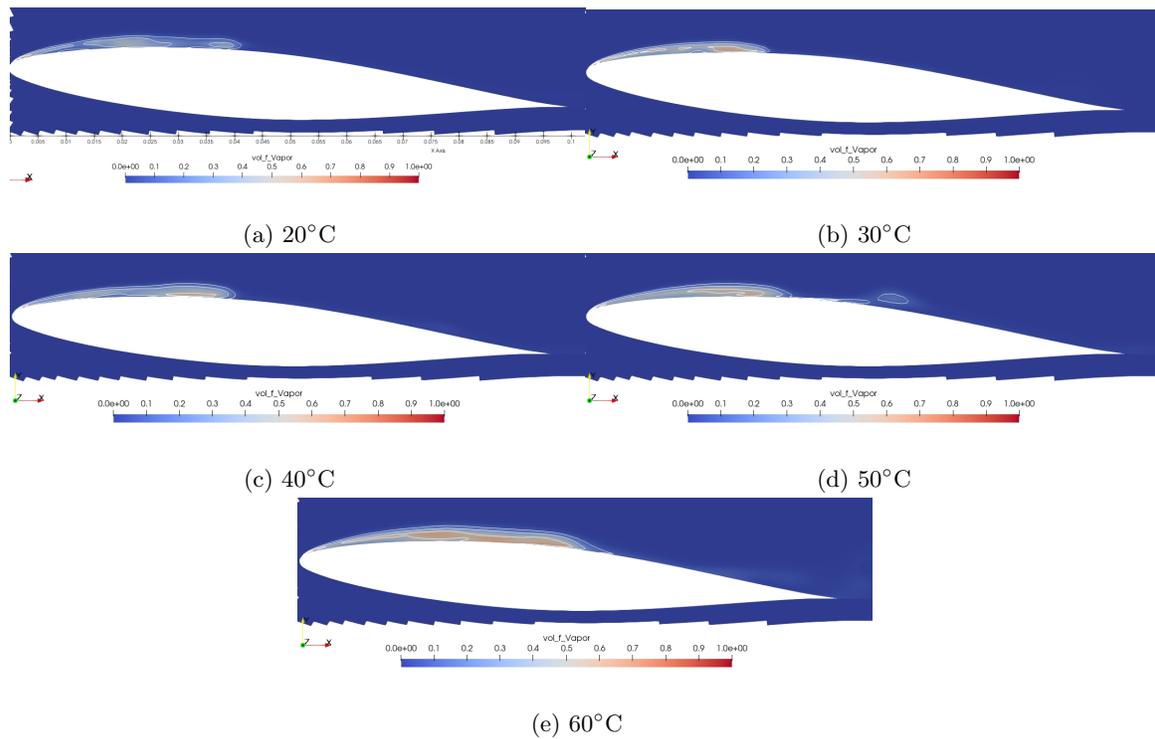


FIGURE G.4 – Coupe à mi-envergure du champ instantané de taux de vide pour différentes températures. Les courbes blanches représentent les iso-taux de vide moyen. $\sigma_T=1.08$, $v_{in} = 15$ m/s, 4° .

G.1.2 Effet de la température sur la dynamique de la poche

Les *fig.G.5* présentent les diagrammes spatio-temporels des simulations numériques à σ_T fixé pour différentes températures. Entre 20 et 40°C, il n'y a peu de différence notable dans la structure de la poche. Le taux de vide maximal semble plus important et sur une zone plus étendue du bord d'attaque. A partir de 50°C, la longueur de la poche ainsi que le taux de vide maximal dans la poche augmentent. Ce qui confirme les observations précédentes sur les iso-taux de vide. Nous observons également que le taux de vide résiduel convecté le long de la corde augmente, ce qui fait écho aux structures d'iso-taux de vide observées au paragraphe précédent. A 60°C des structures que l'on pourrait qualifier de macroscopiques sur le diagramme spatio-temporel (persistantes et avec un taux de vide élevé) sont convectées comme avec le mode instable. De plus nous observons l'apparition d'une structuration dans la poche de cavitation bien que le comportement reste apériodique et encore chaotique. Il semblerait donc qu'un changement de régime apparaisse à partir de 60°C et que le régime de cavitation se déstabilise.

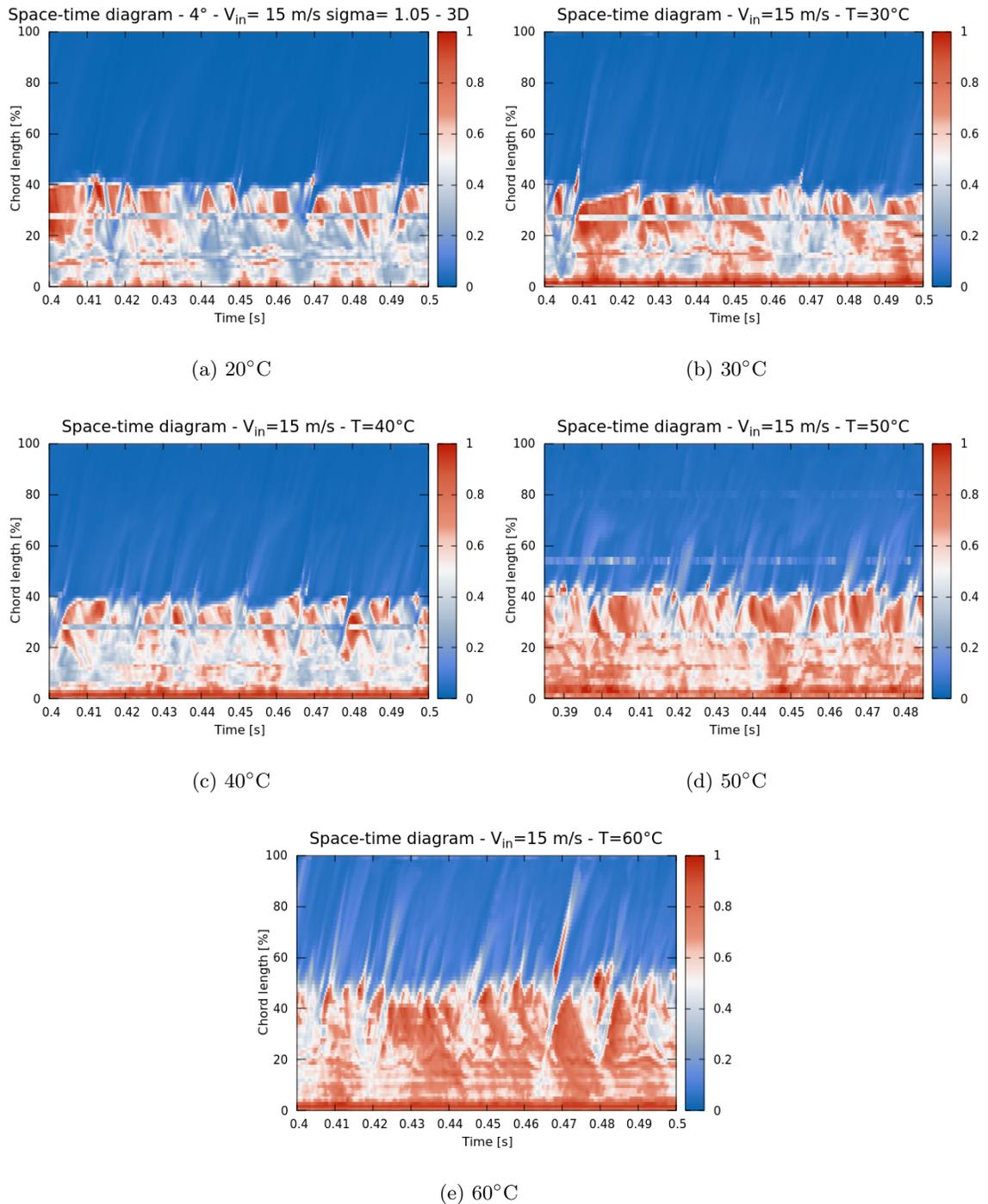


FIGURE G.5 – Diagrammes spatio-temporels pour une poche de cavitation à $\sigma_T = 1.08$ à $v_{in} = 15$ m/s pour différentes températures. Les traits horizontaux sont dus à des défauts de sauvegarde des valeurs et ne sont pas à attribuer à l'écoulement.

G.1.3 Résultats numériques sur l'hydrodynamique

G.1.3.1 Résultats numériques sur l'hydrodynamique à σ_T constant

Après avoir observé qualitativement le comportement de la poche de cavitation, nous quantifions l'évolution de la longueur de la poche de cavitation avec l'augmentation de la température. Le *tab.G.1* recense les données relevées qui sont tracées sur la *fig.G.6*. Le comportement n'est pas monotone, dans un premier temps la longueur de la poche diminue, puis à 40° la longueur de la poche augmente. A partir de 50°, la poche de cavitation est plus grande qu'en eau froide et continue de s'allonger avec l'augmentation de la température.

Nous avons relevé la longueur de la poche de cavitation à l'aide de deux méthodes présentées au *chap.5* : le gradient de pression moyenné et le taux de vide moyen pris à 10%. Nous notons qu'à partir de 50°C, un décalage se forme entre ces deux méthodes pourtant identiques en eau froide (et jusqu'à 40°C). Le gradient de pression s'aligne alors avec l'iso-taux de vide à 25% et non plus celui à 10%.

$T_{in} [^{\circ}C]$	$L_{gradP} [%]$	$L_{iso10} [%]$
20	40	40
30	37	37
40	38	38
50	44	56
60	50	60
70	58	80

TABLE G.1 – Comparaison de la longueur de poche et de la fréquence de détachement pour différentes températures à $\sigma_T = 1.08$ et $V_{in} = 15$ m/s, $i=4^{\circ}$, 3D.

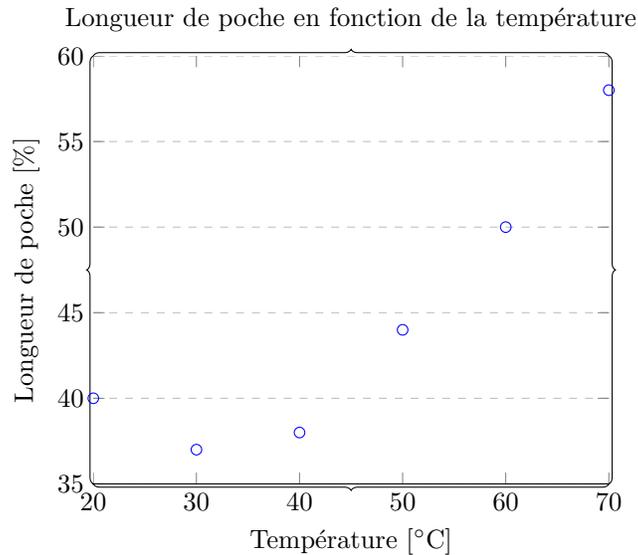


FIGURE G.6 – Longueur de la poche en fonction de la température à $\sigma_T = 1.08$ et $V_{in} = 15$ m/s, $i=4^{\circ}$, 3D.

G.1.3.2 Résultats numériques à longueur de poche constante

Nous avons également effectué des simulations à longueur de poche constante en relevant le nombre de cavitation en fonction de la température. Nous pouvons constater sur le *tab.G.2* que pour une longueur de poche constante le nombre de cavitation (corrigé ou non) augmente avec l'augmentation de la température. Il existe une exception à 30°C mais le faible écart avec la valeur obtenue à 20°C peut être considéré dans la marge d'incertitude. Nous constatons également que l'écart entre le nombre de cavitation corrigé σ_T et le nombre de cavitation classique σ augmente lui aussi avec la température.

$T_{in} [^{\circ}C]$	$\sigma_T [-]$	$\sigma [-]$
20	1,08	1,08
30	1,07	1,07
40	1,07	1,10
50	1,10	1,14
60	1,14	1,21
70	1,15	1,29

TABLE G.2 – Comparaison de la longueur de poche et de la fréquence de détachement pour différentes températures à longueur de poche constante et $i=4^{\circ}$, $V_{in} = 15$ m/s, 3D.

G.1.4 Résultats numériques sur l'intensité de cavitation

G.1.4.1 Résultats numériques sur l'intensité de cavitation à σ_T fixé

La *fig.G.7* présente les résultats obtenus à σ_T constant pour la grandeur intensité de cavitation. Nous pouvons voir que la localisation des maximums pour les différentes températures sont décalés puisqu'ils sont localisés à la fermeture des poches dont la taille diffère, comme nous venons de le voir. L'intensité de cavitation à 30 et 40°C est légèrement inférieure à celle obtenue à 20°C. Les températures de 50 et 60°C présentent au contraire une intensité de cavitation supérieure.

Bien entendu la taille des poches de cavitation obtenue dans cette partie varie, il ne s'agit donc pas du meilleur cas pour comparer l'intensité de cavitation et nous regarderons cela pour des poches de même taille dans la partie suivante. En effet, nous avons vu au *chap.6* que l'intensité de cavitation augmente lors que la longueur de la poche de cavitation diminue. Malgré tout, les résultats obtenus ici sont discernables de cette effet puisque les tendances sont contraires : nous observons une intensité de cavitation plus importante pour les poches plus petites et une intensité de cavitation supérieure pour les poches plus grandes. Autrement dit, l'effet de la température est suffisant pour contrer l'effet (léger) de la variation de la taille sur l'intensité de cavitation, bien que les différences restent faibles.

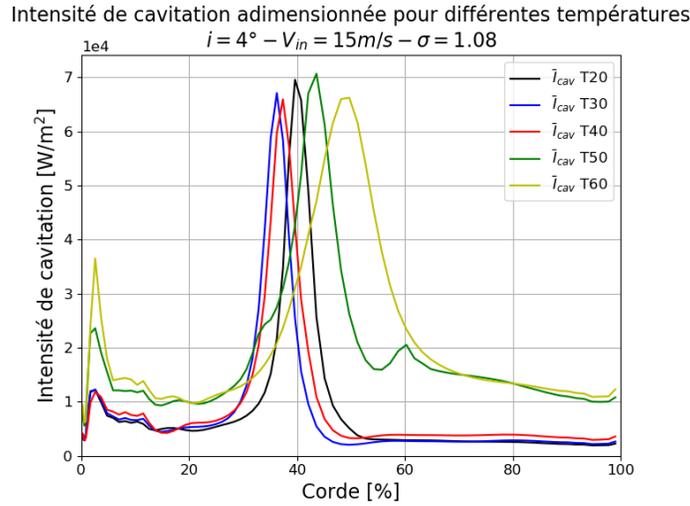


FIGURE G.7 – Evolution de l’intensité de cavitation moyennée sur l’envergure pour différentes températures. $i=4^\circ$, $V_{in} = 15 \text{ m/s}$, $\sigma_T = 1.08$, 3D.

G.1.4.2 Résultats numériques sur l’intensité de cavitation à longueur de poche fixée

La *fig.G.8* illustre l’effet de la température sur l’intensité de cavitation pour une longueur de poche constante. Les différentes courbes se superposent presque et nous observons une augmentation de l’intensité de cavitation à partir de 40°C . Le maximum est obtenu pour 50 et 60°C dont les maximums sont presque au même niveau. Dans l’ensemble la modification de l’intensité de cavitation semble modérée sur le graphique mais le passage de 20 à 50°C entraîne une augmentation de 33% du maximum d’intensité de cavitation. Ajoutons qu’à 70°C , bien que les résultats ne soient pas présentés ici, le pic d’intensité de cavitation est lissé par l’extension de la poche de cavitation et le niveau de maximum d’intensité de cavitation chute.

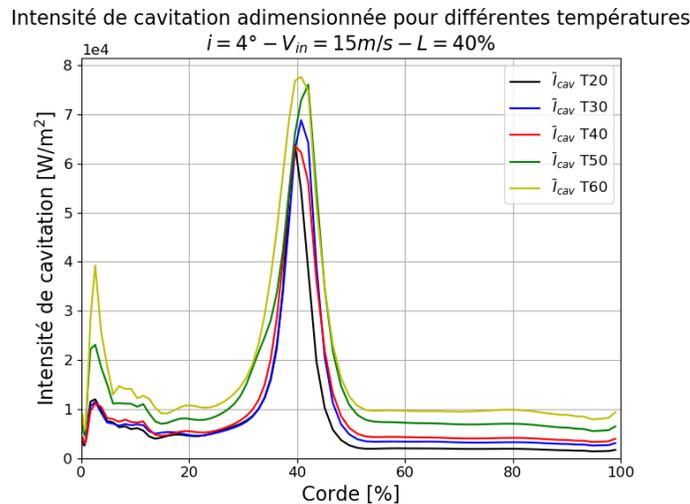


FIGURE G.8 – Evolution de l’intensité de cavitation moyennée sur l’envergure pour différentes températures. $i=4^\circ$, $V_{in} = 15 \text{ m/s}$, $L=40\%$, 3D.

G.2 Simulations de l'effet thermique sur une poche instable

Nous souhaitons connaître l'impact de l'effet thermodynamique sur le détachement périodique de structures de vapeur. Pour cela, cette section est séparée en deux parties, des simulations en similitude sur le nombre de cavitation σ_T et des simulations à longueurs de poches constantes, comme précédemment.

G.2.1 Effet de la température sur la topologie de la poche

Les *fig.G.9* et *fig.G.10* montrent l'évolution de la poche de cavitation à σ_T fixé lorsque la température augmente. Jusqu'à 40°C la poche diminue légèrement, puis s'allonge et se déstructure à 60°C.

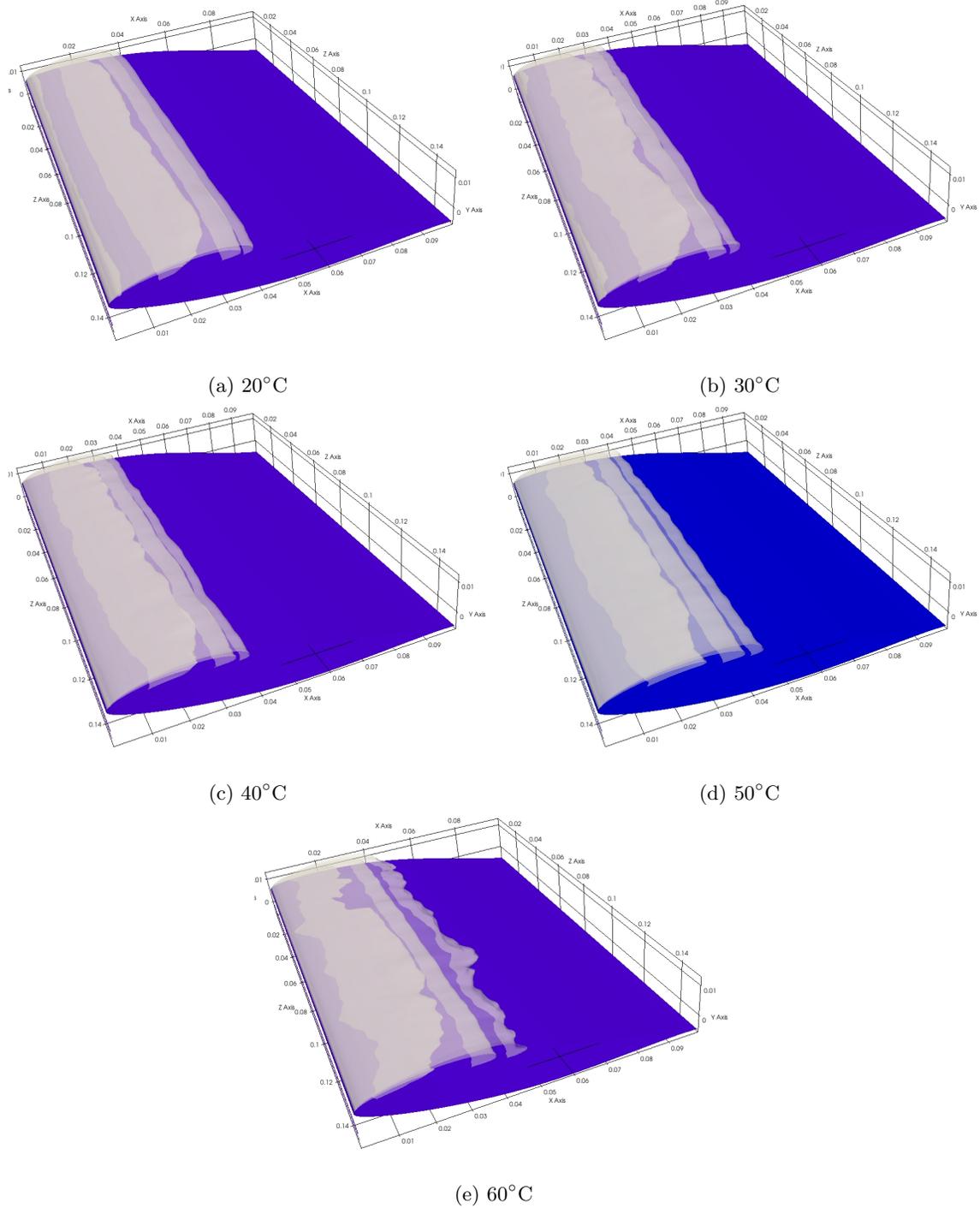


FIGURE G.9 – Visualisation de l'iso-contour à 10% du champ de taux de vide moyen pour différentes températures. Les courbes blanches représentent les iso-taux de vide moyen. $\sigma_T=1.59$, $v_{in} = 15$ m/s, 6° , 3D.

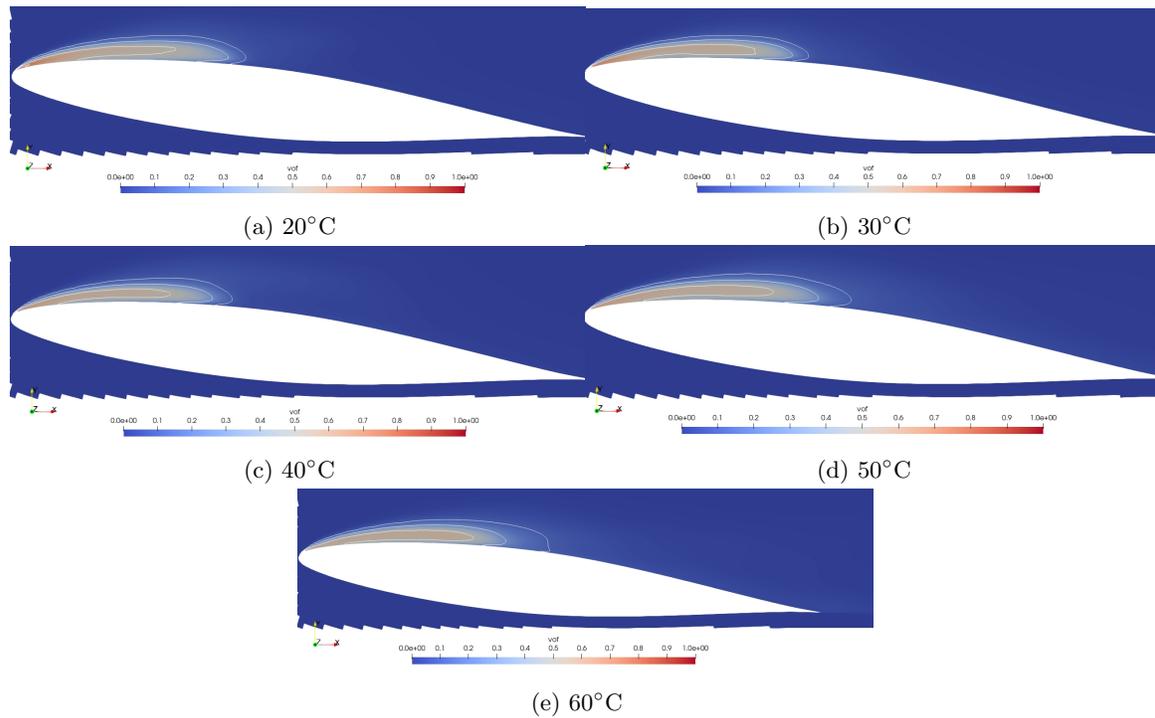


FIGURE G.10 – Coupe à mi-envergure du champ moyenné de taux de vide pour différentes températures. Les courbes blanches représentent les iso-taux de vide moyen. $\sigma_T=1.59$, $v_{in} = 15$ m/s, 6° , 3D.

G.2.2 Effet de la température sur la dynamique de la poche

Les *fig.G.11* présentent les diagrammes spatio-temporels de la poche de cavitation à σ_T fixé lorsque la température augmente. La longueur de poche diminue légèrement à 30 et 40°C. A 60°C la poche se déstructure légèrement avec des cycles où le taux de vide dans la poche est plus faible ainsi que l'apparition d'un détachement plus marqué au bord d'attaque sous l'action du jet-retrant. Autrement dit la poche de cavitation a plus de difficulté à croître de nouveau. Le comportement périodique de lâcher de structure n'est pas altéré par l'augmentation de la température jusqu'à 50°C et est encore suffisamment périodique à 60°C.

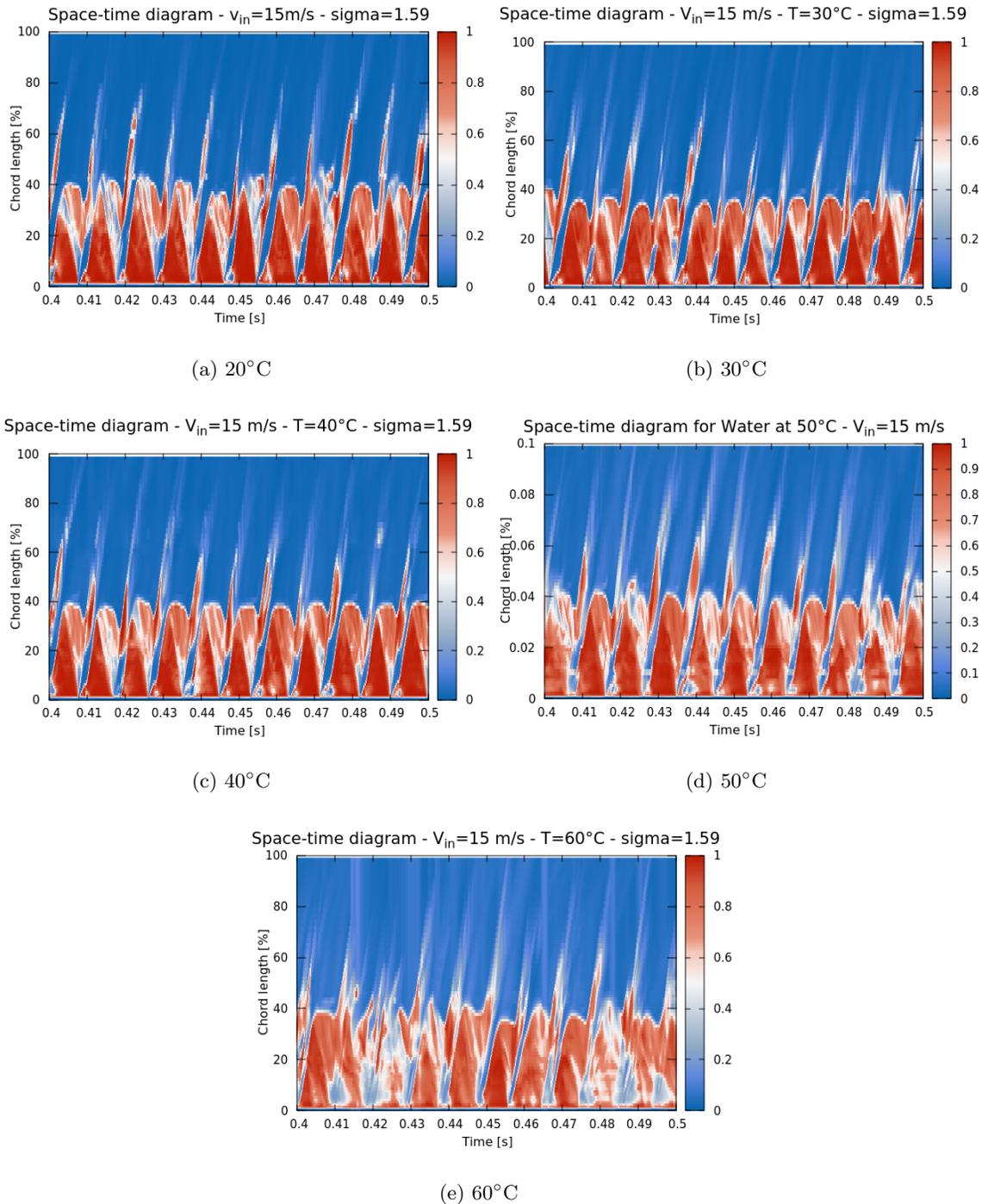


FIGURE G.11 – Diagrammes spatio-temporels pour une poche de cavitation à différentes températures. $\sigma_T=1.59$, $v_{in} = 15\text{ m/s}$, 6° , 3D.

G.2.3 Résultats numériques sur l'hydrodynamique

G.2.3.1 Résultats numériques à σ_T fixé

Le *tab.G.3* présente l'évolution de la longueur des poches à σ_T fixé lorsque la température du liquide augmente. Nous pouvons voir que la longueur de la poche diminue avec l'augmentation de la température. Cependant, à partir de 60°C, la longueur de la poche estimée via le gradient de pression (voir *chap.5*) ne correspond plus à la longueur estimée avec l'iso-valeur à 10% du taux de vide moyenné. Nous constatons également un étalement et une baisse de l'ordre de grandeur du gradient de pression ainsi que de la zone de fermeture. Ce phénomène est lié au changement de topologie de l'écoulement qui devient important à partir de 60 à 70°C.

Notons que les variations observées des fréquences de détachement sont induites par le changement de la taille des poches. Une comparaison entre les résultats sur la fréquence et les résultats sur la taille des poches, nous permet de voir que la fréquence correspond à la taille de poche déterminée par le gradient de pression moyen et non celui des iso-taux de vide à 10%. Ce qui renforce notre choix de cette méthode de détermination de la taille de poche. Les valeurs obtenues par le gradient de pression moyen sont également cohérentes avec la loi en Strouhal [Bourdon et al., 1990] qui donne expérimentalement un nombre de Strouhal à 0,29 pour cette géométrie à 6° d'incidence, là où nous obtenons numériquement une valeur de 0,293 pour L=40% et 0,286 pour L=36%.

Nous avons tracé les nombres de Strouhal en fonction de la température sur la *fig.G.12*. Le nombre de Strouhal varie peu avec la température. Les résultats obtenus font apparaître une légère diminution du nombre de Strouhal sur la plage de température testée, ce qui pourrait-être dû à l'incertitude de mesure de la poche de cavitation.

$T_{in}[^{\circ}C]$	$L_{gradP}[\%]$	$L_{iso10}[\%]$	$f_{num}[Hz]$
20	40	40	109
30	36	36	119
40	36	36	119
50	40	41	107
60	40	43	108

TABLE G.3 – Fréquence et longueur de poche pour différentes températures à $\sigma_T = 1.59$.

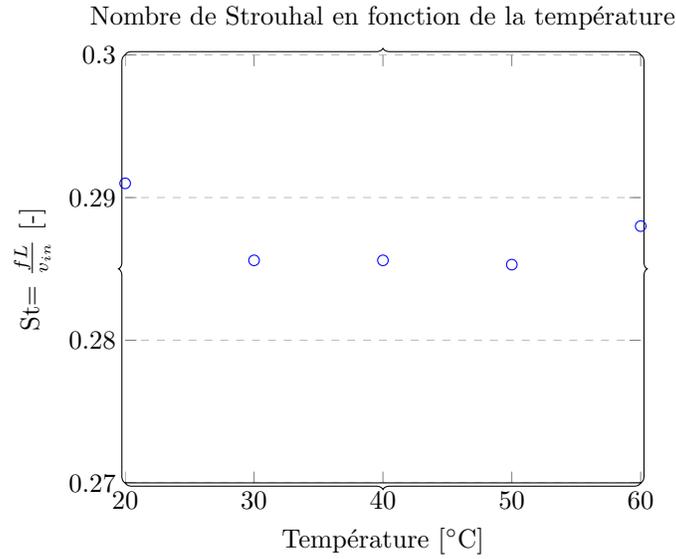


FIGURE G.12 – Nombre de cavitation, fréquences, longueur de poche et nombre de Strouhal équivalent pour différentes températures à $\sigma_T=1.59$, $v_{in} = 15$ m/s, 6° , 3D.

G.2.3.2 Résultats numériques à longueur de poche fixée

Le *tab.G.4* récapitule l'évolution de σ_T et de la fréquence de détachement lorsque la température du liquide augmente pour une longueur de poche fixée à 40% de la corde (obtenue via le gradient de pression moyennée). La fréquence de détachement est constante pour les trois premières températures, ce qui est cohérent avec les observations précédentes, puisque la longueur de la poche impose la fréquence de détachement. La légère diminution de la fréquence pour les températures supérieures est probablement à attribuer à l'incertitude du réglage de la longueur de la poche, bien que la destruction de la poche et l'extension des iso-taux de vide à 10% a probablement un impact sur la dynamique de la poche à partir de 70°C . En effet, l'extension de la poche entraîne aussi un étalement du gradient de pression ce qui implique une détermination de la longueur de la poche plus difficile. Les écarts associés en sont probablement la conséquence.

$T_{in}[^\circ\text{C}]$	$\sigma[-]$	$\sigma_T[-]$	$f_{num}[\text{Hz}]$
20	1.59	1.59	109
30	1.56	1.57	109
40	1.54	1.58	110
50	1.55	1.63	107
60	1.54	1.67	105
70	1.61	1.74	107

TABLE G.4 – Evolution du nombre de cavitation et des fréquences de détachements en fonction de la température à $v_{in}=15\text{m/s}$ et $L=40\%$.

G.2.4 Résultats numériques sur l'intensité de cavitation

G.2.4.1 Résultats numériques sur l'intensité de cavitation à σ_T fixé

La *fig.G.13* présente l'évolution des profils d'intensité de cavitation moyenne lorsque la température augmente à σ_T fixé. Nous observons cette fois une augmentation globale de la grandeur intensité de cavitation avec la température. L'augmentation la plus importante a lieu pour les températures de 50 et 60°C et le maximum est encore obtenu à la température de 50°C. Les modifications du niveau d'intensité de cavitation avec la température restent faibles.

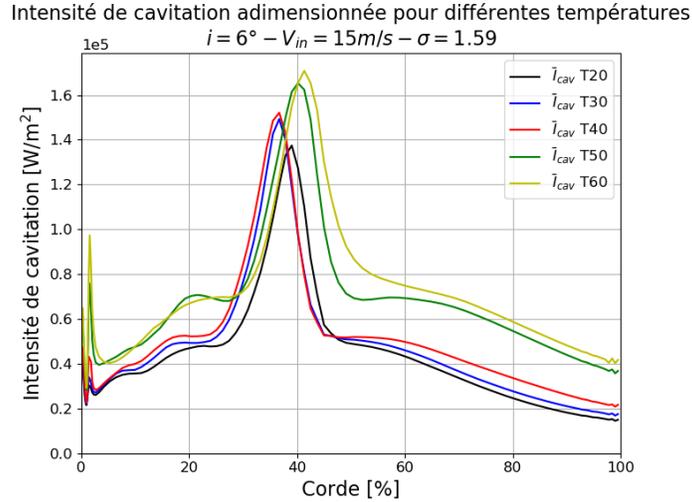


FIGURE G.13 – Evolution de l'intensité de cavitation moyennée sur l'envergure pour différentes températures. $\sigma_T = 1.59$ et $V_{in} = 15$ m/s, $i=6^\circ$, 3D.

G.2.4.2 Résultats numériques sur l'intensité de cavitation à longueur de poche fixée

De 20°C à 40°C, nous notons une légère augmentation de l'intensité de cavitation sur l'ensemble de la corde. Cette augmentation est peu marquée dans la zone diphasique. A 50°C, il y a une forte augmentation de l'intensité de cavitation sur l'ensemble de l'hydrofoil. L'intensité de cavitation baisse à nouveau à 60°C et retrouve le niveau simulé à 40°C.

Nous capturons donc un comportement en cloche sur la prévision de l'intensité de cavitation avec un maximum situé autour des 50°C.

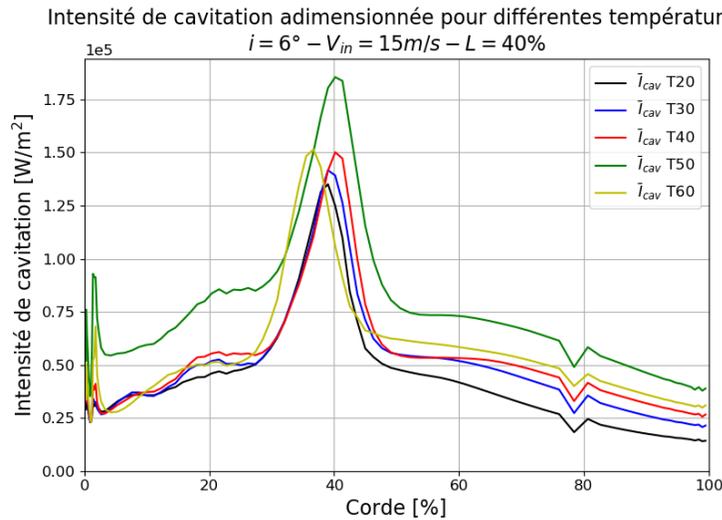


FIGURE G.14 – Intensité de cavitation pour différentes températures.

G.3 Synthèse

Nous nous sommes intéressés au comportement de la cavitation lorsque la température augmente en fixant la vitesse d'entrée à 15 m/s pour les deux incidences. Nous avons varié le nombre de cavitation et la longueur de poche de manière à étudier le comportement hydrodynamique de la poche de cavitation ainsi que le comportement de l'intensité de cavitation lorsque la température augmente.

Dans ces conditions, la littérature prévoit une modification de la longueur et de l'aspect de la poche de cavitation, décrite comme plus diffuse. Cette modification est capable de décaler les points de fonctionnement où la poche de cavitation apparaît ou change de régime. Il est alors dit qu'il y a un effet thermodynamique à la cavitation.

L'étude hydrodynamique sur les deux régimes de poche, ne prévoit pas de changement notable du comportement de la poche de cavitation avant d'atteindre la température de 50°C, après quoi la poche s'allonge puis se déstructure de façon de plus en plus importante. Les simulations à σ_T fixé montrent que la poche rétrécit dans un premier temps avant de s'allonger lors de sa destruction. Ce comportement ne semble pas conforme à ce qui a été reporté dans la littérature.

Selon la littérature, le maximum d'intensité de cavitation en fonction de la température décrit une courbe en cloche dont le maximum est situé, selon les auteurs, entre 45 et 55°C. Nos simulations numériques de l'intensité de cavitation ont également révélée un comportement en cloche dont le maximum est situé autour des 50°C.

Le dépouillement plus détaillé de l'hydrodynamique et des champs (température, enthalpie, B-factor) de ces résultats est encore à poursuivre pour quantifier complètement l'effet thermodynamique sur la cavitation en eau chaude. Mais rappelons que l'eau n'est pas un fluide thermosensible et les premiers résultats obtenus montrent que l'écart de température dû à la cavitation est faiblement augmenté avec la température.

Annexe **H**

Communications scientifiques



NUMERICAL SIMULATION OF UNSTEADY CAVITATION ON A HYDROFOIL USING A TWO-FLUID MODEL WITH *NEPTUNE_CFD*

Jacques Ferhat¹, Antoine Archer, and Stéphane Mimouni

Mécanique des Fluides, Energie et Environnement, EDF R&D

6 Quai Watier, 78401 Chatou, FRANCE

jacques.ferhat@edf.fr; antoine.archer@edf.fr; stephane.mimouni@edf.fr

Regiane Fortes-Patella

¹University of Grenoble Alpes,

Grenoble-INP LEGI, 38000 Grenoble, France

Regiane.Fortes-Patella@legi.grenoble-inp.fr

ABSTRACT

For liquid flows, cavitation is a vaporization phenomenon occurring when the local pressure reaches the fluid vapor pressure. Vapor structures appear, grow and collapse when convected towards higher pressure regions. The implosion of the vapor structures can be responsible for vibration, noise and erosion on materials. Therefore, cavitation has to be minimized in hydraulic machinery and systems. Most CFD codes used for cavitation simulations are based on homogeneous approaches, most often without taking into account the energy equation, as for example the work presented in [1] to assess cavitation damage using the open source Code_Saturne. The present article makes use of the two-fluid model based on the 6 equations two-fluid code *neptune_cfd* [2] to model cavitation. An energy-source term based on the difference of local enthalpy to its saturation value is implemented. The mass-source term is then deduced from the energy-source term. Simulations for various cavitating flows were conducted on the 2D geometry of a NACA 65 – 012 hydrofoil, for which experimental data are available [3]. Results are in good qualitative and quantitative agreement with the experiments.

KEYWORDS

cavitation, erosion, foil, CFD, two-fluid

1. INTRODUCTION

Electricity generation involves many hydraulic machines and components using liquid fluids, as hydraulic turbines in dams, rotodynamic pumps in fossil or nuclear power plants, as well as several types of valves and orifices. In these hydraulic networks, the pressure can become locally low due to flow acceleration or change in the pressure level. When the pressure in the liquid decreases till the vapor pressure value, the liquid vaporizes. This phase transition from liquid to vapor due to a pressure decrease is called cavitation. The cavitation occurrence can generate flow rate reduction, which leads to a loss of hydraulic performance. Cavitation can also lead to noise, vibration and erosion of the neighboring solid walls. This mechanical wear is related to the rapid collapse of vapor structures, which can generate huge pressure loads on surrounding solid.

Cavitation prediction is then necessary at the equipment design stage (to ensure that the component will be erosion free) and for existing equipment (to predict the wear kinetic, to avoid erosive operating conditions or to optimize maintenance periods).

1.1. Cavitation and Pressure Levels in Nuclear Power Plants

Cavitation can be avoided if the pressure level is increased in the system. This can be obtained by using slower rotation speed for pumps. To maintain the same flowrate, it implies a bigger size of the pump. This can also be reached using a pressurization device. But these solutions make the hydraulic circuit more expensive and complex. Some cavitation is then accepted, as a technical-economical compromise. So erosion may be observed. Up to now, there are no commonly accepted design rules to avoid erosion. Moreover, cavitation can be present in any liquids, such as liquid sodium used as a coolant for Sodium Fast Reactor projects. The effect of the fluid nature on this phenomenon needs also to be investigated. A CFD approach has been developed in order to estimate the mechanical loading generated by cavitating flows on hydraulic components. The first stage of this approach is to get a realistic hydrodynamic simulation of the flow. A two-fluid simulation is therefore attempted to improve previous homogeneous calculations [4]. Cavitation in water around a hydrofoil is examined, for which experimental data are available. Once the flow characteristics are correctly reproduced, the second step will be to predict cavitation erosion by implementing and improving on the two fluid code the cavitation intensity indicator used by C. LECLERCQ [4] and originated from R. FORTES-PATELLA [5].

1.2. State of the Art: Numerical Approach for Cavitating Flows

Homogeneous codes are often used in industry for cavitation CFD simulations. They most often assume an equilibrium between phases (same pressure, same velocity, same temperature) and model the two-phase flow problem by using a mixture fluid [6]. Among those homogeneous approaches, the most popular is the Transport Equation Model (TEM) [7] where the mass transfer is explicitly modeled by a source term expressed with local pressure difference to saturation pressure value. For example [1] uses Code_Saturne homogeneous code to simulate unsteady cavitation on the NACA 65 – 012 based on empirical source term model proposed by Merkle [8]. TEM approaches present fast computation capability, but generally need the calibration of the source term coefficients for each application. Other commonly encountered drawbacks are the lack of the energy equation resolution, the hypothesis of constant density (ρ) for pure phases or, when the fluid is assumed compressible, the nature of the fluid equations of state.

On the contrary in the two fluid modelling no equilibrium is assumed [9] and each phase is modeled with the 3 conservation equations (mass, momentum, energy) for each phase. Unfortunately this modelling is numerically stiff and could be computationally intensive. This framework is thus initially dedicated for challenging physical phenomenon such as detonation field [10] or simulation of injectors [11]. With the development of computational resources and the implementation of the model in popular codes this modeling framework gains in popularity, and more study are realized in the cavitation field [12]. But to the knowledge of the authors, no study on cloud cavitation on hydrofoil has been done using the two-fluid code while resolving the energy equation or using realistic equation of state to really take advantages of the two-fluid modelling.

In this article, the 6 equations two-fluid code *neptune_cfd* [13] is applied. The model is a variation of the two-fluid family and assumes a pressure equilibrium between phases. Previous work have been done by S. Mimouni [2] to simulate cavitation in diaphragm and flashing phenomenon that is a strong pressure drop which vaporizes the liquid and can be considered similar to cavitating flows. The applied numerical code and the modeling framework are presented in section 2. The section 3 describes the model developed to simulate mass and energy transfers for cavitating flows. The test case considered in the study is detailed in section 4 and results are presented in section 5.

2. THE NEPTUNE_CFD CODE AND PHYSICAL MODELING

2.1. Simulation Framework

neptune_cfd is an eulerian multiphase CFD solver co-developed by EDF (Electricité de France), CEA (Commissariat à l'Énergie Atomique et aux Énergies Alternatives), IRSN (Institut de Radioprotection et de Sûreté Nucléaire) and Framatome mostly for nuclear reactor applications. The code is widely used and validated with various types of flows: adiabatic and thermal two-phase flows, boiling and pressurized thermal shocks. It is a 3D finite-volume code with a collocated arrangement of the variables based on a two-fluid one pressure approach extended to n-phases [14]. The constitutive equations are solved using a pressure correction along with fractional time-step approach. Moreover, *neptune_cfd* allows the use of all type of meshes (hexahedra, tetrahedra, pyramids, etc.), even non-conforming ones, thanks to its face-based data structure. Finally, the code is well suited for parallel computing, widening its computing capacity to very large mesh.

Physical properties of the pure phases such as density, heat coefficient, saturation properties, etc. are obtained via the CATHARE thermodynamic tables for water. Solved variables are two sets (for both phases) of velocity, total enthalpy, temperature and void fraction. There is only one pressure and the two turbulence variables k and ϵ are only solved for the liquid phase.

2.2. Governing Equations for Turbulent Dispersed Bubbly Flows

To simulate the cavitation flows, the modelling set dedicated to turbulent bubbly flows is used. *neptune_cfd* solves the ensemble-averaged equations of mass, momentum and energy conservation for each phase for a total of 6 conservation equations. Therefore, for each phase k (assume l for liquid and v for vapor):

Mass conservation

$$\frac{\partial \alpha_k \rho_k}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha_k \rho_k \overline{U}_k) = \Gamma_k \quad (1)$$

where α_k , ρ_k , \overline{U}_k are the volume fraction, average density and velocity of phase the k ; Γ_k the interfacial mass transfer term per unit of volume and time.

Momentum balance

$$\frac{\partial \alpha_k \rho_k \overline{U}_k}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha_k \rho_k \overline{U}_k \otimes \overline{U}_k) = -\alpha_k \nabla (p) + \overline{F}_{k,i} + \Gamma_k \overline{U}_{k,i} + \alpha_k \rho_k \overline{g} + \nabla \cdot (\alpha_k (\overline{\tau}_{k,m} + \overline{\tau}_{k,T})) \quad (2)$$

where p is the pressure for both phases, \overline{g} the gravity, $\overline{F}_{k,i}$ the interfacial forces accounting for momentum transfer between phases per unit of volume, $\overline{U}_{k,i}$ the interfacial velocity, $\overline{\tau}_{k,m}$ and $\overline{\tau}_{k,T}$ respectively the viscous and turbulent (or Reynolds) stress tensor. Subscript m and T respectively denote the molecular (or laminar) and turbulent terms.

Energy conservation

The specific total enthalpy conservation equation is solved and defined as $H_k^{tot} = e_k + \frac{U_k^2}{2} + \frac{p}{\rho_k}$, where e_k is the specific internal energy.

$$\frac{\partial \alpha_k \rho_k H_k^{tot}}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha_k \rho_k H_k^{tot} \overline{U}_k) = \frac{\partial \alpha_k p}{\partial t} + \nabla \cdot (-\alpha_k (\lambda_{k,m} + \lambda_{k,T}) \overline{\nabla} (T_k)) + \alpha_k \rho_k \overline{g} \cdot \overline{U}_k + Q_{k,i} + \nabla \cdot (\alpha_k (\overline{\tau}_k + \overline{\tau}_{k,T}) \cdot \overline{U}_k) + \Gamma_k H_{k,i}^{tot} + \overline{F}_{k,i} \cdot \overline{U}_k \quad (3)$$

where $H_{k,i}^{tot}$ the interfacial-averaged enthalpy, $Q_{k,i}$ the interfacial heat flux per unit of volume and time, $\lambda_{k,m}$ and $\lambda_{k,T}$ respectively being the laminar and turbulent thermal conductivity, T_k the temperature.

2.3. Interfacial Transfers Closure Laws

The two-fluid formalism induces the presence of additional terms in the conservation equations. They represent the interfacial transfers occurring between the phases and need to be modeled to close the system of equations. For each of the conservation equation an interfacial closure term appears: mass, momentum and energy respectively noted in equations (1), (2) and (3): Γ_k , $\overline{F}_{k,i}$ and $Q_{k,i}$, where index i stands for interface.

2.3.1. Heat and mass transfers

The mass transfer terms are related by the following mass jump-equation (4), resulting of the overall mass conservation.

$$\sum_{k=l,v} \Gamma_k = 0 \quad (4)$$

Which is usually written as $\Gamma_l = -\Gamma_v$. Obtaining the interfacial heat flux $Q_{k,i}$ is more complex since the energy equation involves the mass, momentum, and energy closure terms. Neglecting the mechanical contribution compared to the thermal terms, the energy jump condition is then:

$$\sum_{k=l,v} (\Gamma_{k,i} H_{k,i}^{tot} + Q_{k,i}) = 0 \quad (5)$$

Considering that at the interface the phases are in equilibrium, the interfacial enthalpy is defined as $H_{k,i}^{tot} = H_k^{tot,sat}$, where $H_k^{tot,sat}$ is the saturation enthalpy. Using (4) and the definition of the latent heat of vaporization L , the relation between interfacial heat flux and mass transfer can be given by the relation:

$$\Gamma_l = \frac{Q_{l,i} + Q_{v,i}}{H_v^{tot,sat} - H_l^{tot,sat}} = \frac{Q_{l,i} + Q_{v,i}}{L} \quad (6)$$

2.3.2. Interfacial momentum transfer

The interfacial momentum transfer (excluding transfer associated to mass Γ_k) is assumed to be composed of four different forces being the drag D , the added mass AM , the lift L and the turbulent dispersion TD :

$$\overline{F}_{k,i} = \overline{F}_{k,D} + \overline{F}_{k,AM} + \overline{F}_{k,L} + \overline{F}_{k,TD} \quad (7)$$

the turbulent dispersion force $\overline{F_{k,TD}}$ originates from the averaging operation conducted on the three other forces expressions, detailed in EQ.(8), (9), (10), (11) and (12). It accounts for the turbulent impact of the dispersed phase on the continuous one. The Drag force term EQ.(9) implies the interfacial area quantity, which is defined by EQ.(8) involving the void fraction and a bubble diameter. In this paper, the bubble diameter is considered constant: $d_b = 1.10^{-5}$ m.

$$a_i = \frac{6\alpha_v}{d_b^3} \quad (8)$$

$$\overline{F_{v,D}} = -\overline{F_{l,D}} = -\frac{1}{8}a_i\rho_l C_D \|\overline{U}_v - \overline{U}_l\| (\overline{U}_v - \overline{U}_l) \quad (9)$$

$$\begin{aligned} \overline{F_{v,AM}} = -\overline{F_{l,AM}} = & -C_{AM} \frac{1+2\alpha_v}{1-\alpha_v} \alpha_v \rho_l \\ & \times \left[\left(\frac{\partial \overline{U}_v}{\partial t} + \overline{\nabla} (\overline{U}_v) \cdot \overline{U}_v \right) - \left(\frac{\partial \overline{U}_l}{\partial t} + \overline{\nabla} (\overline{U}_l) \cdot \overline{U}_l \right) \right] \end{aligned} \quad (10)$$

$$\overline{F_{v,L}} = -\overline{F_{l,L}} = -C_L \alpha_v \rho_l (\overline{U}_v - \overline{U}_l) \wedge (\overline{\nabla} \wedge \overline{U}_l) \quad (11)$$

$$\overline{F_{v,TD}} = -\overline{F_{l,TD}} = -\frac{2}{3} \alpha_l \alpha_v C_{TD} \overline{\nabla} (\alpha_v) \quad (12)$$

with C_D , C_{AM} , C_L and C_{TD} the associated forces coefficients, respectively taken from ISHII [15], ZUBER [16], TOMIYAMA [17] and the Generalized Turbulent Dispersion model (GTD) from LAVIEVILLE [18].

2.4. Turbulence Modeling

The used turbulence model is a classical two equations k- ϵ linear production [19]. The equations are only solved for the liquid phase, therefore subscripts are omitted for variables k and ϵ in EQ.(14). Unlike many cavitation studies, it is worth to note that no correction of the turbulence is used in an attempt to decrease the turbulent viscosity due to the diphasic structure of the flow.

$$\rho \frac{\partial k}{\partial t} + \nabla \cdot \left(\rho_l \overline{u}_l k - \left(\mu_l + \frac{\mu_T}{\sigma_k} \right) \nabla (k) \right) = P + G - k \nabla \cdot (\rho_l \overline{u}_l) \quad (13)$$

$$\rho_l \frac{\partial \epsilon}{\partial t} + \nabla \cdot \left(\rho_l \overline{u}_l \epsilon - \left(\mu_l + \frac{\mu_T}{\sigma_\epsilon} \right) \overline{\nabla} (\epsilon) \right) = C_{\epsilon 1} \frac{\epsilon}{k} [P - G] - \rho_l C_{\epsilon 2} \frac{\epsilon^2}{k} + \epsilon \nabla \cdot (\rho_l \overline{u}_l) \quad (14)$$

where the turbulent viscosity is expressed as $\mu_t = \rho_l C_\mu \frac{k^2}{\epsilon}$, P is the turbulence production term written as $P = \alpha_l \rho_l R_{ij} \overline{\nabla} (U_l)$ and G the gravity term $G = -\frac{1}{\rho_l} \frac{\mu_Y}{\sigma_t} \overline{\nabla} \cdot (\rho_l \overline{g})$. The coefficients are expressed in TAB.I.

To model the boundary layer a classical logarithmic wall function is used.

$$u^+ = \frac{1}{\kappa} \ln (y^+) + B \text{ with } \begin{cases} \kappa = 0.41 & \text{Von Karman constant} \\ B = 5.3 & \text{standard logarithmic law constant} \\ y^+ = \rho_l \frac{\sqrt{\tau_w}}{\mu_l} & \text{dimensionless wall distance} \end{cases} \quad (15)$$

where τ_w is the wall shear stress.

Table I. k- ϵ coefficients

C_μ	C_{ϵ_1}	C_{ϵ_2}	σ_k	σ_ϵ
0.09	1.44	1.92	1	1.3

3. AN ENTHALPY BASED INTERFACIAL HEAT TRANSFER

The approach to deduce the mass transfer term Γ (EQ.(6)) in *neptune_cfd* is presented in SECTION 2.3. Since the code is mainly used for thermal nuclear considerations, its models are mainly based on temperature whereas cavitation is triggered by pressure. For nuclear safety some models are dedicated to the flashing phenomenon, a fast vaporization due to local pressure reduction, which is analogous to cavitation. But they are built with empirical correlations to correctly model the validations experiments and has delivered unsatisfactory results when applied to unsteady cloud cavitating flows. The aim is to build a model that could be used on various geometries, hydrodynamics conditions and various fluids without the need to adjust arbitrary coefficients. Since cavitation origin is the pressure decrease, the energy transfer terms is expressed as a function of the difference between enthalpy H_k and its saturation value H_k^{sat} evaluated with the local pressure. The vaporization term is applied when the water enthalpy is greater than its saturation enthalpy, and the condensation term when the vapor enthalpy is smaller than its saturation enthalpy. Moreover there is an additionnal term to allow superheated vapor to return to its saturation value.

$$if (H_l > H_l^{sat}), Q_{l,i} = f(\alpha_l, \alpha_v) \frac{H_l^{sat}(P) - H_l(P, T_l)}{\tau_l}; 0 \text{ otherwise} \quad (16)$$

$$if (H_v < H_v^{sat}), Q_{v,i} = f(\alpha_l, \alpha_v) \frac{H_v^{sat}(P) - H_v(P, T_v)}{\tau_v}; \quad (17)$$

$$else, Q_{v,i} = f(\alpha_l, \alpha_v) \frac{H_v^{sat}(P) - H_v(P, T_v)}{\tau_v}; \quad (18)$$

where $f(\alpha_l, \alpha_v) = \max(\alpha_l, 10^{-5}) \times \max(\alpha_v, 10^{-5})$ is a numerical parameter taking into account void fraction. The constant τ_k , which could be different for each phase, has the dimension of a time [s] and is named "relaxation time parameter". In this study it is fixed at 10^{-4} s for both phases. The influence of this parameter will be evaluated during a future work.

The liquid source term is negative and corresponds to the amount of energy that is transferred from liquid water to vapor during the vaporization process. The first vapor source term is positive and represents the amount of energy that is transferred from vapor to liquid water during the condensation process. Whereas the second vapor source term is negative and helps oversaturated vapor to reach saturation state.

4. PRESENTATION OF THE CASE

In this section, the test case and the calculation parameters are presented. Results of the simulations are then shown.

4.1. Presentation of the Experimental Study

The validation of the numerical simulations has been performed by comparison with an experimental study carried out by F. PEREIRA [3] in the hydrodynamic cavitation tunnel at Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne (EPFL). The experiment provides information about cavity length, and detachment frequency for a given set of inlet velocity, incidence, and cavitation number σ (see EQ.19). This non dimensional number characterizes the pressure at the inlet. For a given geometry it allows to compare cavitation development while varying parameters such as inlet pressure and velocity. The author also performed measurement of cavitation pitting (the plastic deformation of the hydrofoil material). The pitting will be useful for the proposition of an indicator for the "cavitation intensity", intended to quantify the mechanical loading generated by the cavitation flow on the hydrofoil wall.

$$\sigma = \frac{p_{in} - p_{sat}}{\frac{1}{2}\rho v_{in}^2} \text{ with } \begin{cases} p_{in} & \text{inlet pressure} \\ p_{sat} & \text{saturation pressure} \\ \rho & \text{liquid density} \\ v_{in}^2 & \text{inlet velocity} \end{cases} \quad (19)$$

The computational domain is 750 mm long with a square section of 150 mm \times 150 mm FIG.1. The NACA 65 – 012 is 150 mm span width for 100 mm chord (giving the reference length "c"). The hydrofoil is at 3.25c from the inlet with an angle of 6°. The flow rate and the pressure are measured at the inlet whereas on the numerical setup the pressure is imposed at the outlet FIG.1. For a given velocity, the experimenter sets the pressure in order to fix the cavity length L corresponding, in this study, to 40% of the chord "c".

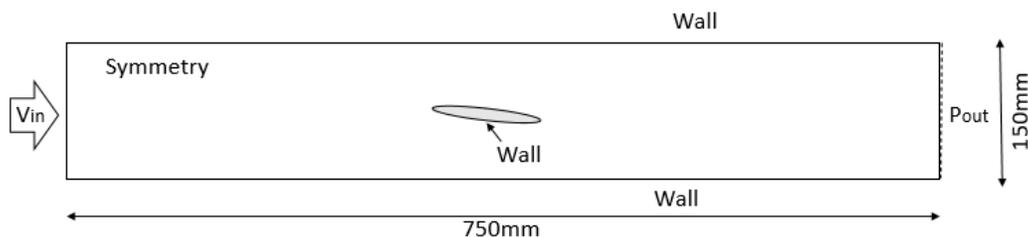


Figure 1. Geometry and numerical boundary conditions

Table II. Experimental data for cavity length $L/c=40\%$ (cold water)

V_{in} [m/s]	15	20	25	30
σ [-]	1.59	1.60	1.62	1.63
Frequency [Hz]	100	140	190	220

4.2. Presentation of the Computational Domain

Simulations are carried in 2D, thus symmetry conditions are applied on lateral walls. The mesh is a structured mesh build with NUMECA IGG. It is a combinaison of a H-topology mesh to fit the square domain

and a C-type mesh around the foil to account for the curvature. The results presented here are obtained with the selected mesh, see FIG.2, which has a total of $20 \cdot 10^3$ cells and 92 along the chord length.

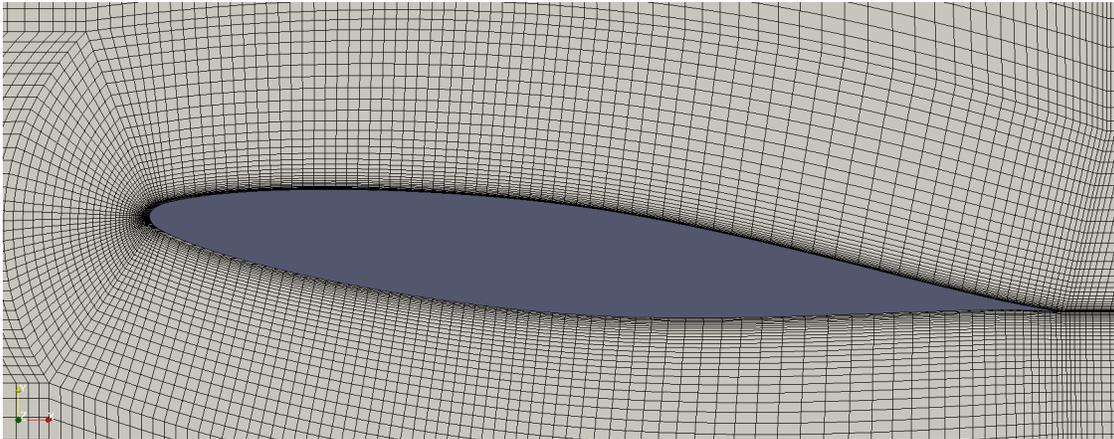


Figure 2. Zoom on side view of the medium mesh

The TAB.III summarizes mesh parameters. The first mesh is coarse and has long cells on the chord. The second one is an improvement with a reduction of chord's cells length by two and smoother transition between the profile zone and the rest of the domain. The last one is a refinement of the latter and double the number of cells in every directions.

Table III. Mesh characteristics

Mesh	Cells on Chord [-]	First Cell Height [m]	Total Cells [-]
Coarse	59	$1 \cdot 10^{-4}$	$15.5 \cdot 10^3$
Medium	92	$5 \cdot 10^{-5}$	$20 \cdot 10^3$
Fine	187	$5 \cdot 10^{-5}$	$80 \cdot 10^3$

4.3. Calculation Parameters

Initialization and boundary conditions are presented on TAB.IV. The boundary conditions are Dirichlet conditions (values are imposed). The simulation is initialized with liquid water at a pressure high enough to avoid cavitation during the initialization of the simulation. Then the target pressure is set with a slope $\Delta \dot{P}$ to gradually reach the unsteady cavitation flow. A reference time is set based on chord length and inlet velocity: $t_{ref} = c/V_{in}$. For the first case at $V_{ref}=15$ m/s to reach a target pressure of 1.75 bar from the initial pressure of 5 bar, the slope is $\Delta \dot{P} = 3.25 \cdot 10^7$ Pa/s. Variables are converged at 0.2 s ($4 t_{ref}$). The total calculation duration is 1 physical second.

Table IV. Numerical conditions

	Velocity [m/s]	Pressure [bar abs]	Temperature [K]
Initialization	V_{ref}	P_{ref}	293.15
Boundary	V_{ref}	$P_{ref} - \Delta \dot{P}t$	293.15

4.4. Numerical Parameters

The spatial scheme is a Second Order Linear Upwind Scheme (SOLU). A first order Upwind scheme has also been tested and some results are shown in SECTION 5.3. The turbulence quantities are solved with a first order upwind scheme. The temporal scheme is a first order implicit Euler scheme with a fractional time step approach. Precision of the solvers are noted in the TAB.V. The time step is between $3 \cdot 10^{-6}$ s (at 15 m/s) to $1 \cdot 10^{-6}$ s (at 30 m/s).

Table V. Precision of solved variables

Variable	Precision [-]	Max Iteration [-]
Enthalpy	$1 \cdot 10^{-7}$	$1 \cdot 10^4$
Velocity	$1 \cdot 10^{-5}$	$1 \cdot 10^4$
Void fraction	$1 \cdot 10^{-8}$	$1 \cdot 10^4$
Turbulence	$1 \cdot 10^{-5}$	$1 \cdot 10^4$

4.5. Post Processing Methodology

Cavitation flows are characterized by the inlet dimensionless number σ and by the cavity length. The other quantitative data is the shedding frequency of the vapor structures. To compute this frequency the total volume of vapor in the computational domain and the inlet pressure signal are recorded at each time step. The first one allows a direct counting of the frequency by a visual estimation. For more precision, both signals allow to compute the detachment frequency with a Fast Fourier Transform (FFT). Octave software is used to perform the FFT, the sampling rate is the simulation time step, which is below the Nyquist-Shannon sample rate criteria.

The space-time diagram FIG.3, plots the maximum void fraction perpendicular to each cell of the chord versus time. It is especially useful to see the time-periodic cavity evolution and the detachment frequency. These three methods give the same frequency. The simulation time is 1 physical second and all recording starts at 0.25 s.

Authors note that the results loose in precision at higher velocities, due to development of an instability in these 2D simulations. The maximum cavity length can oscillate strongly for 25 and 30 m/s therefore the recorded length (and corresponding frequency) is an average and is not fully representative of the cavity length.

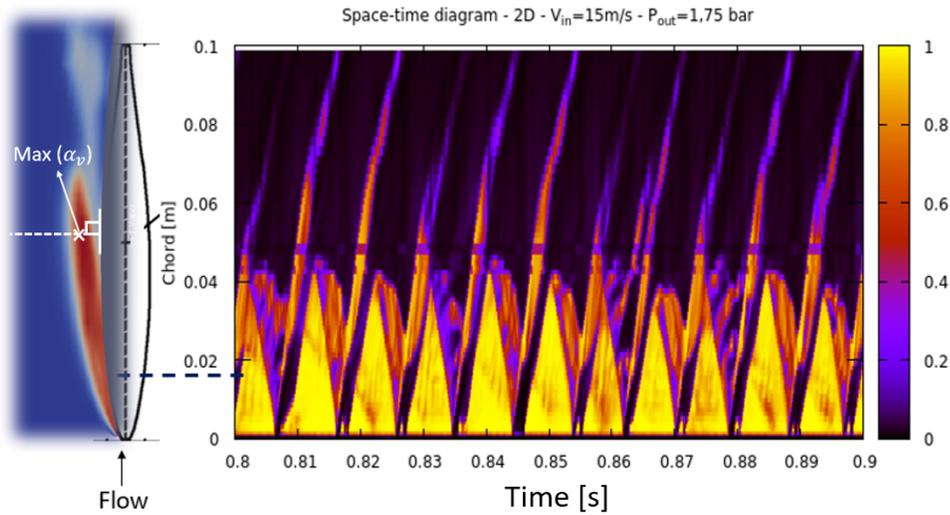


Figure 3. Space-time diagram of maximum void fraction along the chord, at $P_{out}=1.75$ bar and $v_{in}=15$ m/s

5. UNSTEADY CAVITATION ON NACA 65 – 012 HYDROFOIL

5.1. Cavitating Flows on Hydrofoils

From a single phase liquid flow, when the pressure is decreased, the first vapor structures appear near the leading edge of the hydrofoil suction side, which is the lowest pressure region of the foil. When the pressure is further decreased, a cavitation "sheet" extends downstream. Depending on velocity, incidence and profile geometry, cavitation can have an unsteady periodic behavior characterized by the shedding of vapor structures FIG.4. This phenomenon is related to the presence of a "re-entrant jet" generated close to the hydrofoil suction side wall (FIG.4 b and c). The shedded vapor structures are convected by the main flow and collapse in the zones where the pressure is higher (FIG.4 d). The collapse of the vapor structures generates the pressure waves of high amplitude that can be responsible for solid damage and erosion, although they are not simulated here. The unsteady cavitation sheet follows to the empirical Strouhal law EQ.(20). [20] states that unsteady cloud cavitation on hydrofoils is generally observed at a $St \sim 0.3$.

$$S_t = \frac{fL}{v} \begin{cases} f \text{ the frequency of the vapor structures shedding [Hz]} \\ L \text{ the cavitation sheet length [m]} \\ v \text{ the reference velocity (inlet) [m/s]} \end{cases} \quad (20)$$

5.2. Mesh Sensitivity Analysis

Meshes are presented in SECTION 4.2. Calculation at 15 m/s and 1.70 bar outlet pressure are presented in this paragraph. All the parameters are kept the same, only the mesh is modified. TAB.VI shows that coarse

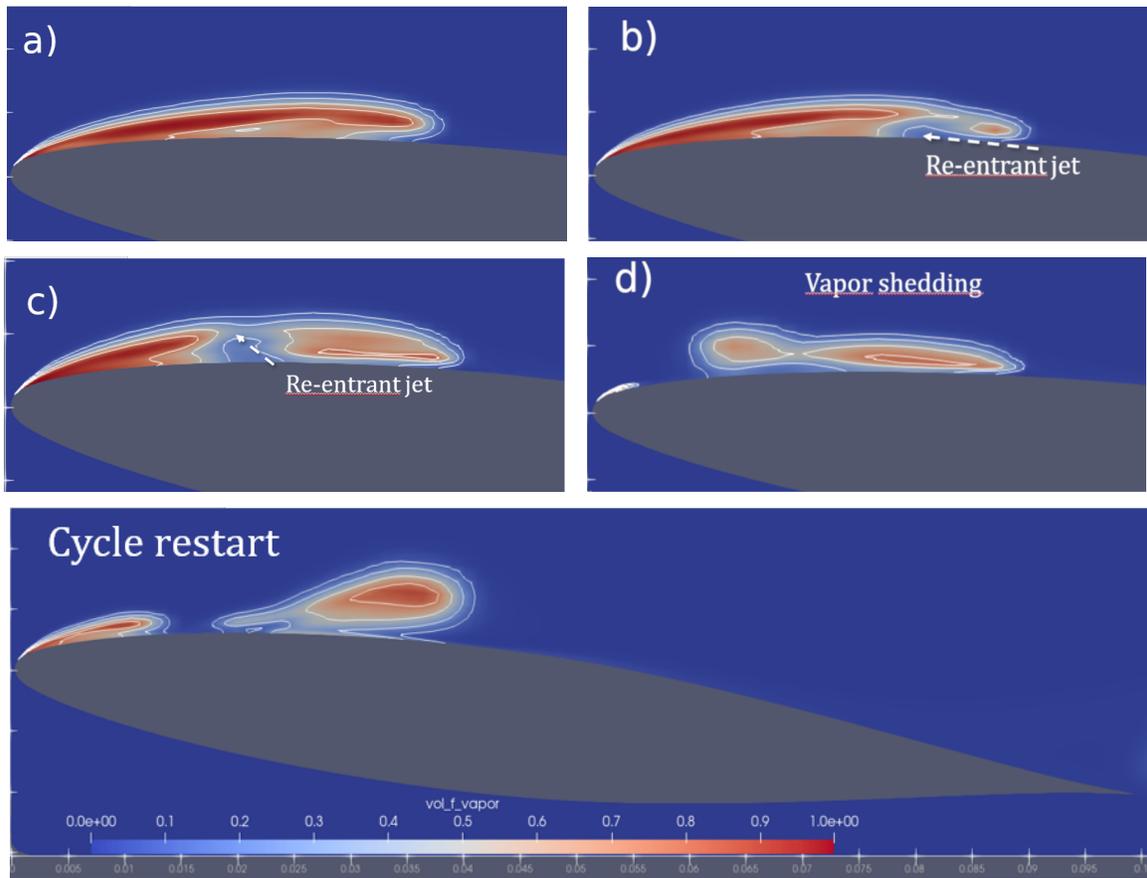


Figure 4. Illustration of cavitation unsteady periodic behaviour at $V_{in} = 15\text{m/s}$. From top right to bottom left. Ellapsed time between pictures is 0.01 s. The color field shows the vapor void fraction, and white lines are the void fraction isovalues (0.1, 0.25, 0.5, 0.75)

mesh predicts a smaller σ and a smaller cavity length than the two other meshes. The two other refinements gives the same σ , which is closer to the experimental result, and cavity length close to each other. Results are in the uncertainty zone and slightly affected by the more detailed two-phase flow captured with the finest mesh. Thus the medium mesh is considered as reasonably satisfactory. All results in this paper will be shown with the medium mesh.

Table VI. σ and frequency for different meshes, for $P_{out}=1.70$ bar and $v_{in}=15$ m/s. Experimental results are: $\sigma = 1.59$, $f = 100\text{Hz}$ for $L/c = 40$

Mesh	L/c [%]	σ [-]	Frequency [Hz]
Coarse	37	1.5	150
Medium	42	1.54	107
Fine	40	1.54	109

5.3. Assessment of Numerical Diffusion

Resolution of adverse pressure gradient in presence of a two-phase flow region with high frequency phenomenon could be numerically stiff. Initially, various simulations have been done by applying the first order upwind spatial scheme. FIG.5 shows some results that indicate an important damping of the sheet length and frequency caused by a too low order spatial scheme if compared with a second order approach. For this reason, the current study is based on the SOLU scheme.

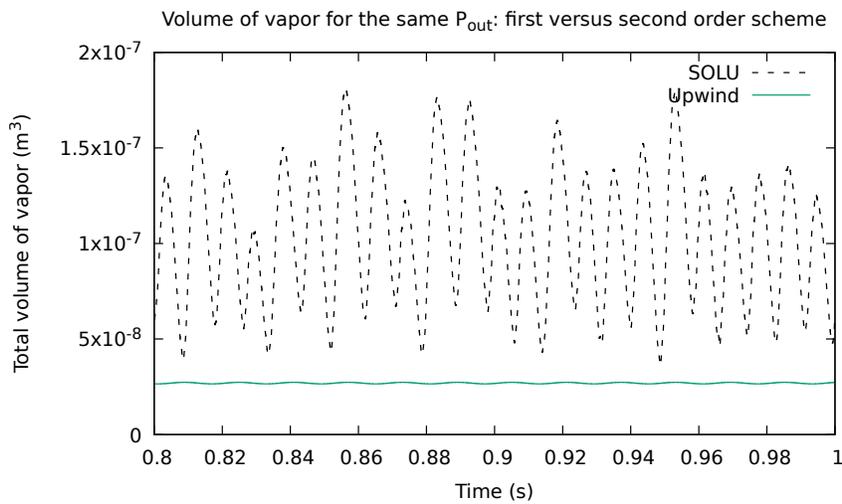


Figure 5. First order Upwind versus second order SOLU scheme for medium mesh at $P_{out}=1.77$ bar and $v_{in}=15$ m/s

5.4. 2D Simulations of Unsteady Cloud Cavitation

The model is tested by varying the outlet pressure at 15 m/s. It means that it is tested against various cavitating flows from $\sigma = 1.52$ (cavity of 50% of the chord and low shedding frequency) to $\sigma = 1.8$ (shorter cavity with higher frequency). There is no experimental data for all these hydrodynamic conditions but FIG.6 illustrates some results obtained. They are in agreement with the empirical Strouhal law ($S_t \sim 0.3$, see SECTION 5.1). A more quantitative analysis is performed by comparing numerical results against experiments for 4 inlet velocities at a cavity length of 40% FIG.7. The frequency seems to be better captured for high velocity (error between 1% and 9%) whereas σ seems better captured for low velocity (error between 0.5% and 4%). It is worth noting that in the two cases the numerical simulations closely follow the empirical law. Also it is noted that at 25 and 30 m/s the maximum length of the cavity starts to oscillate following a low frequency (estimated to about 20 Hz) that is not observed experimentally. It is supposed to be linked with the increasing gap with σ_{exp} and probably caused by the 2D simulation.

The FIG.4 shows the instantaneous vapor void fraction. With a large zone of high void fraction value ($\alpha_{max} > 0.9$) expanding in the first half of the sheet and decreasing near the closure of the sheet, the repartition of void fraction seems to reproduce the trend of experimental observations. The overall void fraction seems to be greater than the homogeneous approach and experimental results ($\alpha_{max} \sim 0.5$) observed on a

plano-convex hydrofoil [21]. Unfortunately there is no precise measurement of the void fraction value on a cavitating hydrofoil.

Table VII. Numerical σ and frequency for different P_{out} at $v_{in}=15$ m/s

P_{out} [bar abs]	L/c [%]	σ [-]	frequency [Hz]
1.60	50	1.52	96
1.70	42	1.54	107
1.75	40	1.57	112
1.77	38	1.58	115
1.80	37	1.71	120

Table VIII. Numerical σ and frequency for different inlet velocities

V_{in} [m/s]	L/c [%]	σ [-]	frequency [Hz]
15	39	1.58	112
20	40	1.57	150
25	35	1.53	188
30	40	1.57	228

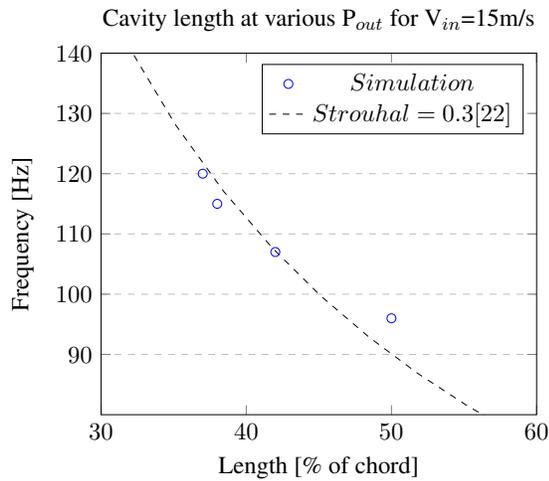


Figure 6. Frequency versus cavity length

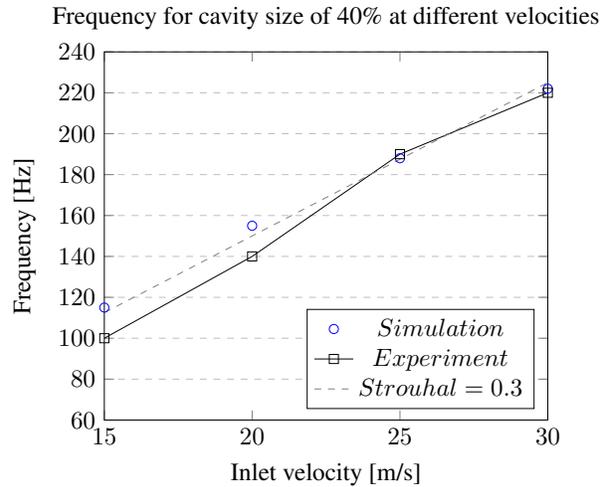


Figure 7. Frequency versus inlet velocity

6. CONCLUSION

In this work, an enthalpy model was implemented in the two-fluid code *neptune_cfd* and shows its ability to accurately simulate unsteady cloud cavitation on a hydrofoil. A mesh sensitivity study has been performed. This study also shows that, at least, a second order spatial discretization is needed. The results obtained are in good agreement with experimental data: cavity length, shedding frequency and σ values match experiment data and obey the empirical Strouhal law for various pressure and velocity conditions. This approach with the two fluid code *neptune_cfd* gives better results than the homogeneous approach with code Code_Saturne. Thus, it is encouraging for the next part of the work on cavitation erosion.

For the initial study, a strong assumption have been made considered constant bubble diameter. Satisfactory results have been obtained but it may overpredict the local vapor void fraction on the leading edge. An influence analysis of the bubble diameter radius and of the enthalpy model time relaxation parameter should be performed. An interfacial area transport equation could be used to model the evolution of the bubble radius along the chord.

The present work will be pursued with 3D simulations of the hydrofoil. In a future work, the cavitation intensity model [1] will be implemented in the two fluid approach and compared. More detailed comparisons about potential cavitation intensity for erosion will follow with both experimental data and simulations with different codes.

ACKNOWLEDGMENTS

The authors are grateful to CETIM (Centre Technique des Industries Mécaniques) for its financial contribution to this work.

References

1. C. Leclercq, *Simulation numérique du chargement mécanique en paroi généré par les écoulements cavitants, pour application à l' usure par cavitation des pompes centrifuges*, PhD thesis, Université Grenoble Alpes, 2017
2. S. Mimouni, M. Boucker, J. Lavieville, and D. Bestion, "Modelling and computation of cavitation and boiling bubbly flows with the NEPTUNE-CFD code," *NED.*, **238**, pp. 680 – 692 (2008)
3. F. Peirera, *Prédiction de l'érosion de cavitation: approche énergétique*, PhD thesis, EPFL, 1997
4. C. Leclercq, A. Archer, R. Fortes-Patella, and F. Cerru, "Numerical Cavitation Intensity on a Hydrofoil for 3D Homogeneous Unsteady Viscous Flows," *J. Fluid Mach. and Syst.*, **10**, pp. 254 – 263 (2017)
5. R. Fortes Patella, A. Archer, and C. Flageul, "Numerical and experimental investigations on cavitation erosion," *IOP Conference Series: Earth and Environmental Science*, **15**, pp. 2013– (2012)
6. O. Coutier-Delgosha, J. L. Reboud, and Y. Delannoy, "Numerical simulation of the unsteady behaviour of cavitating flows," *Int. J. Num. Meth. Fluids*, **42**, pp. 527 – 548 (2003)
7. R. F. Kunz et al., "A preconditioned Navier-Stokes method for two-phase flow with application to cavitation prediction," *Comput. Fluids*, **29** (2000)
8. C. L. Merkle, D. Li, and S. Venkateswaran, "A preconditioned Navier-Stokes method for two-phase flow with application to cavitation prediction," *J. Fluids Mech.*, **29** (1992)

9. R. Saurel and O. Lemetayer, “A multiphase model for compressible flows with interfaces, shocks, detonation waves and cavitation,” *J. Fluid Mech.*, **431**, pp. 239 – 271 (2001)
10. M. Baer and J. Nunziato, “A two-phase mixture theory for the deflagration-to-detonation transition (DDT) in reactive granular materials,” *Int. J Multiphase Flow*, **12**, pp. 861:889 (1986)
11. K. Saha and X. Li, “Assessment of Cavitation Models for Flows in Diesel Injectors With Single- and Two-Fluid Approaches,” *J. Eng. Gas Turbines Power.*, **138** (2016)
12. V.Viitanen and J. Peltola, “Hydrodynamic cavitation investigations with homogeneous and inhomogeneous multiphase flow models in OpenFOAM context,” *CAV2021*, **138**, pp. 618 – 624 (2021)
13. N. Mechitoua et al., “An unstructured Finite Volume solver for two-phase flows based on an elliptic-oriented fractional step method,” *Proceedings of the 10th International Meeting on Nuclear Reactor Thermal Hydraulics NURETH* (2003)
14. A. Guelfi et al., “NEPTUNE: A New Software Platform for Advanced Nuclear Thermal Hydraulics,” *Nuc. sci. and Engng.*, **156**, pp. 281 – 324 (2007)
15. M. Ishii and N. Zuber, “Drag coefficient and relative velocity in bubbly, droplet or particulate flows,” *Chem. Engng. Sci.*, **25**, pp. 843 – 855 (1979)
16. N. Zuber, “On the dispersed two-phase flow in the laminar flow regime,” *Chem. Engng. Sci.* (1964)
17. A. Tomyiama, S. A. Kondo, I. Zun, and S. Hosokawa, “Transverse migration of single bubbles in simple shear flows,” *Chem. Engng. Sci.*, **57**, pp. 1849:1858 (2002)
18. J. Lavieville, N. Merigoux, M. Guingo, C. Baudry, and S. Mimouni, “A Generalized turbulent dispersion model for bubbly flow numerical simulation in NEPTUNE_CFD,” *NED*, **312** (2016)
19. V. Guimet and D. Laurance, “A linearised turbulent production in the $k - \epsilon$ model for engineering applications,” *W. Rodi and N. Fueyo editors* (2002)
20. P. Bourdon, R. Simoneau, and F. Avellan, “Erosion vibratory fingerprint of leadingedge cavitation of a NACA profile and of a Francis model and prototype hydroturbine,” *ASME*, **176**, pp. 51 – 67 (1993)
21. O. Coutier-Delgosha et al., “Internal structure and dynamics of sheet cavitation,” *Physics of Fluids*, **18**, pp. 017103 (2006)

Numerical simulation of cavitating flows: comparison between two-fluid and homogeneous approaches

J Ferhat^{1,2}, C Leclercq^{1,2,4}, R Fortes-Patella¹, A Archer², S Mimouni² and T. Aiouaz³

¹ Univ. Grenoble Alpes, Grenoble INP, LEGI, 38000 Grenoble, France

² EDF R&D, 6 quai Watier, 78400 Chatou, France

³ CETIM, 74 route de la Jonelière, 44300 Nantes, France

⁴ OSE Engineering, 1 route de Versailles, 78470 Saint-Rémy-Lès-Chevreuse, France

Corresponding author's e-mail address: regiane.fortes-patella@univ-grenoble-alpes.fr

Abstract. The paper presents a new two-phase flow approach to simulate unsteady cavitating flows. The study applied the in-house code *neptune_cfd*, which allows two-fluid modelling of liquid-vapor flows [1]. The code solves the ensemble-averaged equations of mass, momentum and energy conservation for each phase (liquid and vapour) for a total of six conservation equations. The equations system requires closure laws for the interfacial terms that represent the mass, momentum and energy transfers occurring between the liquid and vapor phases. An original approach is implemented by using an energy-source term based on the difference between the local enthalpy and its saturation value. 2D and 3D simulations are carried out for a NACA 65–012 hydrofoil with an angle of attack of 6°, a cavity length of 40% of the hydrofoil chord and different flow velocities. The methodology to obtain the cavity length and the main frequency of its periodic behavior is presented. Then the numerical results are compared with those previously obtained by a homogeneous approach [2] and with the available experimental data [3]. The quantitative predictions of the hydrodynamic characteristics (i.e. cavitation sigma number, cavity length, shedding frequency and cavity shape) obtained from two-phase flow modeling appear in better accordance with experimental data.

1. Introduction

The vast majority of existing work developed to simulate cavitating flows is based on homogeneous approaches (initially proposed, for example, by [4-6]). Only few studies develop two-fluid methods to simulate cavitation. They are essentially based on dispersed phase flow approaches, which can be classified into:

- the Eulerian-Lagrangian approach: the liquid is considered as a continuum while the dispersed phase consists in particles that are tracked during the simulation [7-11]
- Eulerian-Eulerian approach: both phases are considered as continua interacting each other by means of interfaces [1,12].

In previous studies developed in the frame of collaborations between the University of Grenoble (France), EDF (Electricité de France) and the CETIM (technical centre for the mechanical industries), a methodology for predicting the aggressiveness of cavitation has been proposed and applied in the case of hydrofoils and centrifugal pumps by using homogeneous numerical approaches [2,13-16].

Currently, unsteady viscous cavitating flows simulations are carried out using the code *neptune_cfd*, which allows two-fluid modelling of liquid-gas flows and assumes a pressure equilibrium between phases [1]. This paper describes the recent improvements in physical modelling to adapt the code to cavitating flow simulations. The first validations of the numerical and physical models are carried out for a NACA 65–012 hydrofoil tested by [3]. The numerical



results are compared also with those previously obtained by homogeneous approach described in [2].

The section 2 presents the hydrofoil geometry, the mesh, and the tests conditions considered in the study. The homogeneous and the two-phase flow approaches are detailed in the section 3. Simulation results using these two approaches are compared to each other and to experimental data in section 4. Qualitative visualization and then quantitative results for cavity length, sigma number and shedding frequency are defined and analysed.

2. Hydrofoil geometry, meshes and test conditions

The geometry considered in this study is a NACA 65-012 hydrofoil tested at EPFL [3] (figure 1). The profile chord is 100 mm long and its spanwise is 150 mm. The test cross section is 150 mm*150 mm. The analyses presented in this paper concern results obtained with an angle of attack of 6° .

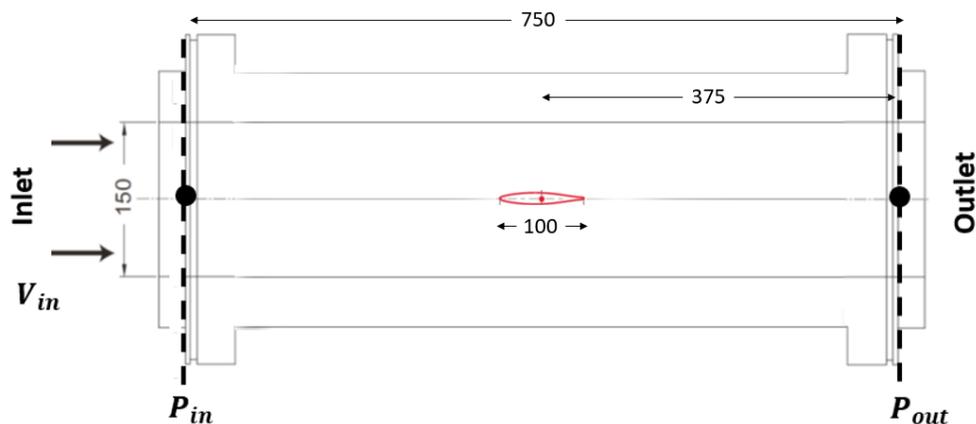


Figure 1. Test-section and hydrofoil geometry - NACA 65-012 [2].

The simulations have been carried out for three different mesh levels (table 1). The influence of the mesh has been analyzed in [2] for homogeneous approach and in [17] for two-fluid model. A medium mesh has been chosen for two-fluid approach but differs from homogeneous one. The *Code_saturne* mesh is coarser but was considered fine enough for the homogeneous approach. The results presented in this paper with the two-fluid approach concern the medium mesh (92 cells on chord and 200 cells spanwise for the 3D case) (figure 2). The applied boundary conditions are indicated in figure 2a.

Table 1. 2D Mesh characteristics for the two-fluid study. 3D meshes for two-fluid study are obtained with extrusion of 200 cells spanwise. The 3D mesh used for the homogeneous study is the coarse mesh with 59 cells spanwise.

Mesh	Cells on chord [-]	1 st cell height [m]	Mean y^+	Total number of cells [-]
Coarse	58	1.10^{-4}	70	$15.5 \cdot 10^3$
Medium	92	$5 \cdot 10^{-5}$	38	$21.7 \cdot 10^3$
Fine	177	$5 \cdot 10^{-5}$	38	$89.7 \cdot 10^3$

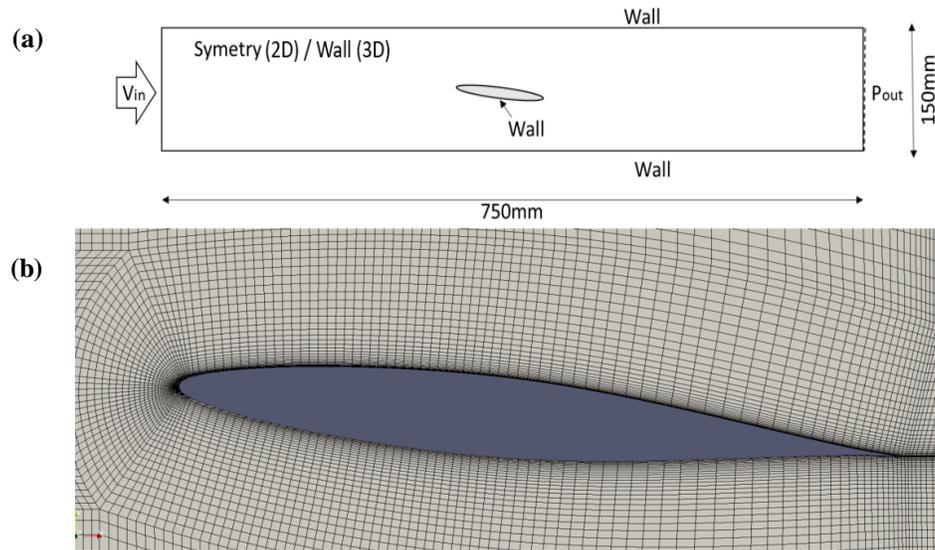


Figure 2. (a) Numerical boundary conditions; (b) enlarged view around the foil of the H-grid of the medium mesh used with *neptune_cfd*.

The tests conditions are presented in table 2. For these operating points the length of the cavity is 40% of the chord and the cavitation number σ is defined as:

$$\sigma = \frac{P_{in} - P_{sat}}{0.5 \rho_l V_{in}^2}, \quad (1)$$

where P_{in} and V_{in} are the inlet pressure and the inlet axial mean velocity; P_{sat} is the ambient saturation pressure at 20°C. The sigma number is fixed in order to have a constant mean cavity length of 40% of the chord length. It slightly increases with the increase of the inlet velocity. Experimental results of pitting tests carried out by [3] are available for these operating points and will allow the validation of the upcoming numerical prediction of cavitation aggressiveness. Further simulations will be done in the future by considering other angles of attack and operating conditions.

Table 2. Experimental flow conditions and frequency f of the shedding cavitating structures (corresponding to a cavity length of $\sim 40\%$ of the chord).

V_{in} [m/s]	15	20	25	30
σ [-]	1.59	1.60	1.62	1.63
f [Hz]	100	140	190	220

3. Numerical approaches

To simulate the unsteady cavitating flow around the hydrofoil, two codes have been applied: the homogeneous numerical *Code_Saturne* with cavitating module [2] and the two-fluid code *neptune_cfd* [1]. The former is a free open source CFD software developed by EDF while the latter is a solver co-developed by EDF, CEA (Commissariat à l'Énergie Atomique et aux Énergies Alternatives), IRSN (Institut de Radioprotection et de Sécurité Nucléaire) and Framatome for nuclear safety applications. This code has been widely used and validated with various types of flows: adiabatic and thermal two-phase flows, boiling and pressurized thermal shocks.

The two codes are based on 3D finite-volume discretization of turbulent Navier-Stokes equations with a collocated arrangement of variables. They share common libraries and can handle large meshes with large parallelization capabilities. Hereafter the main features of both codes are presented.

3.1 Homogeneous approach of Code_Saturne

Code_Saturne has a dedicated cavitation module that enables the resolution of homogeneous mixture model for mass (2) and momentum (3) conservation associated with the mass conservation equation for the vapor phase (4). Pure phases have constant properties (density $\rho_{l/v}$ and dynamic viscosity $\mu_{l/v}$) following the relations: $\rho = \alpha\rho_v + (1 - \alpha)\rho_l$ and $\mu = \alpha\mu_v + (1 - \alpha)\mu_l$. The energy equation is not solved.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho u) = 0, \quad (2)$$

$$\frac{\partial \rho u}{\partial t} + \text{div}(u \otimes \rho u) = -\nabla p + \text{div}(\tau), \quad (3)$$

$$\frac{\partial \rho_v \alpha}{\partial t} + \text{div}(\rho_v \alpha u) = \Gamma_v, \quad (4)$$

Γ_v is the vaporization source term modeled using the Merkle model [18]:

$$\Gamma_v = m^+ + m^-, \quad (5)$$

$$\text{with: } m^+ = -\frac{C_{\text{prod}} \rho_l \min(p - p_{\text{sat}}, 0)(1 - \alpha)}{\frac{1}{2} \rho_l u_\infty^2 t_\infty} \quad \text{and} \quad m^- = -\frac{C_{\text{dest}} \rho_v \max(p - p_{\text{sat}}, 0) \alpha}{\frac{1}{2} \rho_l u_\infty^2 t_\infty}.$$

Here $C_{\text{prod}} = 10\,000$, $C_{\text{dest}} = 50$ are empirical constants, $t_\infty = l_\infty / u_\infty$ is a reference time scale and p_{sat} is the reference saturation pressure. The parameters l_∞ , u_∞ and p_{sat} should be provided by the user ($l_\infty = 0.1\text{ cm}$, $u_\infty = 15\text{ to }30\text{ m.s}^{-1}$, $p_{\text{sat}} = 2000\text{ Pa}$, $\rho_l = 1000\text{ kg.m}^{-3}$, $\rho_v = 1\text{ kg.m}^{-3}$, $\mu_l = 10^{-3}\text{ Pa.s}$ and $\mu_v = 10^{-5}\text{ Pa.s}$ in this study). A standard k- ϵ turbulent model with Reboud correction [19] is used to take into account the influence of the compressibility of the two-phase medium on turbulence. The resolution scheme is based on a co-located fractional step scheme, which is associated with the SIMPLEC-type algorithm (see [2] for more details). Simulations are performed with a Courant-Friedrichs-Lewy (CFL) kept under 1.

3.2 Two-fluid approach of neptune_cfd

neptune_cfd is based on the so called two-fluid one pressure model extended to n-phases [1]. An ensemble-average is applied on constitutive conservation equations (mass, momentum and energy). This leads to a dedicated system of conservation equations and variables for each phase, except for pressure, which is the same for the phases. The present work considers two phases (liquid and vapor water) and a system of 6 conservation equations.

The system of equations is solved using a pressure correction along with fractional time-step approach. Physical properties of the pure phases such as density, heat coefficient, saturation properties, etc are obtained via the CATHARE thermodynamic tables for water [20]. Solved variables are two sets (for both phases) of velocity, total enthalpy, temperature and void fraction.

For each phase k (assumed l for liquid and v for vapor), the conservation equations for mass and momentum are (6) and (7):

$$\frac{\partial \alpha_k}{\partial t} + \text{div}(\alpha_k \rho_k \bar{U}_k) = \Gamma_k, \quad (6)$$

$$\frac{\partial \alpha_k \rho_k \bar{U}_k}{\partial t} + \overline{div}(\bar{U}_k \otimes \alpha_k \rho_k \bar{U}_k) = \overline{div}(\alpha_k \bar{\Sigma}_k) - \alpha_k \bar{\nabla} P + \alpha_k \rho_k \bar{g} + \bar{M}_k, \quad (7)$$

where, α_k is the void fraction, ρ_k is the density, \bar{U}_k is the velocity, Γ_k is a closure term responsible for mass transfer at the interface, $\bar{\Sigma}_k$ is the strain tensor, P is the pressure, \bar{g} is the gravity and $\bar{M}_k = \Gamma_k \bar{U}_k^l + \bar{M}_k^l$ is a closure term for momentum exchange between phases. The energy equation (8) is expressed as total enthalpy: $H_k = e_k + \frac{1}{2} u_k^2 + \frac{P}{\rho_k}$, with e_k the internal energy.

$$\frac{\partial \alpha_k \rho_k H_k}{\partial t} + \overline{div}(\alpha_k \rho_k H_k \bar{U}_k) = \alpha_k \frac{\partial}{\partial t} P + \alpha_k \rho_k \bar{g} \cdot \bar{U}_k - \overline{div}(\alpha_k Q_k) + \overline{div}(\alpha_k \bar{\Sigma}_k \cdot \bar{U}_k) + \bar{M}_k^l \cdot \bar{U}_k^l + \pi_k, \quad (8)$$

where, Q_k is heat transfer, \bar{M}_k^l and \bar{U}_k^l are the momentum transfer and the velocity at the interface, and $\pi_k = \Gamma_k H_k^l + Q_k^l$ is the source term for energy exchange between phases.

Interfacial source terms (Γ_k , \bar{M}_k^l , π_k) appear in the conservation equations (6, 7, 8). They account for interaction between phases and need to be modeled (see [17]). They follow jump conditions to close the system, respectively by developing the source terms expressions:

$$\sum_k^n \Gamma_k = 0, \quad (9)$$

$$\sum_k^n \Gamma_k \bar{U}_k^l + \bar{M}_k^l = 0, \quad (10)$$

where, the momentum source terms \bar{M}_k^l are those from the dispersed bubble flows [17].

$$\sum_k^{l,v} \Gamma_k H_k^l + Q_k^l = 0, \quad (11)$$

In this work, an original energy source term based on enthalpy is proposed to account for cavitation. Using the energy-jump equation (11) and the mass-jump condition (9) that implies $\Gamma_l = -\Gamma_v$ and finally considering that at the interface $H_k^l = H_k^{sat}$, the equation can be rewritten as:

$$\sum_k^{l,v} \Gamma_k H_k^l + Q_k^l = 0 \Leftrightarrow \Gamma_l H_l^l + Q_l^l + \Gamma_v H_v^l + Q_v^l = 0, \quad (12)$$

$$\text{Therefore:} \quad \Leftrightarrow \Gamma_l = -\Gamma_v = \frac{Q_l^l + Q_v^l}{H_v^{sat} - H_l^{sat}}, \quad (13)$$

where $H_v^{sat} - H_l^{sat}$ is the definition of the latent heat L .

This model expresses the energy transfer between the liquid water and vapor based on three heat transfer scenarios:

- If ($H_l < H_l^{sat}$), liquid is stable and no transfer is needed:

$$Q_l^l = 0 \quad (14)$$

- If ($H_l > H_l^{sat}$), liquid vaporizes:

$$Q_l^l = f(\alpha_l, \alpha_v) \frac{H_l^{sat}(P) - H_l(P, T_l)}{\tau_l} \quad (15)$$

- If ($H_v < H_l^{sat}$), vapor condenses:

$$Q_v^l = f(\alpha_l, \alpha_v) \frac{H_v^{sat}(P) - H_v(P, T_v)}{\tau_v} \quad (16)$$

- then, if ($H_v > H_l^{sat}$), vapor is stable but it is forced to return to the saturation. It is considered that vapor pressure is always close to its saturation value, because it is the dispersed phase:

$$Q_v^I = f(\alpha_l, \alpha_v) \frac{H_v^{sat}(P) - H_v(P, T_v)}{\tau_v} \quad (17)$$

with $f(\alpha_l, \alpha_v) = \max(\alpha_l, 10^{-5}) * \max(\alpha_v, 10^{-5})$ a numerical weighting parameter ensuring transition between phases. The relaxation time parameter τ_k [s], which could be different for each phase, is fixed at 10^{-4} s for both phases in this study. Numerical tests are in progress to evaluate the influence of the values of $f(\alpha_l, \alpha_v)$ and of τ_k .

The turbulence model is a k- ε linear production [20] that is only solved for the liquid phase since vapor is considered as dispersed inclusions at the simulation scale. The subscripts “ l ” are omitted for variables ρ , μ , \bar{U} , k and ε .

$$\left\{ \begin{array}{l} \rho \frac{\partial k}{\partial t} + \text{div} \left[\rho \bar{U} k - \left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \nabla k \right] = P + G - k \text{div}(\rho \bar{U}) \\ \rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \text{div} \left[\rho \bar{U} \varepsilon - \left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \nabla \varepsilon \right] = C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} [P + (1 - C_{\varepsilon 1})G] - \rho C_{\varepsilon 2} \frac{\varepsilon^2}{k} + \varepsilon \text{div}(\rho \bar{U}) \end{array} \right. \quad (18)$$

with:

$$\left\{ \begin{array}{l} P \text{ the viscous production term} \\ G \text{ gravitary term} \\ \mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \text{ the turbulent viscosity} \end{array} \right.$$

Table 3. Coefficients values of the $k - \varepsilon$ linear production model.

C_μ	$C_{\varepsilon 1}$	$C_{\varepsilon 2}$	σ_k	σ_ε
0.09	1.44	1.92	1	1.3

For all the simulations, the Courant-Friedrichs-Lewy (CFL) is kept under 1 except in few cells with *neptune_cfd* for cases at 25 and 30 m/s (CFL_{max} is then around 1.5 ~2.5). The associated time step varies between 6 μ s and 1 μ s for the different flow conditions.

4. Comparisons between numerical approaches and experimental data

4.1 Qualitative comparisons

The cavitating flow is found to be periodic for both approaches, as for the experiment. Some 3D simulations visualizations with *neptune_cfd* are presented in figure 3 (b). The vapor cavity breaks at 40% of the chord length and releases structures that are convected downstream along the hydrofoil chord. This is in qualitative accordance with pictures of the experiment (a). In the previous study with *Code_Saturne* (see figures 4 and 9), the shedded structures are less frequent and condense rapidly.

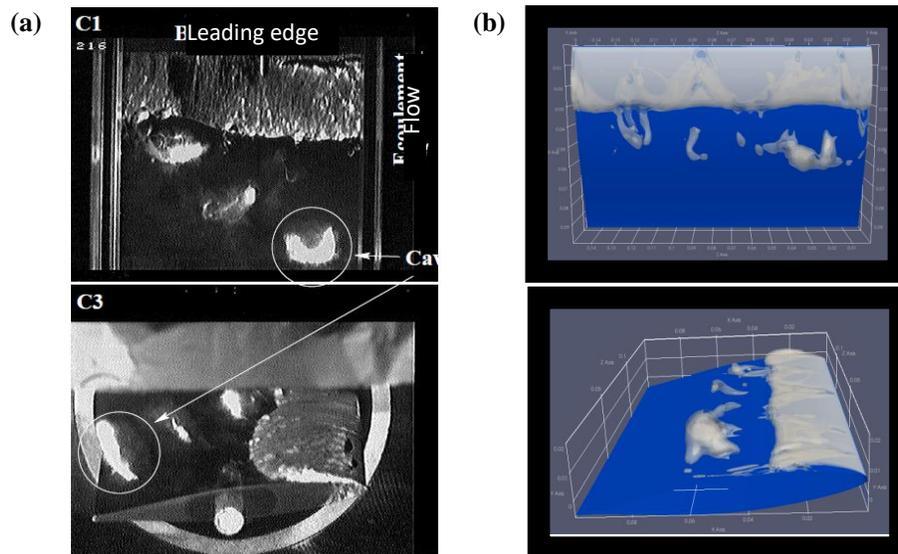


Figure 3. Qualitative comparison between experiment [3] (a) and two-fluid simulation with *neptune_cfd* (b) by displaying the 10% void fraction isosurface at $V_{in} = 15$ m/s and $\sigma = 1.59$ for a cavity of 40% chord length.

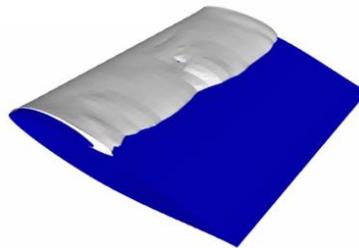


Figure 4. Example of homogeneous simulation with *Code_Saturne* by displaying the 10% void fraction isosurface at $V_{in} = 15$ m/s and $\sigma = 1.35$ for a cavity of 40% chord length [2].

The periodical dynamics of unsteady cloud cavitation is described in figure 5a where side views of the two-fluid simulation are presented for four consecutive instants. Firstly, the cavity grows and reaches a maximum length. A re-entrant jet then develops: this counter flow detaches the cavity. The detached structures are convected downstream and condense. Cavitation structure unsteadiness is analyzed by using a “space-time diagram” (figure 5b). This diagram shows, for each cell-element of the chord, the time evolution of the maximum void-fraction value perpendicular to the hydrofoil surface. It is a very useful graphical representation of the unsteady behavior of cavitation structures. This behavior is linked to the plot of total vapor volume (figure 5c): the evolution of the cavity length corresponds to the evolution of the total volume of vapor.

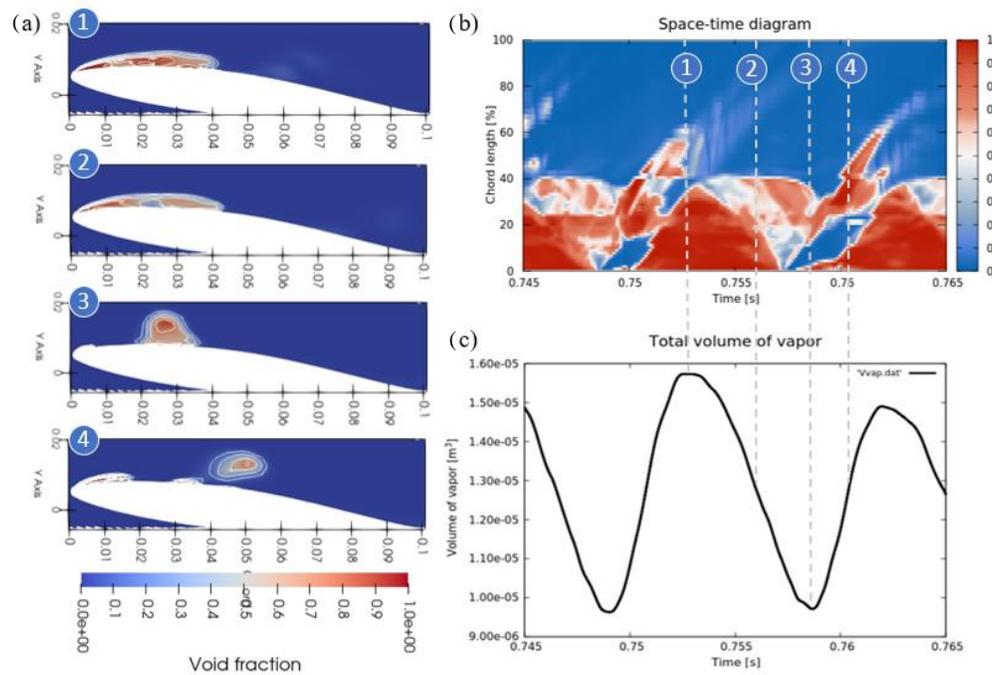


Figure 5. Slice-snapshots of the simulations taken at mid span (a) associated with corresponding instant on the space-time diagram (b) and total vapor volume time distribution (c).

4.2 Cavity length determination

Cavitation experimental data are recorded for a given mean cavity length, corresponding to $\sim 40\%$ of the chord in the present paper. With numerical simulations, it requires to define a post processing procedure. Most often, visualization of the cavity contour is done by displaying the 10% void fraction isosurface, but it does not define unambiguously the cavity length, because the contour is time varying.

A first method to define the cavity length can be the use of the space-time diagram. The minimum and maximum cavity length are identified and the mean cavity is supposed to be the middle of the delimited framing.

A second methodology is proposed in this paper to estimate the mean cavity length with more precision. The mean temporal pressure field is considered on the foil surface. Then the gradient of this average is calculated (figure 6). This highlight the closure region of the cavity where the pressure variation is important and concentrated on a small space. The cavity length is chosen to be the distance from the leading edge to the middle of this zone where the gradient reaches a maximum. This methodology is in accordance with both visualization of 10% isovalues of mean void fraction and length obtained with the space-time diagram.

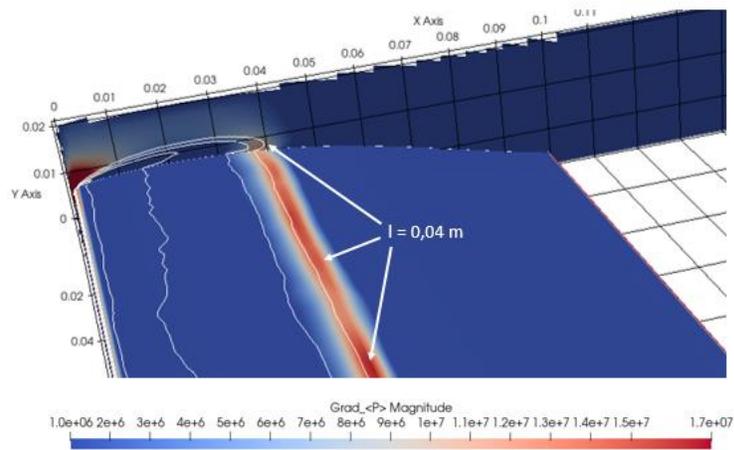


Figure 6. Illustration of the post processing to estimate cavity length. Color field is the gradient of average pressure and white lines are isovalues of mean void fraction [0, 0.1, 0.25, 0.5, 0.75]. *neptune_cfd* simulation at $V_{in} = 15$ m/s and $\sigma = 1.59$.

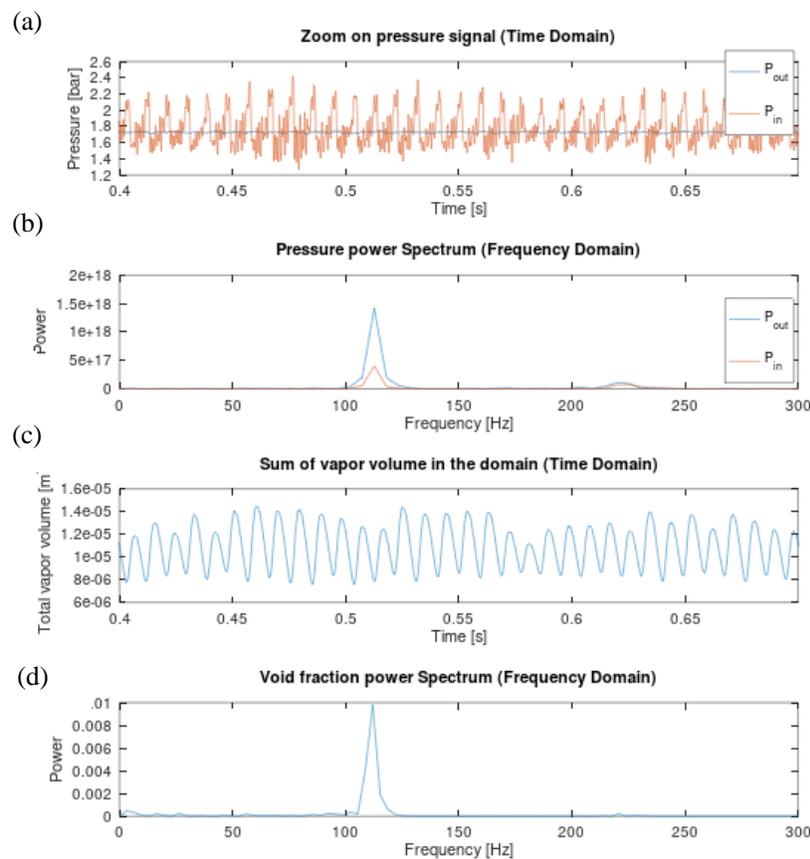


Figure 7. (a) Time evolution of the inlet and outlet pressures, (b) corresponding Fast Fourier Transforms (FFT), (c) time evolution of the total vapor volume and (d) corresponding FFT. 3D simulation at $V_{in} = 15$ m/s and $\sigma = 1.59$ with *neptune_cfd*.

4.3 Shedding frequency evaluations

To evaluate the frequency of the vapor shedding, the Fast Fourier Transforms (FFT) of the time evolutions of the inlet pressure and the total vapor volume have been carried out (figure 7). The sampling rates are the simulation time step and respect the Nyquist-Shannon sampling criteria. Both signals allow to recover the same frequency, equal to 109 Hz for $V_{in} = 15$ m/s and $\sigma = 1.59$.

4.4 Simulations results and comparisons

The experimental and simulation results for the considered cavitating flows conditions are presented in table 4 and plotted in figure 8. The two codes correctly capture the periodicity of unsteady cavitation with 3D simulations and results are in good agreement with experimental data. The results differ with the 2D simulations. With *neptune_cfd*, the simulated frequencies are kept in good agreement with experiment. With *Code_Saturne*, the simulated frequencies do not agree well with experimental data. For both 2D and 3D, *neptune_cfd* predicts sigma value that are close to experimental data (and even match it with 1.59 at 15m/s) where *Code_Saturne* gives sigma values that do not exceed 1.43 in the best case. This accordance decreases with the velocity increase for *neptune_cfd*, while still being in an acceptable range with the experiment.

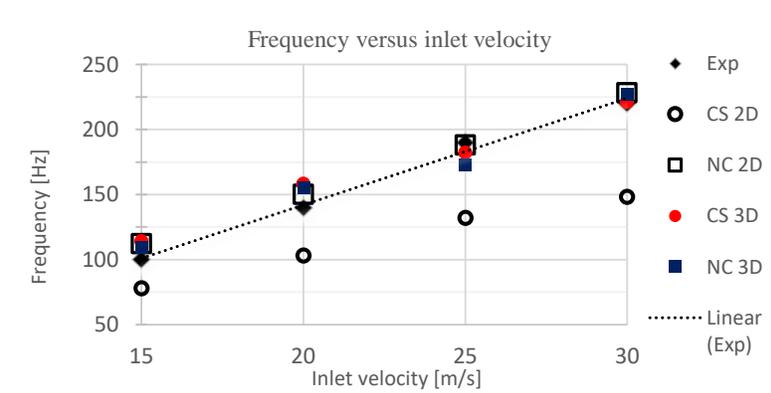


Figure 8. Simulation results for the two codes against experimental data.

Table 4. Simulation results for two codes (CS: *Code_Saturne* and NC: *neptune_cfd*) for 2D and 3D simulations, compared to experimental data. Simulations correspond to a cavity length of $\sim 40\%$ of the hydrofoil chord.

V_{in} [m/s]	Frequency [Hz]					σ [-]				
	EXP	3D		2D		EXP	3D		2D	
		CS	NC	CS	NC		CS	NC	CS	NC
15	100	114	109	78	112	1.59	1.43	1.59	1.35	1.59
20	140	158	138	103	150	1.60	1.40	1.56	1.35	1.54
25	190	182	173	132	188	1.62	1.44	1.54	1.35	1.53
30	220	221	227	148	228	1.63	1.43	1.51	1.35	1.57

4.5 Other differences between the two models

The cavity length and frequency are the main quantities to compare numerical simulations with experimental results. But a more rich and convenient way to sum up all this information is to use the space-time diagram presented before. Figure 9 shows space-time diagrams from the homogeneous simulation (a) and from the two-fluid simulation (b). Both codes are able to catch the periodic behavior of cloud cavitation, but the shape of the cavity differs. The cavity is clearly

identifiable and has a strong periodic pattern with *neptune_cfd* whereas the shape with *Code_Saturne* is less determined and vary between cycles. In fact, the repartition of maximum void fraction in the cavity is very different. It is close to 1 in the cavity for *neptune_cfd*, whereas the value varies between 0.5 and 1 for *Code_Saturne*, except locally at the leading edge and at the cavity closure where a void fraction near 1 is always present. The void fraction value has not been determined experimentally for this geometry. However, space-time diagrams obtained with grey levels of experimental movies from other geometries [21] indicate a vapor structure periodic behavior similar to one obtained from numerical simulations. As seen in section 4.1, with *Code_Saturne*, detached structures rapidly condense. This impacts the evaluation of the mean cavity length.

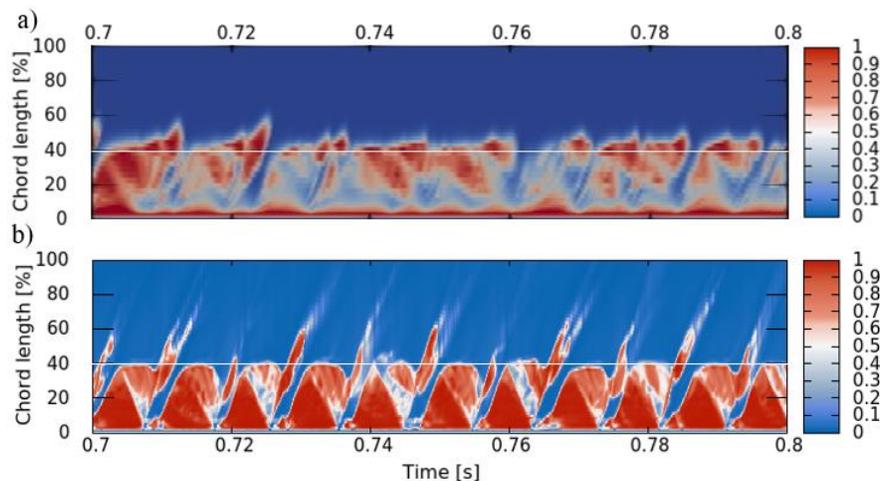


Figure 9. Space-time diagram at $l/c=40\%$ and $V_{in}=15$ m/s for 3D simulations of a) homogeneous approach with *Code_Saturne* [2] and $\sigma= 1.35$ and b) two-fluid model with *neptune_cfd* with $\sigma= 1.59$. White line indicates the 40% chord cavity length.

5. Conclusions

In this work a closure model for the two-fluid code *neptune_cfd* is described and compared with the homogenous model of *Code_Saturne*. Both codes give satisfactory results with 3D simulations: the periodic behavior of the vapor structures on the hydrofoil is adequately predicted. The two-fluid code gives better results in 2D than the homogeneous one. With 3D simulations it also allows a better description of unsteady cavitation flows by capturing convected structures in accordance with experimental visualization. There is also a quantitative improvement since cavitation parameter σ is closest to its experimental value with the two-fluid approach. A sensibility study is ongoing for the parameters that could affect the model.

The next part of the work is to implement the cavitation intensity model used in [2,13] and to improve the comparison between these two modeling approaches in cavitation erosion prediction.

Results are encouraging but need to be extended with different geometries and flow conditions to ensure robustness of the model. Then the model will be applied to a centrifugal pump.

The use of a two-fluid model with energy equation resolution could also allow to treat cavitation of thermosensitive fluids. The influence of the nature of fluids on cavitation behavior will be studied in a future work.

References:

- [1] Mimouni S, Boucker M, Lavieville J, Guelfi A and Bestion D 2008 Modelling and computation of cavitation and boiling bubbly flows with the NEPTUNE CFD code, *Nuclear Engineering and Design*, 238 vol 3 p 680
- [2] Leclercq C, Archer A, Fortes Patella R and Cerru F 2017 Numerical cavitation intensity on a hydrofoil for 3d homogeneous unsteady viscous flows, *Int. J. Fluid Mach. Syst.* 10 vol 3 p 254
- [3] Pereira F, Avellan F and Dupont JM 1998 Prediction of cavitation erosion: an energy approach, *Journal of Fluid Engineering, Transactions of the ASME* vol 120
- [4] Kunz R, Boger D, Chyczewski T, Stinebring D, Gibeling H and Govindan T 1999 Multi-phase CFD analysis of natural and ventilated cavitation about submerged bodies, *Proc. FEDSM 99*
- [5] Singhal A, Athavale M, Li H and Jiang Y 2002 Mathematical basis and validation of the full cavitation model, *Journal of Fluids Engineering, Transactions of the ASME*, 124 vol 3 p 617
- [6] Coutier-Delgosha O, Reboud JL and Delannoy Y 2003 Numerical simulation of the unsteady behaviour of cavitating flows, *Int. J. Numerical Methods Fluids* 42 vol 5 p 527
- [7] Shams E, Finn J and Apte S 2011 A numerical scheme for euler-lagrange simulation of bubbly flows in complex systems, *Int. J. for Numerical Methods in Fluids* 67, 12 p 1865
- [8] Maeda K and Colonius T 2018 Eulerian-lagrangian method for simulation of cloud cavitation, *Journal of Computational Physics* 371 p 994
- [9] Giannadakis E, Gavaises M and Arcoumanis C 2008 Modelling of cavitation in diesel injector nozzles, *Journal of Fluid Mechanics* 616 p 153
- [10] Ma J, Hsiao CT and Chahine G 2015 Modelling cavitating flows using an eulerian-lagrangian approach and a nucleation model, *J. of Physics: Conference Series* 656, 12 p 012160
- [11] Ghahramani E, Arabnejad M H and Bensow R E 2018 Realizability improvements to a hybrid mixture-bubble model for simulation of cavitating flows, *Computational Fluids* 174 p 135
- [12] Saurel R and Lemetayer O 2001 A multiphase model for compressible flows with interfaces, shocks, detonation waves and cavitation, *Journal of Fluid Mech.* 431 p 239
- [13] Fortes Patella R, Archer A and Flageuil C 2012 Numerical and experimental investigations on cavitation erosion, *IOP Conf. Ser.: Earth Environ. Sci.* 15 p 022013
- [14] Krumenacker L, Fortes Patella R and Archer A 2014 Numerical estimation of cavitation intensity, *IOP Conference Series : Earth and Environmental Science* 22 p 052014
- [15] Leclercq C, Archer A, Fortes Patella R and Cerru F 2017 First attempt on numerical prediction of cavitation damage on a centrifugal pump, *Proc. of the ASME Fluids Eng. Division Summer Meeting FEDSM2017 Waikoloa, Hawaii, USA*
- [16] Leclercq C, Fortes Patella R and Archer A 2021 Cavitation erosion mechanism: numerical study of the interaction between pressure waves and vapor bubbles, *IOP Conf. Ser.: Earth Environ. Sci.* p 774 012024
- [17] Ferhat J, Archer A, Fortes Patella R and Mimouni S 2022 Numerical simulation of unsteady cavitation on a hydrofoil using a two-fluid model with neptune_cfd, *19th Int. Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermal Hydraulics* Log nr. 35939
- [18] Merkle C L, Li D and Venkateswaran S 1992 A preconditioned Navier-Stokes method for two-phase flow with application to cavitation prediction, *Journal of Fluids Mech.* 29
- [19] Coutier-Delgosha O, Fortes Patella R and Reboud JL 2003 Evaluation of the turbulence model influence on the numerical simulations of unsteady cavitation, *Journal of Fluids Engineering, Transactions of the ASME* 125.1 p 38
- [20] Guelfi A, Bestion D, Boucker M, Boudier P, Fillion P, Grandotto M, Hérard JM, Hervieu E and Péturaud P 2007 NEPTUNE: a new software platform for advanced nuclear thermal hydraulics, *Nuclear Science and Engineering* 156 p 281
- [21] Carrat JB, Fortes Patella R and Franc JP 2017 Assesment of cavitating flow aggressiveness on a hydrofoil: experimental and numerical approaches, *Proc. of the ASME Fluids Eng. Division Summer Meeting FEDSM2017 Waikoloa, Hawaii, USA*

Simulation des écoulements instationnaires cavitants avec le code bi-fluide NEPTUNE_CFD

Contexte

La cavitation est le phénomène de vaporisation par baisse de la pression locale. Elle se produit lorsque la pression locale du fluide baisse sous la pression de saturation. A l'inverse lorsque qu'une bulle de vapeur est soumise à une hausse de pression, elle condense brutalement et peut alors détériorer les matériaux environnants. C'est l'érosion de cavitation.

La cavitation concerne potentiellement toutes les machines hydrauliques, notamment lors des restrictions de sections qui induisent une baisse de la pression locale. De nombreux organes hydrauliques exploités par EDF sont donc concernés : pompes, turbines hydrauliques, diaphragmes, vannes, coudes,....

La cavitation est ainsi responsable de :

- Baisse des performances,
- Création de bruit et de vibration,
- Érosion des matériaux.



Cavitation sur l'extrados d'un hydrofoile



Illustration d'une pompe érodée

La cavitation concerne tous les liquides, notamment le sodium liquide, examiné comme caloporteur des réacteurs nucléaires à neutrons rapides. Dans les architectures envisagées, la cavitation des pompes primaires est un critère dimensionnant pour la taille de la cuve qui les contient.

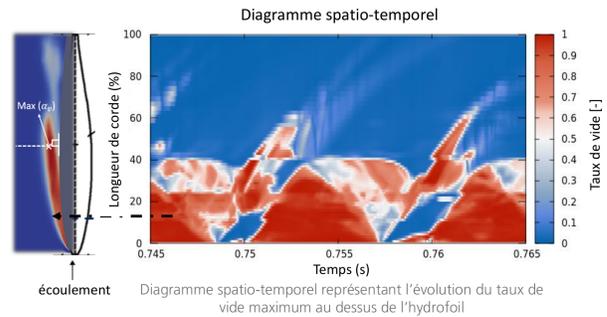
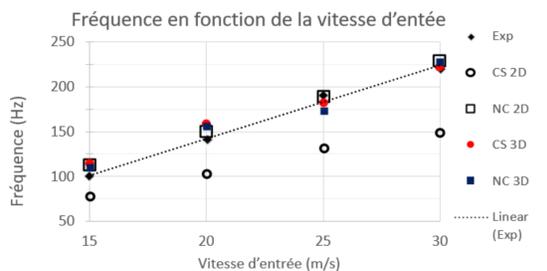
Objectifs de la thèse :

- Tirer partie du code bi-fluide *neptune_cfd* pour mieux modéliser la cavitation,
- Implémenter le modèle d'intensité de cavitation, pour quantifier le risque d'érosion, de C. Leclercq [1],
- Evaluer l'effet du changement de la nature du fluide (eau → sodium).

Présentation du code

Dans la littérature, la modélisation de la cavitation repose principalement sur des codes dits homogènes, appelés aussi « 1-fluide », souvent sans traiter l'équation de conservation de l'énergie. Cette approche 1-fluide a été mise en œuvre dans le module cavitant de Code_Saturne [1]. Dans cette thèse nous utilisons une approche bi-fluide au travers du code *neptune_cfd*. L'approche bi-fluide permet de traiter les deux phases en modélisant leurs échanges de masse, de quantité de mouvement et d'énergie. Les propriétés physiques de l'eau ne sont plus constantes, mais tirées de tables thermodynamiques.

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \alpha_k \rho_k}{\partial t} + \text{div}(\alpha_k \rho_k \bar{U}_k) = \Gamma_k \\ \frac{\partial \alpha_k \rho_k \bar{U}_k}{\partial t} + \text{div}(\bar{U}_k \otimes \alpha_k \rho_k \bar{U}_k) = \overline{\text{div}}(\alpha_k \bar{\tau}_k + \bar{\Sigma}_k) - \alpha_k \bar{\nabla} P \\ \quad + \alpha_k \rho_k \bar{g} + \bar{M}_k^l + \Gamma_k \bar{U}_k^l \\ \frac{\partial \alpha_k \rho_k H_k}{\partial t} + \text{div}(\alpha_k \rho_k H_k \bar{U}_k) = \alpha_k \frac{\partial}{\partial t} P + \alpha_k \rho_k \bar{g} \cdot \bar{U}_k - \text{div}(\alpha_k Q_k) \\ \quad + \text{div}(\alpha_k \bar{\tau}_k \cdot \bar{U}_k) + \bar{M}_k^l \cdot \bar{U}_{ki} + \pi_k \end{array} \right.$$



Développement d'un nouveau terme source d'énergie en enthalpie

La vaporisation engendrée est un phénomène endothermique qui peut causer un refroidissement suffisant pour modifier les propriétés physiques du fluide, notamment en baissant la valeur locale de pression de vapeur, et donc réduire le développement de la cavitation.

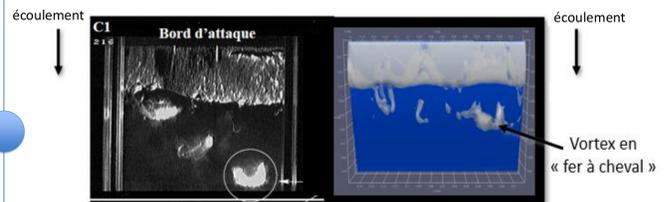
Nous proposons ici un premier modèle en enthalpie traitant la vaporisation ainsi que la condensation. Pour ce faire *neptune_cfd* définit le transfert de chaleur entre les phases en partant de la relation de saut suivante [2] :

$$\sum_k^{l,v} \pi_k = 0 \Leftrightarrow \Gamma_l H_l^l + Q_l + \Gamma_v H_v^l + Q_v = 0$$

$$\Gamma_l = -\Gamma_v = \frac{Q_l + Q_v}{H_k^{sat}(P) - H_l^{sat}(P)}$$

Le terme source s'écrit :

$$Q_l = -\frac{f(\alpha_l, \alpha_v)}{\tau_k} (H_k - H_k^{sat}(P))$$



Comparaison qualitative des résultats expérimentaux [3] (gauche) et d'une simulation 3D avec le modèle en enthalpie (droite).

Poursuite de l'étude

Nous avons utilisé *neptune_cfd* pour la cavitation sur un hydrofoile et obtenus des résultats très satisfaisants en 2D et 3D à différentes conditions d'écoulement.

Nous intégrons maintenant le modèle d'intensité de cavitation de C. Leclercq [1] pour évaluer les capacités prédictive du modèle bi-fluide pour l'érosion, en tirant parti des essais de marquages réalisés par F. Pereira [3]. Enfin, des simulations en sodium permettront de quantifier l'effet de la nature du fluide. Nous espérons également pouvoir réaliser une simulation d'une pompe centrifuge SHF en condition cavitante.

Références

- [1] C. Leclercq. Simulation numérique du chargement mécanique en paroi généré par les écoulements cavitants, pour application à l'usure par cavitation des pompes centrifuges. Mécanique des matériaux. UGA, 2017, tel-01793821.
- [2] Mimouni S. et al. (2008). Modelling and computation of cavitation and boiling bubbly flows with the NEPTUNE_CFD code. NED 238(3):680-692.
- [3] Pereira, F. Prédiction de l'érosion de cavitation : approche énergétique Thèse de doctorat, 1997, EPFL.

