



THÈSE

présentée à

L'UNIVERSITÉ DE PAU ET DES PAYS DE L'ADOUR

ÉCOLE DOCTORALE DES SCIENCES EXACTES ET LEURS APPLICATIONS (ED211)

par

BENOÎT DUCASSOU

pour l'obtention du grade de

DOCTEUR EN GÉNIE CIVIL

MODÉLISATION DE L'INTERACTION ENTRE UN FLUIDE À SURFACE LIBRE ET UN SOLIDE RIGIDE SOUMIS À DES EFFORTS EXTÉRIEURS PAR UNE MÉTHODE DE PÉNALISATION

Soutenance prévue le 20/01/2016 devant la Commission d'examen formée de :

STÉPHANE ABADIE	Professeur - Directeur de thèse	SIAME – UPPA Anglet
MARCELA CRUCHAGA	Professeur	DIMEC – USACH Santiago de Chile
PIERRE FERRANT	Professeur	LHEEA – EC Nantes
PIERRE LUBIN	Professeur - Rapporteur	I2M – Université Bordeaux 1
ABDELLATIF OUAHSINE	Professeur - Président du jury	ROBERVAL – UTC Compiègne
PHILIPPE SERGENT	Directeur de recherche - Rapporteur	CEREMA

Résumé

Le travail qui a été effectué lors de cette thèse porte sur l'interaction entre un fluide à surface libre et un solide rigide soumis à des efforts extérieurs de raideur et d'amortissement. Lorsque l'on étudie cette interaction, l'enjeu est de résoudre simultanément et au mieux l'équilibre entre l'écoulement du fluide et le mouvement du solide. Le choix a été fait de travailler avec un code VOF Navier-Stokes, et de mettre en place une méthode de pénalisation par la viscosité dynamique afin de simuler la présence d'un solide rigide dans le domaine de calcul. Nous avons travaillé sur le contrôle de la non déformation de la zone fluide pénalisée, sur la contrainte du mouvement de la zone fluide pénalisée à l'aide de conditions cinématiques ainsi que sur l'imposition d'efforts extérieurs de type raideur et amortissement via le terme d'accélération. Après avoir validé l'ensemble des évolutions apportées à la méthode nous avons réalisé l'étude numérique de deux applications technologiques. La première est l'étude d'un système d'amortissement actif du ballonnement d'un fluide contenu dans une cuve. Dans la seconde nous nous sommes intéressés au rendement d'un système houlomoteur de type volet oscillant en tangage autour d'un axe fixe. Ces deux applications ont montré la viabilité de la méthode pour traiter des cas pratiques réels.

Remerciements

La rédaction de remerciements est toujours délicate : on aimerait n’oublier personne mais malheureusement on remercie moins de la moitié de ceux qui le méritent à moitié moins qu’ils ne le méritent. Je me lance :

Stéphane ABADIE, directeur de thèse

Stéphane, je tiens à t’exprimer mes plus vifs remerciements. J’ai souvent dirigé ma barque comme je l’entendais mais tu as toujours été présent, attentif et disponible lorsque j’ai fait appel à toi. Tu as très vite cerné ma personnalité et durant 3 ans tu as su faire en sorte que notre collaboration soit fructueuse. Un grand merci à toi !

Marcela CRUCHAGA

Depuis notre première rencontre à la « UNIVERSIDAD DE SANTIAGO DE CHILE » en octobre 2011 jusqu’à ma soutenance de thèse en janvier 2016, j’ai toujours été extrêmement sensible à tes qualités humaines d’écoute et de compréhension. Pour tes conseils, ton aide et ton soutien : ¡Muchisimas gracias !

Membres du jury

J’exprime tous mes remerciements à l’ensemble des membres de mon jury : Pierre FERRANT, Pierre LUBIN, Abdellatif OUAHSINE, Philippe SERGENT ainsi que Marcela CRUCHAGA et Stéphane ABADIE précédemment cités.

Institutions

Ces remerciements seraient incomplets si je n’en adressais pas aux différentes institutions ayant permis le financement de ce travail :

- Merci au MINISTÈRE DE L’ENSEIGNEMENT SUPÉRIEUR ET DE LA RECHERCHE ainsi qu’à l’ENS DE CACHAN qui ont financé cette thèse en m’accordant un poste d’allocataire de recherche,
- Merci également au comité français ECOS-Sud ainsi qu’à la commission chilienne CONICYT pour le financement du projet ECOS-CONICYT n° C12E01 ayant permis la collaboration de notre équipe avec celle de la Pr. CRUCHAGA de la USACH,
- Enfin, merci au projet national EMACOP pour son soutien.

Famille et Amis

Je souhaite aussi exprimer ma gratitude aux membres de ma famille et à mes amis car tous le méritent : Jenofa, Ama et Aita, Manue et Pierre, Agnès Baptiste et petit Luix, Mamie (pour le déjeuner hebdomadaire), etc.

Je tiens également à remercier (dans le désordre) toutes les personnes formidables rencontrées avant et pendant ces trois années de thèse, avec quelques mentions spéciales :

- André, Hélène et Christian pour avoir cru en moi et m'avoir incité à poursuivre mes études à Cachan,
- Rachid pour m'avoir trouvé un contact formidable au Chili,
- L'équipe IVS composée de Cyril, Manuel, Iñaki, Denis, Philippe et plus tard Lucie, pour ces trois belles années,
- Olivier et Vincent du LFC-R,
- Kelly, Eddie, JB et les autres,
- L'ensemble des membres du laboratoire SIAME,
- L'équipe pédagogique et administrative de l'ISA BTP,
- L'ensemble des membres du laboratoire LFC-R,
- Les étudiants de l'ISA BTP,
- Les 1095 personnes découvertes une à une quotidiennement à 10h du matin,
- ...

J'ai sûrement oublié beaucoup de monde mais l'important n'est pas d'apparaître dans cette liste non-exhaustive. L'important est que vous sachiez que je vous suis infiniment reconnaissant.

MERCI À TOUTES ET TOUS !

Table des matières

Résumé	iii
Remerciements	iv
Table des matières	vi
Table des figures	xi
Liste des tableaux	xv
1 Introduction générale	1
1.1 Contexte de la thèse	2
1.2 Méthodes numériques pour l'interaction fluide-structure (IFS)	5
1.2.1 Physique en jeu	5
1.2.2 Méthodes numériques d'interaction	7
1.2.2.1 Méthode SPH	8
1.2.2.2 Méthode ALE	9
1.2.2.3 Méthode des domaines fictifs	9
1.2.3 Méthode de pénalisation par viscosité	10
1.3 Organisation du manuscrit	11
1.4 Bibliographie du chapitre	13
2 Modèle numérique	17
2.1 Présentation de THETIS	18
2.1.1 Généralités	18
2.1.2 Résolution des équations de Navier-Stokes	20
2.1.2.1 Discrétisation temporelle des équations	20
2.1.2.2 Découplage vitesse-pression	21
2.1.2.3 Discrétisation spatiale des équations	22
2.1.3 Suivi d'interface	23
2.1.3.1 Méthode VOF-PLIC	25
2.1.3.2 Régularisation de phase - Méthode SVOF	29

2.1.4	Détermination des variables thermodynamiques	30
2.1.5	Modèle de turbulence	31
2.2	Modélisation d'un solide en Navier-Stokes	32
2.2.1	Étude théorique de la non déformation	32
2.2.2	Méthode de pénalisation	33
2.2.3	Contrôle de la rigidification	34
2.2.4	Détermination de Cdef en chaque nœud de la grille principale (grille de pression)	35
2.3	Modélisation d'efforts extérieurs de type raideur et amortissement dans Navier-Stokes	36
2.3.1	Prise en compte des efforts extérieurs à l'interaction fluide-structure . .	37
2.3.2	Contrainte du mouvement du solide	38
2.3.2.1	Translation	39
2.3.2.2	Rotation	39
2.4	Point triple	40
2.5	Conclusion	48
2.6	Bibliographie du chapitre	50
3	Validations	53
3.1	Introduction	54
3.2	Contrôle de la rigidification	54
3.3	Validations du modèle d'interaction fluide-structure	56
3.3.1	Présentation de l'étude menée	56
3.3.2	Présentation du modèle MEF-MLIT (code VULCAN)	58
3.3.3	Sensibilité au maillage	58
3.4	Validations du modèle d'interaction fluide-structure avec forces extérieures . .	61
3.4.1	Ballotement	61
3.4.2	Force de rappel et d'amortissement	65
3.4.2.1	Vibrations libres en translation	65
3.4.2.2	Vibrations libres en rotation	68
3.5	Conclusion	70
3.6	Bibliographie du chapitre	71
4	Application 1 : Procédé d'amortissement du ballotement actif	73
4.1	Introduction	74
4.1.1	La ballotement	74
4.1.2	Amortissement du ballotement	75

4.1.3	Présentation d'un concept d'amortissement de ballottement actif	77
4.1.3.1	Cas de l'oscillateur masse-ressort-amortisseur dans l'air	77
4.1.3.2	Analyse du concept	80
4.2	Validation (étude expérimentale et numérique)	80
4.2.1	Montage expérimental	81
4.2.2	Outils de mesure	83
4.2.3	Expériences réalisées	84
4.2.4	Modélisation de l'expérience	85
4.2.5	Résultats	87
4.2.5.1	Cas de l'oscillateur seul	87
4.2.5.2	Cas de l'oscillateur confiné	90
4.2.5.3	Cas de l'oscillateur immergé	91
4.3	Étude du système d'amortissement de ballottement	100
4.3.1	Ballottement sans système oscillant : cas de référence	100
4.3.2	Ballottement avec système oscillant	101
4.4	Conclusion	104
4.5	Bibliographie du chapitre	105
5	Application 2 : Étude d'un système houlomoteur	107
5.1	Introduction : le projet EMACOP	108
5.1.1	Contexte du projet	108
5.1.2	Objectifs du projets	108
5.2	Étude d'un système houlomoteur	110
5.2.1	Présentation de l'étude réalisée	111
5.2.2	Calibration du modèle numérique	112
5.2.2.1	Générateur de houle	112
5.2.2.2	Caractéristiques du système houlomoteur	116
5.2.3	Étude du rendement par la simulation numérique	121
5.2.4	Système en mer	121
5.2.4.1	Présentation du cas étudié	121
5.2.4.2	Résultats	121
5.2.5	Système devant un ouvrage réfléchissant	124
5.2.5.1	Présentation du cas étudié	124
5.2.5.2	Résultats	125
5.3	Conclusion	127
5.4	Bibliographie du chapitre	128

6 Conclusion et perspectives	129
6.1 Conclusion	130
6.2 Perspectives	132
Bibliographie générale	139

Table des figures

1.1	Gewoonboot : prototype de maison flottante écologique à Amsterdam.	2
1.2	Exemple d'impacts de vagues sur des structures.	3
1.3	Schéma des différents types de systèmes houlomoteurs.	4
1.4	Exemple d'interaction fluide à surface libre - solide rigide.	6
1.5	Modélisation multi-physiques d'un système houlomoteur.	7
1.6	Schéma du couplage d'un code fluide et d'un code structure.	8
1.7	Schéma d'un code résolvant à la fois le fluide et la structure.	8
2.1	Définition des grilles décalées et des volumes de contrôle correspondant à chaque variables	19
2.2	Disposition des différents nœuds autour d'un nœud de pression (P) et d'un nœud de viscosité (V_{ne})	20
2.3	Schéma des configurations possibles pour une étude bi-fluides.	24
2.4	Schématisation des trois étapes de la méthode VOF-PLIC.	25
2.5	Deuxième étape de la méthode VOF-PLIC - le positionnement de l'interface se fait en évaluant les deux situations limites correspondant à une maille remplie au maximum (Φ_{max}) et une maille remplie au minimum (Φ_{min})	26
2.6	Calcul de la fonction couleur - Méthode VOF-PLIC	28
2.7	Accélération additionnelle en rotation (gauche) et en translation (droite)	38
2.8	Mise en place d'un axe de translation	40
2.9	Vitesse autour du centre de rotation du solide	40
2.10	Schéma du problème étudié (a) et zoom au niveau du point triple (b)	41
2.11	Instantanés de simulation numérique ($Amp = 0.5cm, f = 1.7Hz$) et évolution du point triple à $t = 0$ s, 0.3 s, 0.5 s, 0.8 s, 1.1 s, 1.3 s, 1.6 s, 1.9 s et 2.7 s.	42
2.12	Instantané du point triple à $t=3.3$ s, avec isocontours de la fonction couleur $\Phi_{Frigide}$ du fluide rigidifié ($\Phi_{Frigide} = [1.10^{-8}; 1, 5.10^{-7}; 2, 5.10^{-6}; 4.10^{-5}; 6, 3.10^{-3}; 1.10^{-2}]$).	43
2.13	Instantané du point triple à $t=3.3$ s, , avec isocontours de la fonction couleur $\Phi_{Frigide}$ du fluide rigidifié, pour chacune des méthodes de résolution testée : moyenne discontinue (a), régularisation de phase (b) et nettoyage de la zone de diffusion (c).	44
2.14	Point de pression au voisinage de l'interface du bloc.	45

2.15	Valeur de la variable thermodynamique VT dans une maille mixte en fonction de la fonction couleur Φ_{F_1} et du type de moyenne utilisé.	46
2.16	Étapes de la reconstitution de l'interface.	47
3.1	Évolution du fluide visqueux au cours de la simulation numérique : état initial à gauche ; état après 0,38s de simulation à droite (pour $\mu = 1.10^4 Pa.s$).	55
3.2	Schéma de rigidification du cas étudié.	56
3.3	Schéma du cas de validation étudié	57
3.4	Schéma du maillage	59
3.5	Évolution de la vitesse de la sphère (résultats numériques et expérimentaux) . .	60
3.6	Schéma de l'étude expérimentale réslisée par Cruchaga et al. (2013).	62
3.7	Évolution de la surface libre à différentes fréquences d'excitation et à régime périodique.	63
3.8	Oscillateur masse-ressort-amortisseur en translation initialement écarté de sa position d'équilibre	66
3.9	Réponse du système en fonction du maillage ; les simulations S1, S2 et S2 correspondant respectivement à des maillages Δ_{ref} , $\Delta_{ref}/2$ et $\Delta_{ref}/3$	67
3.10	Comparaison entre les réponses analytiques et numériques pour des régimes pseudo-périodique (a), critique (b) et apériodique (c)	68
3.11	Pendule masse-ressort-amortisseur initialement écarté de sa position d'équilibre	68
3.12	Comparaison entre les réponses analytiques et numériques pour des régimes périodique (a) et pseudo-périodique (b).	69
4.1	Ballotement de l'eau contenue dans une carafe.	74
4.2	Systèmes d'amortissement de ballotement par déflecteurs cylindrique et horizontal présentés et étudiés par Maleki and Ziyaeifar (2008).	75
4.3	Systèmes d'amortissement de ballotement par plaque inclinée placée en fond de réservoir. Système présenté et étudié par Gedikli and Ergüven (1999).	76
4.4	Schéma de principe du concept d'amortisseur de ballotement proposé.	77
4.5	Schéma de l'oscillateur masse-ressort-amortisseur forcé étudié.	77
4.6	Facteur d'amplification β en fonction du rapport de fréquence ψ	79
4.7	Déphasage ϕ en fonction du rapport de fréquence ψ	79
4.8	Maquette expérimentale : (a) Montage expérimental ; (b) schéma du problème étudié.	81
4.9	Schéma 3D de la maquette et des outils de mesures.	83
4.10	Évolution de la surface libre sur des cas expérimentaux : (a) comportement 2D à $f=1,25$ Hz, (b)comportement 3D à $f=1,9$ Hz.	85

4.11	Maillage du domaine numérique et points de contrôle de la surface libre.	87
4.12	Évolutions numériques (gauche) et expérimentales (droite) du mouvement du bloc et de la table vibrante en régime périodique à 3,7 Hz, 4,0 Hz et 4,5 Hz. . .	88
4.13	Oscillateur seul : synthèse de l'amplitude et du déphasage du bloc en fonction de la fréquence d'excitation.	89
4.14	Instantanés de la simulation numérique $f=4,0$ Hz à $t=10,22$ s ; $10,25$ s ; $10,30$ s et $10,32$ s. La ligne noire et les lignes blanches représentent l'interface air/bloc et les lignes de courant, respectivement.	90
4.15	Oscillateur confiné : synthèse de l'amplitude et du déphasage du bloc en fonction de la fréquence d'excitation.	91
4.16	Instantanés de la simulation numérique $f=1,4$ Hz à $t=40,2$ s / $40,27$ s / $40,48$ s et $40,55$ s.	92
4.17	Évolutions numériques (gauche) et expérimentales (droite) du mouvement du bloc et de la table vibrante en régime périodique à 0,75 Hz, 1,25 Hz et 1,7 Hz. .	93
4.18	Oscillateur immergé ($H=40$ cm) : synthèse de l'amplitude et du déphasage du bloc en fonction de la fréquence d'excitation.	94
4.19	Évolutions numériques (gauche) et expérimentales (droite) de la surface libre de l'eau et de la table vibrante en régime périodique à 0,75 Hz, 1,25 Hz et 1,7 Hz.	95
4.20	Oscillateur immergé ($H=35$ cm) : synthèse de l'amplitude et du déphasage du bloc en fonction de la fréquence d'excitation.. . . .	97
4.21	Oscillateur immergé ($H=30$ cm) : synthèse de l'amplitude et du déphasage du bloc en fonction de la fréquence d'excitation.	98
4.22	Oscillateur immergé ($H=25$ cm) : synthèse de l'amplitude et du déphasage du bloc en fonction de la fréquence d'excitation.	99
4.23	Cas du réservoir contenant uniquement 40cm d'eau : amplitude du mouvement de la surface libre en fonction de la fréquence d'excitation.	100
4.24	Cas du réservoir contenant uniquement 40cm d'eau : amplitude du mouvement de la surface libre en fonction de la fréquence d'excitation.	101
4.25	Amplitude du mouvement de la surface libre en fonction de la fréquence d'excitation pour des inerties de bloc différentes.	103
5.1	Le système WaveRoller développé par AW-Energy LTd : parc de WaveRoller aux abords d'une côte (à gauche) et zoom sur un système WaveRoller (à droite)	110
5.2	Schéma de principe du fonctionnement du système étudié.	110
5.3	Schéma de la première configuration étudiée : flap oscillant en mer.	111
5.4	Schéma de la seconde configuration étudiée : flap oscillant placé devant un ouvrage réfléchissant.	111

5.5	Schéma du système de génération de la houle.	112
5.6	Domaine de validité des théories approchées pour les vagues régulières, en fonction de la profondeur h , de la hauteur de la vague H , de la période temporelle de la vague τ et de la pesanteur g	113
5.7	Instantanés de la génération d'une houle régulière à l'aide d'un terme source à différents pas de temps.	115
5.8	Repérage des différentes zones du système étudié.	116
5.9	Réponse théorique de l'oscillateur libre initialement écarté de sa position d'équilibre.	117
5.10	Instantanés du mouvement d'oscillateur libre, initialement écart de sa position d'équilibre, confiné dans l'eau et à différents pas de temps.	118
5.11	Réponse théorique de l'oscillateur libre initialement écarté de sa position d'équilibre.	119
5.12	Réponse de l'oscillateur libre, initialement écarté de sa position d'équilibre, immergé sous la surface libre de l'eau.	120
5.13	Instantanés du mouvement d'oscillateur libre, initialement écart de sa position d'équilibre, immergé dans l'eau et à différents pas de temps.	120
5.14	Schéma du premier cas-test étudié, flap oscillant en mer.	121
5.15	Instantané de simulation numérique : ensemble du domaine numérique à $t=12,4s$. 122	
5.16	Instantané de simulation numérique : zoom autour du système houlomoteur à $t=55,3s$	122
5.17	Réponse du batteur à l'excitation de la houle régulière imposée.	123
5.18	Puissance instantanée récupérée par le batteur.	123
5.19	Schéma du premier cas-test étudié, flap oscillant placé devant un ouvrage réfléchissant.	124
5.20	Onde stationnaire développée devant un ouvrage.	125
5.21	Instantané de simulation numérique : ensemble du domaine numérique à $t=11,8s$. 126	
5.22	Réponse du batteur à l'excitation de la houle régulière imposée.	126
5.23	Puissance instantanée récupérée par le batteur.	127

Liste des tableaux

3.1	Propriétés des simulations	56
3.2	Propriétés des simulations	61
3.3	Fréquences de l'évolution des hauteurs d'eau numériques et expérimentale en régime périodique (stationnaire), où $f_n = 1.16Hz$ la valeur analytique de la première fréquence propre du système. L'erreur de mesure sur les résultats expérimentaux est de ± 0.5 mm.	63
3.4	Cas H=10cm : Propriétés de l'évolution des hauteurs d'eau numériques et expérimentale en régime périodique (stationnaire), où $f_n = 1.16Hz$ la valeur analytique de la première fréquence propre du système. L'erreur de mesure sur les résultats expérimentaux est de $\pm 0,5$ mm.	64
3.5	Cas H=40cm : Propriétés de l'évolution de la hauteurs d'eau (moyenne entre CP1 et CP2) contenue dans la cuve sans le système oscillant en régime périodique (stationnaire).	65
4.1	Caractéristiques géométriques et mécaniques du montage expérimental.	82
4.2	Récapitulatif des données numériques.	86
4.3	Propriétés de l'évolution des hauteurs d'eau numériques et expérimentale en régime périodique (stationnaire). L'erreur de mesure sur les résultats expérimentaux est de $\pm 0,5$ mm.	96
4.4	Propriétés de l'évolution des hauteurs d'eau avec et sans système oscillant en régime périodique (stationnaire).	102
5.1	Caractéristiques géométriques du système de génération de la houle.	114

Chapitre 1

Introduction générale

Sommaire

1.1	Contexte de la thèse	2
1.2	Méthodes numériques pour l'interaction fluide-structure (IFS)	5
1.2.1	Physique en jeu	5
1.2.2	Méthodes numériques d'interaction	7
1.2.3	Méthode de pénalisation par viscosité	10
1.3	Organisation du manuscrit	11
1.4	Bibliographie du chapitre	13

1.1 Contexte de la thèse

Dans le domaine du génie civil et maritime les problèmes d'interaction entre un fluide à surface libre et une structure rigide sont des problèmes récurrents. Bien des personnes ont travaillé et travaillent encore aujourd'hui sur cette thématique. On distingue deux approches bien différentes mais très complémentaires : l'approche expérimentale et l'approche numérique. De l'étude de stabilité des ouvrages flottants au dimensionnement des systèmes houlomoteurs en passant par l'étude de l'impact des vagues sur les structures, on trouve dans la littérature un grand nombre de références sur ces problématiques faisant intervenir un fluide à surface libre et un solide rigide. Arrêtons-nous quelques instants sur ces trois problématiques et intéressons-nous travaux réalisés. Nous nous concentrerons sur les approches numériques car la suite de ce manuscrit portera sur le développement d'une méthode numérique d'interaction entre un fluide à surface libre et une structure rigide.

La première, l'étude des ouvrages flottants est d'une importance capitale car un grand nombre d'applications en dépendent directement. Citons par exemple les barges et les habitations flottantes, les digues de protection flottantes ou encore certains systèmes éoliens offshore. Pour toutes ces structures flottantes la stabilité vis à vis de la houle et des courants marins est une question fondamentale. Hadžić et al. (2005) étudient l'interaction entre un solide rigide flottant et un écoulement visqueux à l'aide d'un couplage entre un modèle solide résolvant l'équilibre du solide rigide et d'un modèle RANS afin de résoudre l'écoulement du fluide. Yu and Li (2013) utilisent le même type de méthode afin d'étudier un objet flottant permettant la récupération d'énergie de la houle.



FIGURE 1.1 – Gewoonboot : prototype de maison flottante écologique à Amsterdam.

L'étude de l'impact des vagues sur les ouvrages est quant à lui un des sujets majeurs du XXI^{ème} siècle. En effet, avec la densification urbaine qu'ont subi les côtes françaises, européennes et mondiales et le recul annoncé et constaté du trait de côte en beaucoup d'endroits, la protection des côtes devient un enjeu important. Bien que des techniques souples comme le rechargement des plages, l'utilisation de dunes, le by-passing ou encore les récifs artificiels existent, les urbanistes optent souvent pour l'utilisation de techniques dures. Ces techniques sont celles impliquant la construction ou la mise en place d'ouvrages solides dont l'action est de maintenir le trait de côte ou de modifier l'évolution de sa configuration géométrique. Citons par exemples les digues en pierres maçonnées, en enrochements ou en caissons. Un autre volet important de l'étude de l'impact des vagues sur les ouvrages est l'étude des tsunamis, domaine dans lequel nous retrouvons également des problèmes d'interaction entre un fluide à surface libre et un solide rigide. Ici l'étude de l'interaction est importante notamment afin d'appréhender au mieux les problèmes de stabilité des ouvrages de protection. Suite aux dégâts du tsunami de mars 2011 au Japon, Arikawa et al. (2012) ont étudié expérimentalement et numériquement le mécanisme de rupture d'un certain type d'ouvrages de protection côtière. D'un point de vue numérique, un code Navier-Stokes VOF a été utilisé, la modélisation de la structure (immobile) se faisant via des zones imperméables. Pour étudier numériquement l'impact d'un tsunami sur une pile circulaire, Nistor et al. (2011) ont opté pour l'utilisation d'un code SPH (Smooth Particle Hydrodynamics). Comme on peut le voir, il existe différents types de modèles numériques permettant l'étude de l'interaction entre un fluide à surface libre et un solide rigide, la section 1.2.2 est consacrée à la présentation de certains d'entre eux.



(a) Impact d'une vague sur une digue.



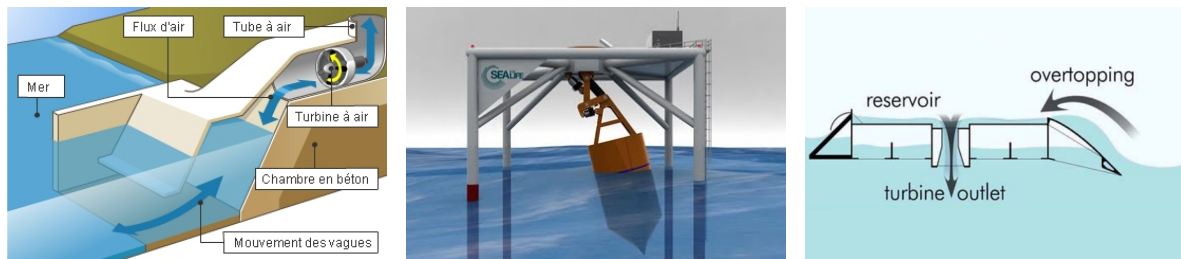
(b) Tsunami de Fukushima en 2011.

FIGURE 1.2 – Exemple d'impacts de vagues sur des structures.

Enfin intéressons-nous à l'étude des systèmes houlomoteurs. En matière de systèmes houlomoteurs une multitude de concepts et prototypes très divers existent. Les systèmes houlomoteurs sont en général classés en trois catégories présentées sur la figure 1.3 :

- les systèmes à colonne d'eau oscillante,

- les système de franchissement,
- les systèmes oscillants flottants ou non.



(a) Système à colonne d'eau oscillante.

(b) Systèmes oscillants.

(c) Systèmes à franchissement.

FIGURE 1.3 – Schéma des différents types de systèmes houlomoteurs.

Dans les systèmes à colonne d'eau oscillante c.f. (figure 1.3a) et les systèmes à franchissement (c.f. figure 1.3c) l'eau n'interagit pas avec un solide rigide autre que la turbine de production d'énergie. Les systèmes oscillant impliquent quant à eux une interaction fluide - solide rigide beaucoup plus importante. A l'image d'une dynamo placée sur la roue d'un vélo, l'idée est de profiter du mouvement de la houle afin d'engendrer le déplacement d'un système mécanique permettant la production d'énergie (c.f. figure 1.3b). Drew et al. (2009) et Antonio (2010) proposent une présentation plus exhaustive et détaillée des techniques et des systèmes houlomoteurs ainsi que des approches numériques permettant leurs études.

Dans le cadre de cette thèse, nous avons été amenés à utiliser et à améliorer une méthode d'IFS à partir d'un code Navier-Stokes existant afin d'étudier l'interaction entre un fluide à surface libre et un solide rigide soumis à des efforts extérieurs de type raideur et amortissement. Le travail de développement effectué concerne principalement la modélisation de corps mobiles interagissant avec un fluide à surface libre. Alors que la prise en compte de solides rigides immobiles peut être réalisée relativement facilement via des conditions limites particulières, des formes de domaine adéquats ou encore la mise en place d'obstacles à l'intérieur du domaine de calcul, la simulation de solides rigides mobiles est très complexe. La section suivante présente les principales raisons de cette complexité.

1.2 Méthodes numériques pour l'interaction fluide-structure (IFS)

1.2.1 Physique en jeu

L'interaction fluide à surface libre - solide rigide est un problème multi-physique complexe faisant intervenir deux entités n'obéissant pas aux mêmes lois de comportement. Les équations de Navier-Stokes sont les équations aux dérivées partielles non linéaires qui décrivent le mouvement des fluides newtoniens :

$$\begin{cases} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0 \\ \frac{\partial (\rho \mathbf{v})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v} \otimes \mathbf{v}) = -\nabla p + \nabla \cdot \bar{\bar{\tau}} + \rho \mathbf{f} \end{cases} \quad (1.1)$$

Dans ces équations :

- t représente le temps [s]
- ρ désigne la masse volumique du fluide [kg.m^{-3}]
- $\mathbf{v} = (u, v, w)$ désigne la vitesse eulérienne d'une particule fluide [m.s^{-1}]
- p désigne la pression [Pa]
- $\bar{\bar{\tau}}$ est le tenseur des contraintes visqueuses [Pa]
- $\mathbf{f}$ désigne la résultante des forces massiques s'exerçant dans le fluide [N.kg^{-1}]

Intéressons nous maintenant au mouvement d'un solide rigide. Le modèle de solide rigide ou solide indéformable est une idéalisation de la notion de corps solide facilitant l'étude du mouvement du solide. En effet ce dernier étant considéré comme absolument indéformable, il ne possède plus que 6 degrés de liberté (c.-à-d. 3 translations et 3 rotations) régis par les lois de Newton :

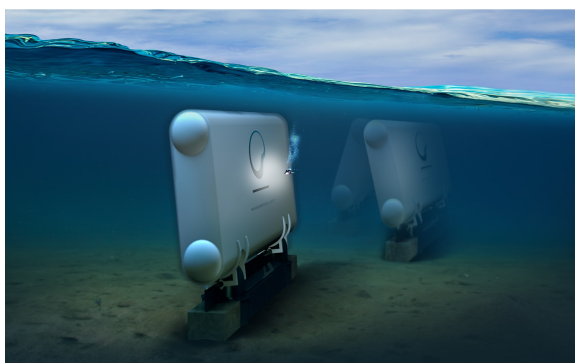
$$\begin{cases} m\ddot{\boldsymbol{\delta}} = m\mathbf{g} + \mathbf{F} \\ I\ddot{\boldsymbol{\theta}} + \dot{\boldsymbol{\theta}} \times I\dot{\boldsymbol{\theta}} = \mathbf{T} \end{cases} \quad (1.2)$$

Dans ces équations :

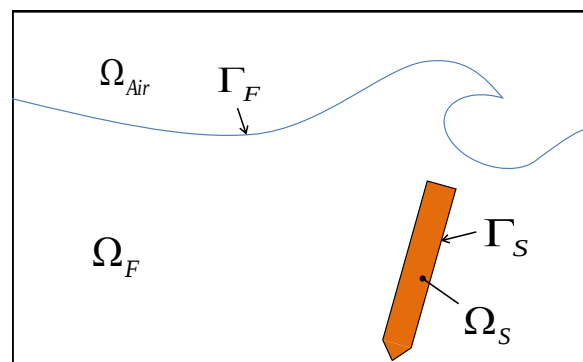
- $\boldsymbol{\delta}$ représente le déplacement tridimensionnel du centre de gravité du solide [m]
- $\boldsymbol{\theta}$ représente la rotation tridimensionnelle du solide [rad]
- m désigne la masse du solide rigide [kg]
- $\mathbf{g}$ désigne l'accélération gravitationnelle [m.s^{-2}]
- $\mathbf{F}$ désigne la résultante des efforts extérieurs agissant sur le solide [N]

- I représente le tenseur d'inertie du solide [kg.m^2]
- T désigne le couple résultant des efforts extérieurs agissant sur le solide [N.m]

Prenons l'exemple d'un système houlomoteur illustré figure 1.4. L'écoulement du fluide Ω_F régi par les équations de Navier-Stokes autour du solide rigide est conditionné par le mouvement de ce dernier alors que le mouvement du solide rigide, respectant les lois de Newton, est influencé par les efforts du fluide sur sa paroi.



(a) Système houlomoteur.



(b) Problème schématique.

FIGURE 1.4 – Exemple d'interaction fluide à surface libre - solide rigide.

L'interaction entre l'eau et le système houlomoteur peut être décomposée en quatre étapes ayant lieu simultanément :

- la houle entraîne l'écoulement de l'eau autour du système houlomoteur
- ce faisant l'eau exerce des contraintes (c.-à-d. pression et frottement) sur l'enveloppe du système houlomoteur
- sous l'effet de ces contraintes le système houlomoteur entre en mouvement
- cela déplace le système et perturbe l'écoulement de l'eau

Comme on peut le voir sur la figure 1.5, le couplage est localisé au niveau de l'enveloppe du système houlomoteur, c'est à dire de la surface délimitant le fluide et la structure. Cette surface est appelée interface ou interface fluide-structure. Les quantités communes aux deux physiques, sur lesquelles porte le couplage, sont des déplacements, des vitesses et des contraintes toutes localisées au niveau de l'interface.

Toute la complexité de la résolution d'un problème d'IFS réside dans la détermination de ces quantités communes aux deux physiques au niveau de l'interface entre le fluide et la structure.

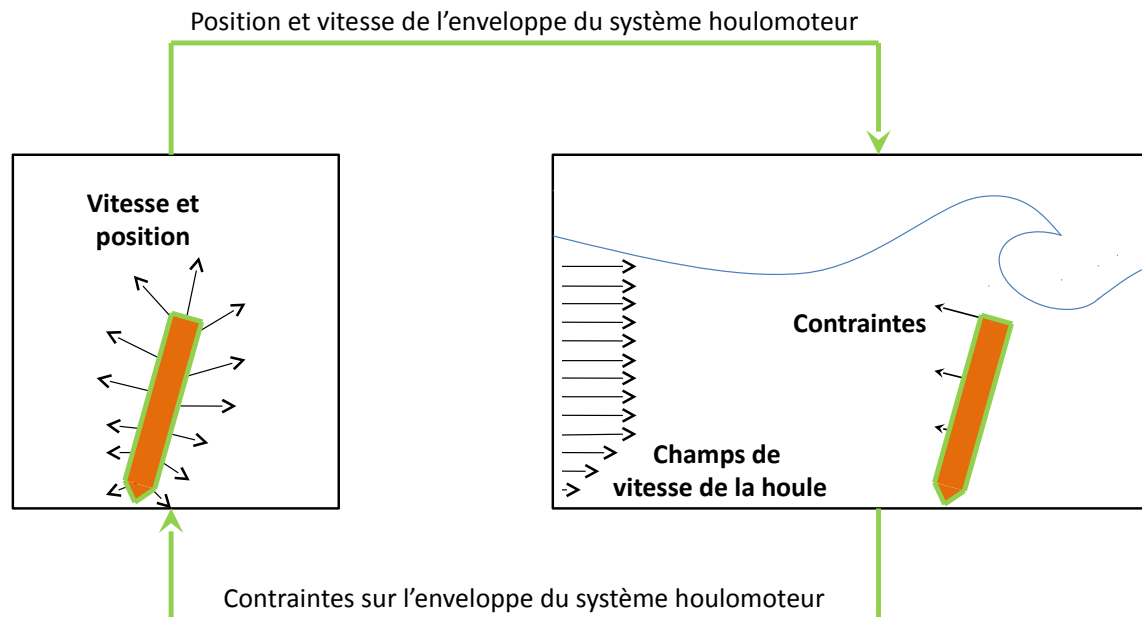


FIGURE 1.5 – Modélisation multi-physiques d'un système houlomoteur.

1.2.2 Méthodes numériques d'interaction

La résolution d'un problème couplé fluide-structure peut être conduite en utilisant une combinaison des techniques de discrétisation classiques pour chacun des sous-problèmes (éléments finis, volumes finis). On peut distinguer deux types d'approche :

- la simulation par couplage de codes dans laquelle les équations décrivant les deux milieux sont résolues simultanément ou alternativement par deux codes différents (c.f. figure 1.6). Les échanges d'énergie ne vérifient pas strictement le principe d'action/réaction : le couplage obtenu est ainsi intrinsèquement non conservatif et il s'agira alors de limiter ou de compenser les pertes d'énergie, en adoptant une stratégie de couplage adaptée au problème posé (p. ex. Kassiotis et al. (2010)). Cette méthode très générale nécessite la mise en œuvre de deux codes ;
- la simulation monolithique dans laquelle les équations décrivant les deux milieux sont résolues simultanément avec un code couplé unique (c.f. figure 1.7). Les échanges d'énergie entre les deux systèmes vérifient ainsi de façon exacte le principe d'action/réaction : le couplage obtenu est numériquement conservatif. Cette technique peut être facilement applicable si les domaines de calcul sont fixes ou si les problèmes fluide et structure sont décrits avec un formalisme similaire. La mise en œuvre de cette approche est plus délicate dans le cas général où les équations à résoudre sont non linéaires et les domaines fluides et/ou structures varient dans le temps.

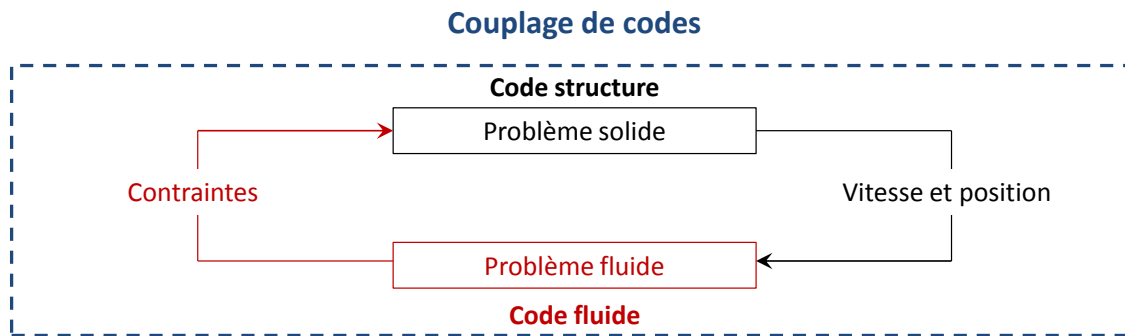


FIGURE 1.6 – Schéma du couplage d'un code fluide et d'un code structure.

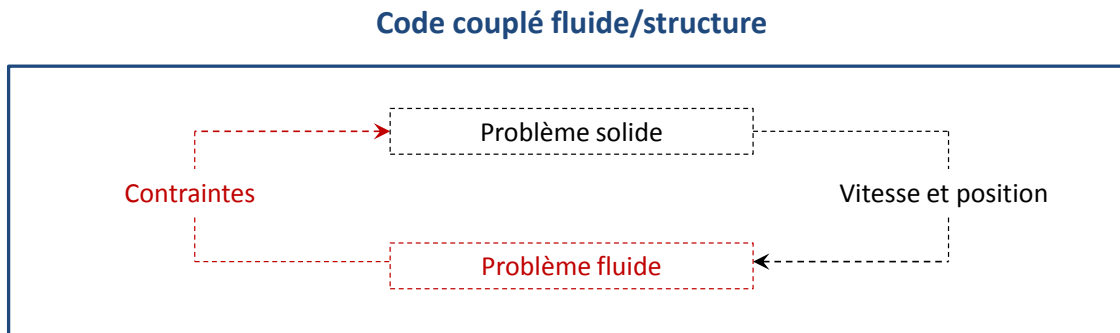


FIGURE 1.7 – Schéma d'un code résolvant à la fois le fluide et la structure.

Il existe un grand nombre de méthodes numériques permettant la résolution de problèmes d'IFS. Dans la suite de ce chapitre une présentation non exhaustive de différentes approches monolithiques d'IFS sont présentées. Dans un premier temps nous présenterons la méthode SPH, une méthode sans maillage. Ensuite nous présentons la méthode ALE, une méthode avec maillage où le maillage est déformable. Enfin nous présenterons la méthode des domaines fictifs, une méthode sur maillage fixe.

1.2.2.1 Méthode SPH

La méthode SPH (Smoothed Particle Hydrodynamics approach) est initialement présentée par Gingold and Monaghan (1977). Cette méthode est particulière puisqu'elle s'affranchit de toute connectivité géométrique. Les domaines physiques sont discrétisés par des particules qui suivent le mouvement du matériau ou du fluide. Les particules représentent les points d'interpolation où les inconnues mécaniques du problème sont déterminées. La méthode SPH se

caractérise par la masse des particules et par deux grandeurs de discrétisation, la distance inter-particulaire et la longueur de lissage. Le principe est d'approximer un champ Φ sur un domaine Ω par un ensemble de points de discrétisation appelés particules. La méthode SPH a récemment été adaptée à la résolution de l'équilibre de solide, p. ex. Randles and Libersky (1996); Gray et al. (2001). Altomare et al. (2014) présente un exemple d'application de cette méthode pour la simulation de l'interaction de vagues avec un système brise-lame en enrochement.

1.2.2.2 Méthode ALE

La méthode ALE (Arbitrary Lagrangian-Eulerian method) est une méthode hybride combinant les descriptions lagrangienne et eulérienne développée par Donea et al. (1982). Elle est utilisée par Richter and Wick (2010) afin de simuler l'écoulement d'un liquide le long d'un obstacle déformable. Dans cette formulation l'écoulement fluide est calculé sur un domaine qui est déformé de façon à suivre le mouvement de l'interface (lagrangien près du solide) et dont la vitesse de déformation ne suit pas nécessairement celle du fluide à l'intérieur du domaine. Notons V la vitesse du maillage fluide. Si V est nulle la méthode se réduit à une approche eulérienne du problème. Au contraire, si V est égale à la vitesse du fluide, on retombe sur une approche lagrangienne. La déformation du maillage implique l'introduction de termes complémentaires liés au mouvement du maillage dans les équations du modèle. Quand le déplacement de l'interface solide est trop important un remaillage du domaine fluide est nécessaire afin d'éviter les mailles trop étirées réduisant la précision du calcul. Cette nécessité de remaillage est un des principaux inconvénients de la méthode ALE. Si le calcul est possible en deux dimensions d'espace, le coût du remaillage devient très rapidement une part importante du temps de calcul global sur des géométries complexes. Il en est de même en trois dimensions d'espace. C'est pour cette raison qu'ont été développées les méthodes des domaines fictifs, dans lesquelles le maillage du domaine fluide reste fixe au cours du temps et où la pénétration du fluide dans le solide est pénalisée.

1.2.2.3 Méthode des domaines fictifs

La famille des domaines fictifs regroupe un grand nombre de méthodes, citons par exemple la méthode des Frontières Immergées (Immersed Boundary Method, notée IBM) proposée à l'origine par Peskin (1972, 2002), les méthodes par multiplicateurs de Lagrange (Distribute Lagrangian Multiplier, notées DLM) développée par Glowinski et al. (2001), les méthodes Euler-Lagrange ou encore les méthodes de pénalisation, p. ex. Angot et al. (1999). Le principe de la méthode des domaines fictifs est de superposer un solide mobile sur un domaine fluide fixe, et d'imposer des conditions sur le domaine fluide fictif sous le solide afin d'assurer la non-pénétration du fluide à travers la frontière solide.

La méthode IBM consiste à déplacer la paroi solide à la vitesse du fluide et d'imposer faiblement un saut dans la contrainte du fluide à la traversée de l'interface. Pour cela des forces additionnelles sont imposées dans la formulation fluide au voisinage de l'interface avec la paroi solide. La méthode IBM est adaptée au traitement des structures minces, structures dont le mouvement modifie peu l'écoulement du fluide. Pour des structures épaisses l'hypothèse d'un mouvement solide régi par la vitesse du fluide devient incorrect et donc l'utilisation de la méthode impossible.

Les méthodes d'IFS par multiplicateurs de Lagrange consiste à remplir le domaine solide d'un état fluide virtuel, à relaxer ensuite la condition de mouvement de corps rigide du solide indéformable, puis à imposer le mouvement de corps rigide dans la formulation variationnelle du fluide par multiplicateur de Lagrange. Cette approche a été étendue à l'interaction avec un solide déformable par Yu (2005). Ces méthodes sont assez proches de la méthode IBM. On note également l'existence de méthodes par multiplicateurs non-lagrangiens présentées par Veeramani et al. (2007).

Principalement utilisées pour des problèmes d'hydrodynamiques compressibles et incompressibles (p. ex. Sarthou et al. (2008)), les méthodes de couplage Euler-Lagrange consistent à superposer un maillage solide lagrangien à un maillage fluide eulérien fixe. L'idée est ensuite de pénaliser la différence de vitesse entre l'interface solide et le fluide.

1.2.3 Méthode de pénalisation par viscosité

Une approche possible pour traiter le domaine fictif est de pénaliser la pénétration du fluide dans la structure. Outre la pénalisation par la porosité de type Brinkman proposée par Arquis and Caltagirone (1984), il existe d'autres types de pénalisation comme la pénalisation par la viscosité. Cette approche semble faire son apparition dans les travaux de Ritz and Caltagirone (1999) dans un contexte d'interaction fluide-particule. L'idée simple est de pénaliser une zone fluide en imposant une valeur de viscosité dynamique très importante. L'écoulement de la zone pénalisée devenant impossible, cette dernière peut être assimilée à une zone rigide et donc à un solide rigide. L'approche a ensuite été généralisée par Caltagirone and Vincent (2001); Randerianarivelo et al. (2005); Vincent et al. (2007) et permet notamment la pénalisation de chaque terme du tenseur de déformation discrétisé. D'autres travaux utilisent ce type de pénalisation, citons par exemple ceux de Cruchaga et al. (2007) dans lesquels un modèle aux éléments finis basé sur une technique mixte de suivi/capture d'interface (Mixed Interface-Tracking/Interface-Capturing Technique, notée MITICT) est utilisée pour simuler l'entrée d'une sphère en nylon

dans l'eau.

Dans ces travaux de thèse nous avons utilisé cette méthode de pénalisation par la viscosité sur un code VOF (Volume of Fluid). Ce code et cette méthode ont été aussi utilisés dans le passé par Abadie et al. (2010) pour simuler la génération de vagues par glissement de terrain. Nous proposons ici de compléter et valider en détail cette approche afin de résoudre l'interaction entre un fluide à surface libre et un solide rigide immergé soumis à des efforts extérieurs. Pour cela, nous avons étendu le concept d'accélération volumique à d'autres types de forces extérieurs et à des contraintes cinématiques. Cette extension nous permet par exemple de prendre en compte des efforts extérieurs de type ressort et amortissement agissant sur le solide (zone fluide pénalisée) directement lors de la résolution des équations de Navier-Stokes. Le modèle obtenu permet ainsi l'étude de systèmes complexes tel que les systèmes houlomoteurs.

Le développement de la méthode de pénalisation en vue de l'étude de l'interaction entre un fluide à surface libre et un solide rigide soumis à des efforts extérieurs entraîne un certain nombre de questions :

- Comment s'assurer de la non déformation du solide rigide au cours de la simulation numérique ?
- Comment prendre en compte des efforts extérieurs agissant uniquement sur le solide rigide ?
- Que faire pour maîtriser le mouvement du solide rigide dans un code VOF, comment faire pour que le solide rigide ne puisse se mouvoir qu'en translation et/ou en rotation ?

Toutes ces questions sont celles auxquelles nous avons essayé d'apporter des réponses durant cette thèse.

1.3 Organisation du manuscrit

Le manuscrit de cette thèse est composé de cinq chapitres en plus du premier dédié à l'introduction. Nous présentons d'abord, dans le Chapitre 2, le code de calcul THETIS en portant une attention particulière sur les méthodes numériques utilisées spécifiquement dans notre étude. Dans ce chapitre, nous présentons également les développements apportés au code. Le chapitre 3 présente les différents cas de validation de base réalisés ayant permis de valider les nouvelles facultés du code. Le chapitre 4 est dédié à l'étude d'un procédé d'amortissement de ballottement. Dans un premier temps, le concept du procédé est présenté. Ensuite viennent les études numériques et expérimentales du procédé. Le chapitre 5 est consacré à l'étude du rendement d'un système houlomoteur oscillant. Deux configurations sont étudiées, celle d'un système en

mer et celle d'un système positionné devant un ouvrage réfléchissant. Enfin dans le chapitre 6 nous concluons le mémoire et nous proposons quelques perspectives aux travaux effectués durant cette thèse.

1.4 Bibliographie du chapitre

- Abadie, S., Morichon, D., Grilli, S., Glockner, S., 2010. Numerical simulation of waves generated by landslides using a multiple-fluid Navier-Stokes model. *Coastal Engineering* 57 (9), 779–794.
- Altomare, C., Crespo, A., Rodgers, B., Dominguez, J., Gironella, X., Gomez-Gesteira, M., 2014. Numerical modelling of armour block sea breakwater with smoothed particle hydrodynamics. *Computers and Structures* 130, 34–45.
- Angot, P., Bruneau, C.-H., Fabrie, P., 1999. A penalization method to take into account obstacles in incompressible viscous flows. *Numerische Mathematik* 81 (4), 497–520.
- Antonio, F. d. O., 2010. Wave energy utilization : A review of the technologies. *Renewable and sustainable energy reviews* 14 (3), 899–918.
- Arikawa, T., Sato, M., Shimosako, K., Hasegawa, I., Yeom, G.-S., Tomita, T., 2012. Failure Mechanism of Kamaishi Breakwaters Due to the Great East Japan Earthquake Tsunami. *Coastal Engineering Proceedings* 1 (33), structures–16.
- Arquis, E., Caltagirone, J., 1984. Sur les conditions hydrodynamiques au voisinage d’une interface milieu fluide-milieu poreux : application à la convection naturelle. *CR Acad. Sci. Paris II* 299, 1–4.
- Caltagirone, J.-P., Vincent, S., 2001. Sur une méthode de pénalisation tensorielle pour la résolution des équations de Navier–Stokes. *Comptes Rendus de l’Académie des Sciences-Series IIB-Mechanics* 329 (8), 607–613.
- Cruchaga, M. A., Celentano, D. J., Tezduyar, T. E., 2007. A Numerical model based on the mixed interface-tracking/interface-capturing technique (MITICT) for flows with fluid–solid and fluid–fluid interfaces. *International journal for numerical methods in fluids* 54 (6-8), 1021–1030.
- Donea, R., Giuliani, S., Halleux, J., 1982. An arbitrary Lagrangian-Eulerian finite element method for transient dynamic fluid-structure interactions. *Computer methods in applied mechanics and engineering* 33 (1), 689–723.
- Drew, B., Plummer, A., Sahinkaya, M. N., 2009. A review of wave energy converter technology. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part A : Journal of Power and Energy* 223 (8), 887–902.

-
- Gingold, R. A., Monaghan, J. J., 1977. Smoothed particle hydrodynamics : theory and application to non-spherical stars. *Monthly notices of the royal astronomical society* 181 (3), 375–389.
- Glowinski, R., Pan, T., Hesla, T., Joseph, D., Periaux, J., 2001. A fictitious domain approach to the direct numerical simulation of incompressible viscous flow past moving rigid bodies : application to particulate flow. *Journal of Computational Physics* 169 (2), 363–426.
- Gray, J., Monaghan, J., Swift, R., 2001. SPH elastic dynamics. *Computer methods in applied mechanics and engineering* 190 (49), 6641–6662.
- Hadžić, I., Hennig, J., Perić, M., Xing-Kaeding, Y., 2005. Computation of flow-induced motion of floating bodies. *Applied mathematical modelling* 29 (12), 1196–1210.
- Kassiotis, C., Ibrahimbegovic, A., Matthies, H., 2010. Partitioned solution to fluid–structure interaction problem in application to free-surface flows. *European Journal of Mechanics-B/Fluids* 29 (6), 510–521.
- Nistor, I., Palermo, D., Cornett, A., Al-Faesly, T., 2011. Experimental and numerical modeling of tsunami loading on structures. *Coastal Engineering Proceedings* 1 (32), 2.
- Peskin, C. S., 1972. Flow patterns around heart valves : a numerical method. *Journal of computational physics* 10 (2), 252–271.
- Peskin, C. S., 2002. The immersed boundary method. *Acta numerica* 11, 479–517.
- Randles, P., Libersky, L., 1996. Smoothed particle hydrodynamics : some recent improvements and applications. *Computer methods in applied mechanics and engineering* 139 (1), 375–408.
- Randrianarivelo, T., Pianet, G., Vicent, S., Caltagirone, J., 2005. Numerical modelling of solid particles motion using a new penalty method. *Int. J. Numer. Meth. Fluids* 47, 1245–1251.
- Richter, T., Wick, T., 2010. Finite elements for fluid–structure interaction in ALE and fully Eulerian coordinates. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering* 199 (41), 2633–2642.
- Ritz, J., Caltagirone, J., 1999. A numerical continuous model for the hydrodynamics of fluid particle systems. *International Journal for Numerical Methods in Fluids* 30 (8), 1067–1090.
- Sarthou, A., Vincent, S., Caltagirone, J., Angot, P., 2008. Eulerian–Lagrangian grid coupling and penalty methods for the simulation of multiphase flows interacting with complex objects. *International Journal for Numerical Methods in Fluids* 56 (8), 1093–1099.

-
- Veeramani, C., Mineev, P. D., Nandakumar, K., 2007. A fictitious domain formulation for flows with rigid particles : A non-Lagrange multiplier version. *Journal of Computational Physics* 224 (2), 867–879.
- Vincent, S., Randrianarivelo, T., Pianet, G., Caltagirone, J., 2007. Local penalty methods for flows interacting with moving solids at high Reynolds numbers. *Computers and Fluids* 36, 902–913.
- Yu, Y.-H., Li, Y., 2013. Reynolds-Averaged Navier–Stokes simulation of the heave performance of a two-body floating-point absorber wave energy system. *Computers & Fluids* 73, 104–114.
- Yu, Z., 2005. A DLM/FD method for fluid/flexible-body interactions. *Journal of computational physics* 207 (1), 1–27.

Chapitre 2

Modèle numérique

Sommaire

2.1	Présentation de THETIS	18
2.1.1	Généralités	18
2.1.2	Résolution des équations de Navier-Stokes	20
2.1.3	Suivi d'interface	23
2.1.4	Détermination des variables thermodynamiques	30
2.1.5	Modèle de turbulence	31
2.2	Modélisation d'un solide en Navier-Stokes	32
2.2.1	Étude théorique de la non déformation	32
2.2.2	Méthode de pénalisation	33
2.2.3	Contrôle de la rigidification	34
2.2.4	Détermination de Cdef en chaque nœud de la grille principale (grille de pression)	35
2.3	Modélisation d'efforts extérieurs de type raideur et amortissement dans Navier-Stokes	36
2.3.1	Prise en compte des efforts extérieurs à l'interaction fluide-structure .	37
2.3.2	Contrainte du mouvement du solide	38
2.4	Point triple	40
2.5	Conclusion	48
2.6	Bibliographie du chapitre	50

2.1 Présentation de THETIS

THETIS est un outil de simulation numérique développé par le laboratoire Trèfle de Bordeaux. C'est un outil polyvalent permettant de résoudre des problèmes très divers : écoulements de fluides, transferts thermiques, transports de scalaires ou encore milieux poreux. Il utilise une approche eulérienne et résout toutes les équations sur un maillage cartésien fixe et indépendant de la géométrie du problème étudié. Le potentiel du code dans le domaine des écoulements de fluides est relativement important, il permet en effet de traiter des problèmes incompressibles ou faiblement compressibles, des problèmes en régime laminaire ou en régime turbulent ainsi que des problèmes mono ou multi-phasiques. Dans ce chapitre nous allons uniquement nous intéresser à la résolution d'écoulements incompressibles de fluides newtoniens régis par les équations de Navier-Stokes suivantes :

$$\begin{cases} \nabla \cdot \mathbf{v} = 0 \\ \rho \left(\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} \right) + \nabla p - \nabla \cdot [\mu (\nabla \mathbf{v} + \nabla^t \mathbf{v})] = \rho \mathbf{b} \end{cases} \quad (2.1)$$

Dans un premier temps nous présenterons quelques points généraux mais importants du code THETIS. Ensuite nous présenterons en détail le schéma réel de résolution des équations de Navier-Stokes utilisé. Pour finir nous présenterons la méthode VOF (PLIC et TVD) de transport d'interface utilisée.

2.1.1 Généralités

Le code THETIS permet de faire de la simulation numérique en 2D comme en 3D. Plusieurs types de grille de maillage sont utilisables (constante, exponentielle, ...) et ce en différents systèmes de coordonnées (cartésien, axisymétrique, ...). Concernant les conditions imposables aux limites du domaine (CL), nous disposons de deux familles de CL : les CL pour les scalaires (p. ex. pression ou phase) et les CL pour les vecteurs (p. ex. vitesse). La discrétisation des équations de Navier-Stokes est faite à l'aide des volumes finis (VF). Cette méthode, présentée en détail dans Patankar (1990), consiste à intégrer les équations locales de conservation sur des volumes de contrôle et pendant un intervalle de temps Δt durant lequel les variables considérées sont supposées constantes. Il y est démontré qu'en cas d'utilisation des VF, il est préférable de mettre en place un maillage décalé (méthode MAC) qu'un maillage collocalisé afin de résoudre l'équation de quantité de mouvement correctement. Pour cette raison, dans THETIS on retrouve un maillage décalé de deux grilles : la grille de pression et la grille de vitesse. Sur la figure 2.1 nous proposons une représentation schématique en 2D de ce maillage. La grille de pression peut être considérée comme la grille principale. Elle coïncide avec les nœuds de maillage. Tous les

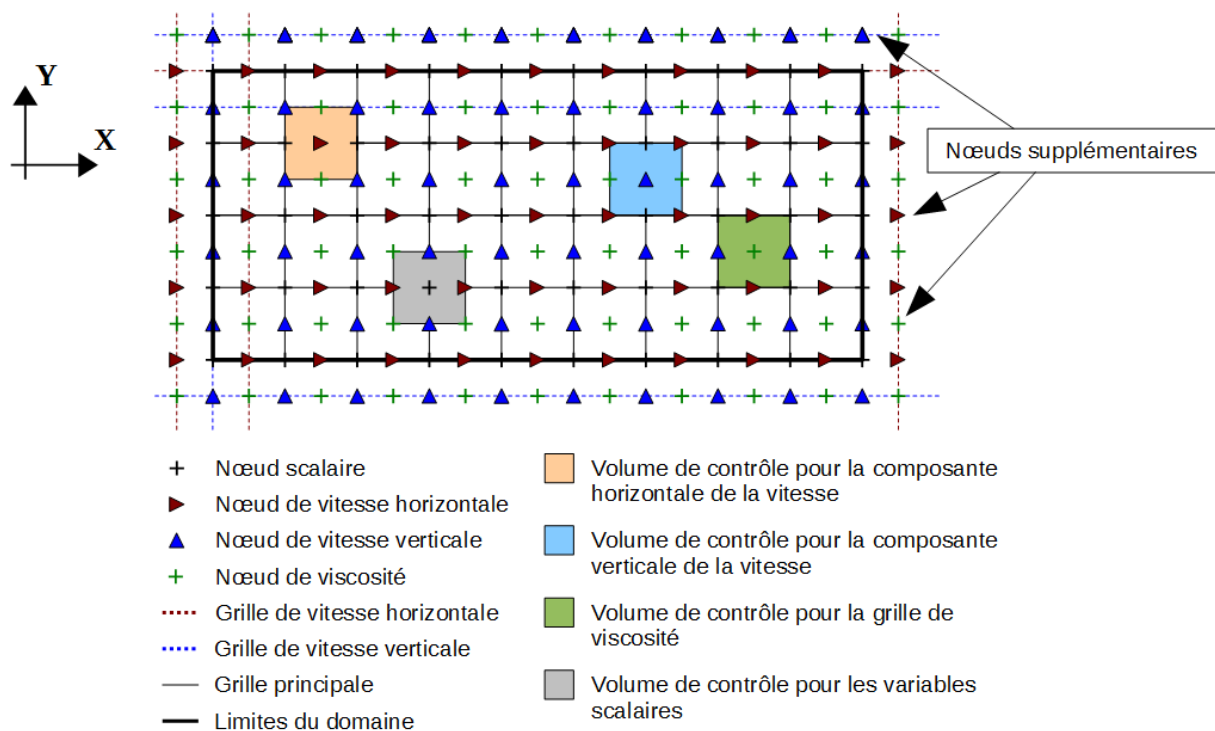


FIGURE 2.1 – Définition des grilles décalées et des volumes de contrôle correspondant à chaque variables

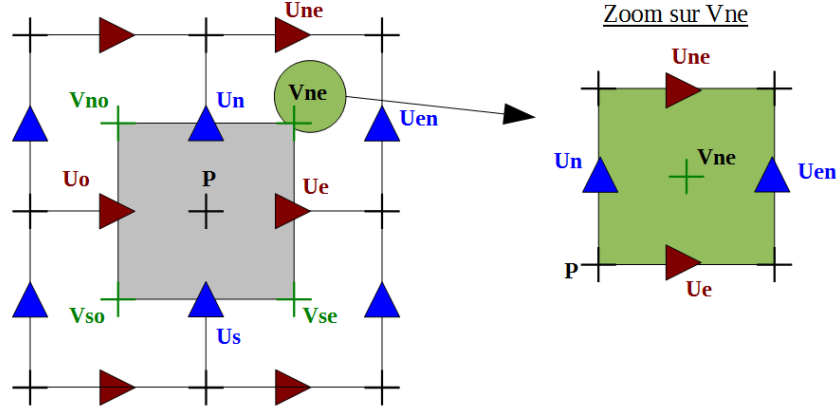


FIGURE 2.2 – Disposition des différents nœuds autour d'un nœud de pression (P) et d'un nœud de viscosité (V_{ne})

paramètres scalaires sont définis sur cette grille (masse volumique, fonction couleur, pression). Cette grille est aussi appelée grille de pression. La grille secondaire, ou grille de vitesse, est décalée par rapport à la grille de pression. Elle est également plus grande (cf. « Nœuds supplémentaires » sur la figure 2.1) afin d'englober la totalité du domaine étudié ; les vecteurs vitesse et gravité y sont définis. Une troisième grille, la grille de viscosité est également définie. Les nœuds de la grille de viscosité se situent au centre des mailles de la grille principale, à l'intersection entre les lignes rouges verticales et les lignes bleues horizontales. La figure 2.2 montre la disposition des différents nœuds autour d'un nœud de pression et d'un nœud de viscosité.

2.1.2 Résolution des équations de Navier-Stokes

2.1.2.1 Discrétisation temporelle des équations

La résolution numérique du système (2.1) passe tout d'abord par une discrétisation temporelle des équations. Dans THETIS, si l'on note $[t^n; t^{n+1}]$ l'intervalle temporelle de discrétisation et X^n la valeur de la variable X à l'instant t^n , la dérivée temporelle de $\mathbf{v}$ est approchée par un développement de Taylor décentré à l'ordre 2 :

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} = \frac{3\mathbf{v}^{n+1} - 4\mathbf{v}^n + \mathbf{v}^{n-1}}{2\Delta t^n} \quad (2.2)$$

avec $\Delta t^n = t^{n+1} - t^n$.

A la première itération t^{n-1} n'est pas défini donc $\mathbf{v}^{n-1}$ n'existe pas. Nous ne pouvons donc pas utiliser le schéma 2.2, c'est pourquoi un schéma d'Euler à l'ordre 1 est mis en place :

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} = \frac{\mathbf{v}^{n+1} - \mathbf{v}^n}{\Delta t^n} \quad (2.3)$$

L'application de ces schémas de discrétisation au système d'équations (2.1) donne le système suivant :

$$\begin{cases} \nabla \cdot \mathbf{v}^{n+1} = 0 \\ \rho^n \left(\frac{\mathbf{v}^{n+1}}{\Delta t^n} + (\mathbf{v}^{n+1} \cdot \nabla) \mathbf{v}^{n+1} \right) + \nabla p^{n+1} - \nabla \cdot [\mu^n (\nabla \mathbf{v}^{n+1} + \nabla^t \mathbf{v}^{n+1})] - \rho^n \mathbf{b} = \rho^n \frac{\mathbf{v}^n}{\Delta t^n} \end{cases} \quad (2.4)$$

Les non-linéarités provenant du terme convectif rendant la résolution du système 2.4 difficile en l'état un processus itératif de linéarisation est utilisé afin d'obtenir la solution non-linéaire à convergence. Le terme convectif $(\mathbf{v}^{n+1} \cdot \nabla) \mathbf{v}^{n+1}$ est linéarisé sous la forme $(\mathbf{v}^n \cdot \nabla) \mathbf{v}^{n+1}$ afin d'obtenir une formulation linéaire du problème.

2.1.2.2 Découplage vitesse-pression

Le couplage entre vitesse et pression représente également une difficulté dans la résolution du système 2.4. Dans cette étude la méthode utilisée pour résoudre ce couplage est celle du Lagrangien Augmenté développé par Fortin and Glowinski (1982). Cette méthode consiste à transformer la résolution des équations de Navier-Stokes en un problème de minimisation sans contrainte résolu par l'algorithme d'Uzawa. Plus concrètement, le terme en pression est rendu explicite et le problème est reformulé. Le nouveau problème correspond alors à une optimisation de recherche d'un point selle vitesse/pression associé au Lagrangien Augmenté. La contrainte d'incompressibilité est introduite directement dans l'équation du mouvement sous la forme d'un terme de pénalisation $r_u \nabla(\nabla \cdot \mathbf{v})$ couplant les différentes composantes de la vitesse. La recherche du point selle s'effectue par une méthode itérative dont les itérations sont internes aux itérations en temps (algorithme d'Uzawa). En notant k l'itération de la méthode et n l'itération temporelle, le système s'écrit :

$$\begin{cases} \rho^n \left(\frac{\mathbf{v}^{n,k+1}}{\Delta t^n} + (\mathbf{v}^{n,k} \cdot \nabla) \mathbf{v}^{n,k+1} \right) - \rho^n \mathbf{b} - \nabla p^{n,k} - \nabla [\mu^n (\nabla \mathbf{v}^{n,k+1} + \nabla^t \mathbf{v}^{n,k+1})] \\ - r_u \nabla(\nabla \cdot \mathbf{v}^{n,k+1}) = \rho^n \frac{\mathbf{v}^n}{\Delta t^n} \\ p^{n,k+1} = p^{n,k} - r_p \nabla \cdot \mathbf{v}^{n,k+1} \end{cases} \quad (2.5)$$

où r_u et r_p sont des paramètres de convergence strictement positifs. La convergence de l'algorithme (c.-à-d. $\nabla \cdot \mathbf{v} = 0$) est atteinte lorsqu'on a $(\mathbf{v}^{n,k}, p^{n,k}) = (\mathbf{v}^{n,k+1}, p^{n,k+1})$. Les paramètres r_u et r_p doivent être évalués selon des critères spécifiques. Lorsque les champs $\mathbf{v}$ et p sont du même ordre de grandeur (équations adimensionnées), ils sont choisis de l'ordre de l'unité. Dans le cas contraire, ces paramètres sont estimés localement en fonction de la masse volumique de chaque maille afin de satisfaire un critère de convergence satisfaisant dans l'ensemble du domaine (Lubin (2004)). Dans cette étude les équations sont adimensionnées. Si la résolution des

systèmes linéaires est ainsi plus coûteuse, l'algorithme de résolution des équations de Navier-Stokes gagne en robustesse en comparaison avec d'autres méthodes classiques de résolution.

L'avantage d'une telle formulation réside dans le calcul explicite de la pression. Celui-ci ne faisant intervenir que la pression à l'itération temporelle précédente et la divergence de la vitesse, aucune condition aux limites sur p n'est requise.

2.1.2.3 Discrétisation spatiale des équations

Discrétisation spatiale des équations

La méthode des volumes finis, présentée notamment par Patankar (1980), est utilisée afin de discrétiser spatialement les équations de Navier-Stokes. Durant un intervalle de temps Δt^n , pendant lequel chaque variable considérée est supposée constante, les équations locales de conservation sont intégrées sur les volumes de contrôle (cf. figure 2.2). Les différents termes des équations à résoudre sont exprimés sous forme conservatives afin d'utiliser la formule de Stokes rapportée au volume de contrôle (V_Ω) :

$$\frac{1}{V_\Omega} \int_{\Omega} (\nabla \cdot F) dv = \frac{1}{V_\Omega} \int_{\Gamma} F \cdot \mathbf{n} ds \quad (2.6)$$

$$\text{avec } \int_{\Gamma} F \cdot \mathbf{n} ds = \int_{\Gamma_N} F \cdot \mathbf{n}_N ds + \int_{\Gamma_S} F \cdot \mathbf{n}_S ds + \int_{\Gamma_E} F \cdot \mathbf{n}_E ds + \int_{\Gamma_O} F \cdot \mathbf{n}_O ds \quad (2.7)$$

F représentant la variable considérée (c.-à-d. vitesse ou pression), Δ_i l'interface du volume V_Ω avec le volume voisin orienté selon i (c.-à-d. Nord, Sud, Est ou Ouest) et $\mathbf{n}_i$ la normale à l'interface Δ_i .

Maillage décalé

Patankar (1980) a montré dans ses travaux que l'utilisation de la méthode des volumes finis sur un maillage collocalisé pour toutes les variables ne permettait pas de résoudre de manière précise l'équation de quantité de mouvement. La mise en place d'un maillage décalé, connu sous le nom de méthode MAC (Marker and Cells, Harlow et al. (1965)), permet de résoudre ce problème. Le maillage utilisé se décompose en différentes grilles :

- une grille principale sur laquelle sont définis les paramètres scalaires (c.-à-d. pression et masse volumique),
- une grille pour chaque composante de la vitesse (c.-à-d. horizontale et verticale),
- une grille de viscosité

Les grilles de vitesse sont définies par translation de la grille principale d'une demi-maille chacune suivant une composante du repère. La figure 2.1 donne une représentation des trois

différentes grilles du maillage. Les nœuds scalaires, les croix noires, sont les nœuds de la grille principale sur lesquelles sont définies les variables scalaires. Les triangles rouges et bleus représentent les nœuds des grilles de vitesse horizontale et verticale, respectivement. La grille de viscosité est utilisée afin d'améliorer la résolution des équations. En effet, elle permet une estimation plus fine de la viscosité dans le cas où plusieurs fluides sont présents (ce qui sera le cas pour nous). Les nœuds de la grille de viscosité, les croix vertes sur la figure 2.1, se situent au centre des mailles de la grille principale, points d'intersection des deux grilles de vitesse. On note que les grilles secondaires (c.-à-d. les deux grilles de vitesse et la grille de viscosité) sont plus grandes que la grille principale. En effet, elles comportent des nœuds supplémentaires permettant d'englober complètement le domaine physique (c.-à-d. la grille principale).

Outre la résolution précise de l'équation de quantité de mouvement, l'avantage de l'utilisation de maillages décalés est que le gradient d'une composante de la vitesse sur le nœud scalaire est accessible directement et il en va de même pour tout calcul de flux. Le calcul de gradient de pression et de la divergence de la vitesse est donc facilité par l'utilisation de volume de contrôle spécifique à chaque variable.

Schéma de discrétisation

Différentes méthodes d'interpolation peuvent être utilisées pour discrétiser les équations. Dans cette étude nous utilisons le schéma hybride consistant à composer entre le schéma amont et le schéma centré selon la valeur du nombre de Peclet (Pe) exprimant le rapport entre forces convectives et diffusives.

2.1.3 Suivi d'interface

Dans la section 2.1.2 nous avons vu comment étaient résolues les équations de Navier-Stokes à l'instant t^{n+1} . Les champs de vitesse et de pression étant maintenant connus à cet instant, il nous reste à déterminer la position des interfaces entre fluides.

Une des premières méthodes numériques permettant de suivre l'évolution d'une interface au cours du temps est la méthode dite des marqueurs développée par Daly (1967, 1969). Elle consiste à suivre au cours du mouvement un ensemble de marqueurs associés à chaque fluide. On retrouve deux types de méthodes de marqueurs :

- celle en volume utilisant une distribution de marqueurs dans tout le domaine,
- celle en surface réduisant le nombre de marqueurs à une distribution sur l'interface entre fluides.

Ces méthodes présentent deux limitations :

- des situations non physiques peuvent apparaître lors des reconnections, par croisement des lignes de marqueurs,
- les marqueurs ayant tendance à se répartir de manière non uniforme dans le domaine, des surconcentrations et des zones vides de marqueurs peuvent apparaître, il faut donc effectuer une redistribution périodique des marqueurs de façon à retrouver une répartition homogène.

Une alternative aux méthodes des marqueurs est apportée par la méthode « Volume Of Fluid »(VOF). Cette méthode a été proposée par Hirt and Nichols (1981), elle est caractérisée par une représentation volumique de l'interface faisant intervenir la notion de fraction volumique de la maille occupée par l'un des deux fluides. Cette formulation utilise la fonction couleur Φ_i définie sur chaque volume de contrôle telle que :

$$\left\{ \begin{array}{ll} \Phi_{F_i} = 1 & \text{si le fluide } F_i \text{ occupe la totalité du volume de contrôle} \\ \Phi_{F_i} = 0 & \text{si le fluide } F_i \text{ n'est pas présent dans le volume de contrôle} \\ 0 < \Phi_{F_i} < 1 & \text{si le fluide } F_i \text{ occupe partiellement le volume de contrôle} \end{array} \right. \quad (2.8)$$

La figure 2.3 montre les différentes configurations possibles pour une étude bi-fluides.

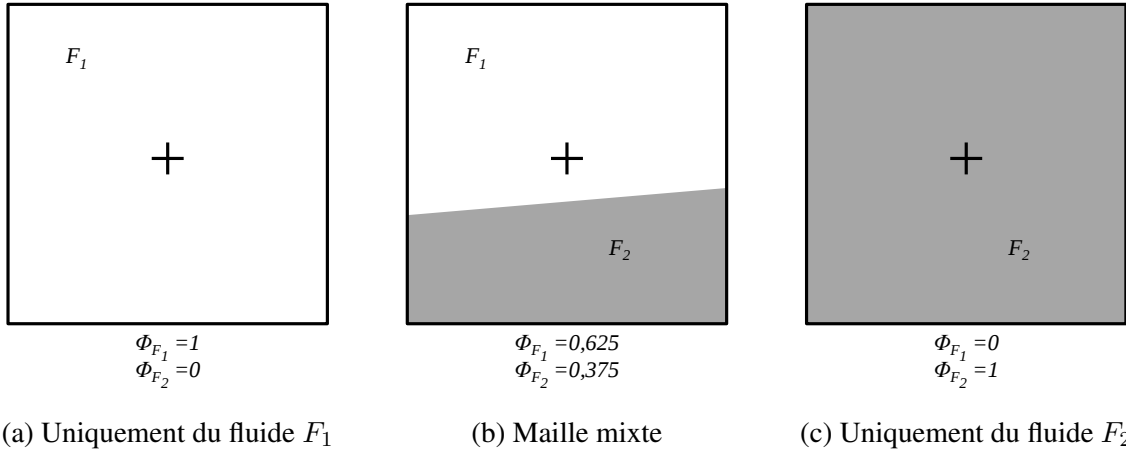


FIGURE 2.3 – Schéma des configurations possibles pour une étude bi-fluides.

L'évolution de la fonction couleur Φ_i pendant le calcul est obtenue par la résolution de l'équation d'advection dans laquelle $\mathbf{v}$ est la vitesse locale du fluide F_i :

$$\frac{\partial \Phi_i}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \Phi_i = 0 \quad (2.9)$$

L'évolution de l'interface est alors représentée par l'iso-contour $\Phi_i = 0,5$.

2.1.3.1 Méthode VOF-PLIC

Contrairement à la méthode VOF-TVD qui consiste à résoudre l'équation 2.9 à l'aide d'un schéma numérique approprié, la méthode VOF-PLIC est une méthode de reconstruction d'interface se basant sur des considérations géométriques, la construction de l'interface se faisant à l'aide de segments de droite. La méthode se décompose en trois étapes illustrées sur la figure 2.4 :

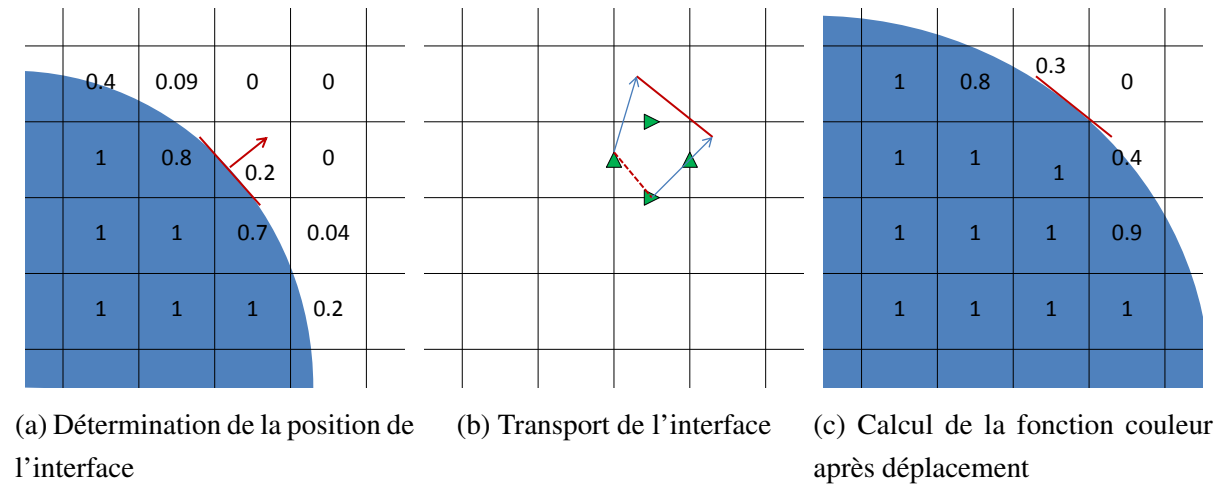


FIGURE 2.4 – Schématisation des trois étapes de la méthode VOF-PLIC.

- (a). calcul de la position de l'interface (c.-à-d. segment de droite) à partir des valeurs des Φ_i ,
- (b). transport de l'interface en fonction du champ de vitesse,
- (c). détermination des nouvelles valeurs des fonctions couleurs dans tout le domaine.

Lors des travaux effectués dans cette thèse, hormis cas exceptionnel, le suivi d'interface a toujours été réalisé à l'aide de la méthode VOF-PLIC. Aussi les étapes de cette méthode sont détaillées dans les paragraphes suivants. Pour simplifier la présentation des étapes de la méthode, les équations sont écrites pour un maillage orthonormé (pas d'espace $h_x=h_y=h$). Cette méthode est également adaptée pour des maillages irréguliers 2D ou 3D. Nous nous plaçons également dans le cas d'un écoulement bi-fluides, il n'y a donc qu'une seule fonction couleur que nous noterons Φ .

(a). Détermination de la position de l'interface :

La position de l'interface est déterminée grâce au vecteur normal à l'interface et à la valeur de la fonction couleur. L'estimation du vecteur normal $\mathbf{m}$ est donné par le gradient de la fonction

couleur :

$$\mathbf{m} = -\nabla\Phi \quad (2.10)$$

Le signe négatif est utilisé afin d'obtenir un vecteur sortant. Le vecteur $\mathbf{m}$ est tout d'abord estimé en $(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2})$ par :

$$m_x|_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2}} = -\frac{1}{2h}(\Phi|_{i+1,j} - \Phi|_{i,j} + \Phi|_{i+1,j+1} - \Phi|_{i,j+1}) \quad (2.11)$$

$$m_z|_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2}} = -\frac{1}{2h}(\Phi|_{i,j+1} - \Phi|_{i,j} + \Phi|_{i+1,j+1} - \Phi|_{i+1,j}) \quad (2.12)$$

puis estimé en (i, j) en effectuant une moyenne :

$$\mathbf{m}|_{i,j} = \frac{1}{4}(\mathbf{m}|_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2}} + \mathbf{m}|_{i+\frac{1}{2},j-\frac{1}{2}}) + \mathbf{m}|_{i-\frac{1}{2},j+\frac{1}{2}} + \mathbf{m}|_{i-\frac{1}{2},j-\frac{1}{2}}) \quad (2.13)$$

Le gradient est donc approché par une différence finie à neuf points.

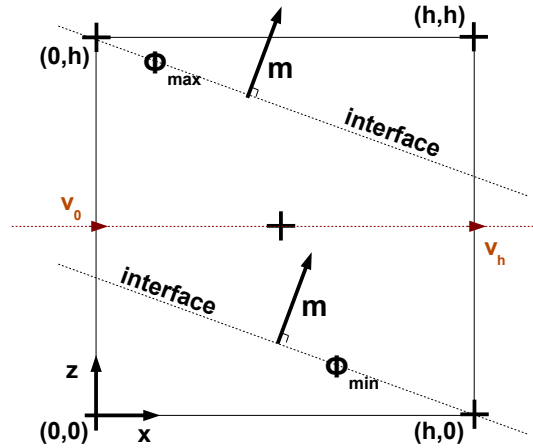


FIGURE 2.5 – Deuxième étape de la méthode VOF-PLIC - le positionnement de l'interface se fait en évaluant les deux situations limites correspondant à une maille remplie au maximum (Φ_{max}) et une maille remplie au minimum (Φ_{min})

Ensuite, pour positionner correctement l'interface, nous considérons le repère dont l'origine est placée en bas à gauche d'une cellule quelconque (cf. figure 2.5) et nous écrivons l'équation de la droite qui prolonge le segment (représentant l'interface) dans ce repère :

$$m_x x + m_z z = r \quad (2.14)$$

Le paramètre r permet de fixer la position de la droite. Plaçons nous dans le cas particulier où $0 < m_x < m_y$ (les autres cas pouvant être obtenus à partir de ce cas par symétrie). Dans un

premier temps, nous définissons les valeurs « limites » de Φ qui correspondent aux cas où, pour une valeur de $\mathbf{m}$ donnée, la cellule est la plus remplie ou au contraire la moins remplie possible. En remarquant que $r = hm_x$, on obtient :

$$\Phi_{min} = \frac{m_x h^2}{2m_y} \quad \text{et} \quad \Phi_{max} = h^2 - \Phi_{min} \quad (2.15)$$

A l'aide de ces expressions, le calcul de r en 2D donne :

$$r = h\sqrt{2\Phi m_x m_z} \quad \text{si} \quad 0 \leq \Phi \leq \Phi_{min} \quad (2.16)$$

$$r = \frac{h(2\Phi m_z + m_x)}{2} \quad \text{si} \quad \Phi_{min} \leq \Phi \leq \Phi_{max} \quad (2.17)$$

$$r = m_x h + m_z - h\sqrt{2(1 - \Phi)m_x m_z} \quad \text{si} \quad \Phi_{max} \leq \Phi \leq 1 \quad (2.18)$$

(b). Transport de l'interface :

Une fois que la position de l'interface est connue, il est facile de la déplacer dans une direction. En interpolant linéairement la vitesse en chaque point du segment à partir des valeurs connues sur la grille de vitesse. L'expression de la vitesse en un point $M(x, z)$ est donnée par :

$$v(M) = \frac{1}{h}[(1 - x)v_0 + xv_h] \quad (2.19)$$

En notant $v_0 = v|_{0,j}$, et $v_h = v|_{h,j}$ (cf. figure 2.5). L'expression de $x|^{n+1}$ est alors donnée par :

$$x|^{n+1} = x|^{n+1} + v(M)\Delta t^n$$

Soit,

$$x|^{n+1} = x|^{n+1} + \left(\frac{v_h - v_0}{h}\right) \Delta t^n + v_0 \Delta t^n \quad (2.20)$$

Puis en exprimant $x|^{n+1}$ en fonction de $x|^{n+1}$ à l'aide de (2.20), et en remplaçant dans l'expression (2.14), on arrive à :

$$m_x|^{n+1} \left(\frac{x|^{n+1} - v_0 \Delta t^n}{1 + \frac{v_h - v_0}{h} \Delta t^n} \right) + m_z|^{n+1} z|^{n+1} = r^{n+1} \quad (2.21)$$

Comme le champ de vitesse transforme le premier segment (valable à l'instant t^n) en un autre segment, la position de l'interface à l'instant t^{n+1} est représentée par l'équation :

$$m_x|^{n+1} x|^{n+1} + m_z|^{n+1} z|^{n+1} = r^{n+1} \quad (2.22)$$

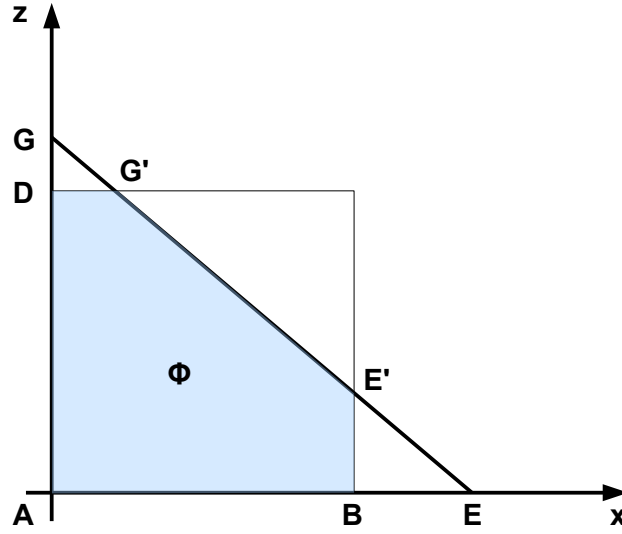


FIGURE 2.6 – Calcul de la fonction couleur - Méthode VOF-PLIC

A partir de (2.21) et (2.14), on déduit alors que :

$$m_x|^{n+1} = \frac{m_x|_n}{1 + \frac{v_h - v_0}{h} \Delta t^n} \quad (2.23)$$

$$r|^{n+1} = r|_n + \frac{m_x|_n v_0 \Delta t^n}{1 + \frac{v_h - v_0}{h} \Delta t^n} \quad (2.24)$$

On obtient ainsi le nouveau segment après advection horizontale. Le même raisonnement s'applique pour le déplacement vertical.

(c). Calcul de la fonction couleur après déplacement :

La dernière étape consiste à calculer la nouvelle valeur de la fonction couleur à partir de ce nouveau segment. Comme la fonction couleur correspond à la fraction volumique de l'eau dans chaque maille, cette étape correspond à un calcul d'aire qui est déterminée par la position de l'interface. Les points d'intersection entre la droite d'équation (2.14) et les axes x et z sont respectivement $\frac{r}{m_x}$ et $\frac{r}{m_z}$. Ils sont représentés par les points E et G sur la figure 2.6.

En notant $AD = h$ et $h' = AB$, l'aire A correspondant à la fraction volumique recherchée vaut

$$A = \frac{1}{2m_x m_z} (r^2 - \max(0, r - m_x h') (r - m_x h') - \max(0, r - m_z h) (r - m_z h)) \quad (2.25)$$

Dans cette expression, le terme $\frac{r^2}{2m_x m_z}$ correspond à l'aire du triangle AEG. Si E et G restent à l'intérieur du rectangle, ce terme représente l'aire recherchée. En revanche, si E ou G sortent du rectangle (figure 2.6), il faut alors retrancher à l'aire AEG l'aire des triangles qui 'dépassent', ($GG'D$ et $EE'B$), ce qui correspond au deuxième et troisième terme de l'expression (2.25). La valeur de Φ se déduit alors par :

$$\Phi = \frac{1}{hh'} \quad (2.26)$$

Une fois Φ connue, il ne reste plus qu'à attribuer les nouvelles caractéristiques de chaque phase à chaque sous-domaine (partie suivante) puis à résoudre les équations de Navier-Stokes.

La force de cette méthode est la reconstruction de l'interface en fonction de son orientation et de la valeur de Φ . Ainsi, par rapport à la méthode VOF-TVD qui utilise des schémas de discrétisation, le phénomène de diffusion numérique disparaît totalement.

Cependant, cette méthode peut poser des problèmes de fragmentation dans le cas où le champ de vitesse possède de forts gradients ou que l'interface subit d'importantes déformations, ce qui est généralement le cas pour les calculs d'impacts. Dans ce cas, il est utile d'utiliser une méthode qui revient à adoucir légèrement le front de densité.

2.1.3.2 Régularisation de phase - Méthode SVOF

Cette méthode permet d'améliorer l'utilisation de la méthode PLIC qui peut s'avérer inefficace ou inappropriée pour certains cas. Son principe consiste à régulariser la fonction couleur en introduisant une zone de diffusion à proximité de l'interface. Dans la suite, la fonction couleur issue de la méthode VOF-PLIC est notée Φ et la fonction régularisée est notée Φ^S . La paramétrisation de cette nouvelle fonction Φ^S est obtenue par analogie avec l'équation de diffusion thermique :

$$\frac{\partial T}{\partial t} - \nabla a \nabla T = 0 \quad (2.27)$$

$a > 0$ étant le coefficient de diffusion thermique. Dans ce cas, la longueur caractéristique de diffusion vaut $\delta = \sqrt{a\tau_d}$ (τ_d étant le temps sur lequel la diffusion se produit).

La fonction Φ^S est construite à partir de l'équation (2.27) discrétisée en temps :

$$-\nabla \cdot a \nabla \Phi^{S,n+1} + \Phi^{S,n+1} = \Phi^{S,n} \quad (2.28)$$

Le coefficient de diffusion équivalent a est exprimé en fonction de l'épaisseur de l'interface L_i et des dimensions locales de la maille considérée Δh par :

$$a = L_i \Delta h^2 \quad (2.29)$$

Cette équation est ensuite discrétisée en espace en utilisant la méthode des volumes finis et un schéma centré. La fonction Φ^S est alors obtenue par itération en appliquant l'algorithme suivant :

$$L^1 = \Phi \quad (2.30)$$

Pour $k = 1 \dots N - 1$, résoudre

$$-\nabla \cdot \tau_d^* \nabla \Phi^{S,k+1} + \Phi^{S,k+1} = L^k \quad (2.31)$$

$$L^{k+1} = \Phi^{S,k+1} \quad (2.32)$$

avec τ_d^* défini par $\tau_d^* = \frac{L_i \Delta h^2}{N}$. Après résolution de (2.30) et (2.32), la condition $F^S = F^{S,N}$ est vérifiée.

La fonction Φ^S comporte alors une zone étroite de diffusion qui permet de représenter l'interface de façon plus régulière. Dans la pratique, les paramètres L_i et N sont choisis arbitrairement de façon à limiter le fractionnement de l'interface tout en gardant une description précise de l'interface.

La validité et l'efficacité de cette méthode sera démontrée tout au long de cette étude. Le lecteur peut néanmoins se référer aux travaux de Pianet et al. (2010) dans lesquels cette méthode est validée.

2.1.4 Détermination des variables thermodynamiques

La connaissance de la position de l'interface permet de séparer le domaine en sous-domaines dans lesquels chaque maille est affectée d'une masse volumique et d'une viscosité caractérisant la phase présente. Ces deux variables, la masse volumique et la viscosité dynamique, sont appelées variables thermodynamiques et seront parfois notées VT .

Pour des mailles dans lesquelles la fonction couleur est entière (cf figures 2.3a et 2.3c), ρ et μ correspondent aux masses volumiques de F_1 lorsque $\Phi_{F_1} = 1$ et de F_2 lorsque $\Phi_{F_2} = 1$. Pour les mailles mixtes ($0 < \Phi_{F_i} < 1$), les propriétés du fluide ne sont plus constantes dans les volumes de contrôle mais il est difficile de tenir compte d'une discontinuité de masse volumique et de viscosité alors que toutes les autres variables sont constantes dans ce même volume. Nous supposons donc que ρ et μ sont aussi constants dans les mailles mixtes en leur attribuant des valeurs équivalentes exprimées à l'aide de la fonction couleur. Ces relations sont des moyennes

arithmétiques :

$$\rho = \sum_i \Phi_{F_i} \cdot \rho_{F_i} \quad (2.33)$$

$$\mu = \sum_i \Phi_{F_i} \cdot \mu_{F_i} \quad (2.34)$$

Ces valeurs équivalentes permettent de conserver le poids réel dû à la présence de chaque fluide dans les mailles mixtes. En revanche le calcul de la viscosité du fluide dans ces mailles ne peut être justifié par aucune considération physique. Signalons à ce propos que des améliorations des calculs de la viscosité ont été proposées dans Duval (2007)

Une fois l'affectation faite, la résolution des équations de Navier-Stokes est réalisée à l'aide des méthodes présentées précédemment.

2.1.5 Modèle de turbulence

La dynamique de la turbulence est imprévisible, désordonnée et à caractère dissipatif. La turbulence fait intervenir une très grande gamme d'échelles spatiales et temporelles (Lesieur (2014)). Un grand nombre de modèles permettent de modéliser les écoulements turbulents, citons par exemple la simulation numérique directe de équations de Navier-Stokes (Direct Numerical Simulation, DNS), la résolution des équation de Navier-Stokes moyennées (Random Averages Navier-Stokes, RANS) ou encore la simulation des grandes échelles (Large Eddy Simulation, LES). Suivant l'approche adoptée, les équations de Navier-Stokes peuvent être modifiées ou non. D'autre part, des variables ou des équations additionnelles peuvent dans certains cas être ajoutées au problème. L'approche que nous avons utilisée au cours de la thèse pour modéliser la turbulence est celle de la simulation à grandes échelles, solution intermédiaire entre la DNS et la modélisation RANS. Bien que la philosophie soit différente, cette approche permet d'accéder à des informations instantanées à moindre coût.

Comme son nom l'indique, la simulation des grandes échelles (LES) résout uniquement les grandes échelles régissant la dynamique de l'écoulement. Les petites échelles sont modélisées par un modèle dit de "sous-maille". L'utilisation de ce modèle permet de réaliser des simulations sur des maillages plus grossiers qui ne captent pas les petites échelles dissipatives de l'écoulement. L'approche LES est une approche consistant à résoudre par la simulations directe les grandes structures caractéristiques de l'écoulement turbulent et à modéliser ses caractéristiques de plus petite taille. Les propriétés statistiques sont alors obtenues après un ou une succession de calcul. Il existe plusieurs modèles de simulations LES, comme le modèle de Smagorinsky,

le modèle TKE (Turbulent Kinetic Energy) ou le modèle mixte. Les différents modèles LES de THETIS sont décrits plus en détail dans Lubin et al. (2006) et Larocque (2008).

Dans ces travaux nous avons utilisé le modèle LES mixte. Le modèle d'échelle mixtes est basé sur l'énergie cinétique des plus petites échelles résolues de l'écoulement. La viscosité de sous-maîles est évaluée par :

$$\nu_{sm} = C_m \cdot \overline{\Delta}^{1+\alpha} \cdot (\overline{S_{i,j}} \cdot \overline{S_{i,j}})^{\frac{\alpha}{2}} (q_{sm}^2)^{\frac{1-\alpha}{2}} \quad (2.35)$$

Dans cette équation ν_{sm} représente la viscosité cinématique turbulente en sous-maille, q_{sm}^2 est l'énergie cinétique des échelles en sous-maille, C_m est une constante évaluée à partir des valeurs des constantes des modèles de Smagorinsky et TKE, telles que $C_m = (C_s)^{2\alpha} (C_{TKE})^{1-\alpha}$ et α est un paramètre que l'on peut faire varier de 0 à 1. En général, $\alpha=0,5$. Si $\alpha=0$, on retombe sur le modèle de TKE, et si $\alpha=1$, on a le modèle de Smagorinsky.

2.2 Modélisation d'un solide en Navier-Stokes

La contribution de cette thèse se trouve dans cette section. Un des objectifs de ces travaux est de simuler une structure solide indéformable à un seul degré de liberté de manière totalement implicite. Pour cela nous utilisons une technique de pénalisation basée sur la viscosité nous permettant de rigidifier certaines zones du domaine fluide. Il suffit en effet d'imposer dans la zone que l'on cherche à rigidifier une valeur de viscosité très forte pour satisfaire numériquement un critère de non déformation. Une fois ce critère vérifié, la phase fluide rigidifiée peut être assimilée à une phase solide indéformable.

2.2.1 Étude théorique de la non déformation

Au sein d'un écoulement, chaque particule fluide subit des changements de position, d'orientation et de forme. L'analyse de ces changements peut s'appuyer sur la comparaison des vitesses de deux points voisins appartenant à la même particule.

Considérons $M(x, y, z)$ un point dont la vitesse est $\mathbf{v}_M = (u, v, w)$ et un point $M'(x + dx, y + dy, z + dz)$ dont la vitesse est $\mathbf{v}_{M'} = (u', v', w')$. On pose $d\mathbf{r} = \mathbf{MM}' = \overrightarrow{MM'}$, il est alors possible de définir l'accroissement de vitesse $d\mathbf{v}$ à l'ordre 1 en explicitant :

$$\mathbf{v}_{M'} = \mathbf{v}_M + d\mathbf{v} \Leftrightarrow \mathbf{v}(\mathbf{r} + d\mathbf{r}) = \mathbf{v}(\mathbf{r}) + d\mathbf{v} \quad (2.36)$$

En effectuant un développement limité au premier ordre de l'accroissement de vitesse $d\mathbf{v}$ on

obtient l'expression suivante :

$$\mathbf{v}(\mathbf{r} + d\mathbf{r}) = \underbrace{\mathbf{v}(\mathbf{r})}_{\text{translation}} + \underbrace{\bar{\bar{\mathbf{e}}}.d\mathbf{r}}_{\text{déformation pure}} + \underbrace{\bar{\bar{\mathbf{w}}}.d\mathbf{r}}_{\text{rotation pure}} \quad (2.37)$$

$$\text{avec } \bar{\bar{\mathbf{e}}} = \frac{1}{2} \cdot (\nabla \mathbf{v} + \nabla^t \mathbf{v}) \quad (2.38)$$

$$\text{et } \bar{\bar{\mathbf{w}}} = \frac{1}{2} \cdot (\nabla \mathbf{v} - \nabla^t \mathbf{v}) \quad (2.39)$$

Attention, du fait de l'ordre du DL (1), cette expression est uniquement valable en petites vitesses de déformations.

Notons que la vitesse d'une particule peut se décomposer en la somme de trois termes : $\mathbf{v}_M = \mathbf{v}_{M_{\text{translation}}} + \mathbf{v}_{M_{\text{rotation}}} + \mathbf{v}_{M_{\text{déformation}}}$ et que le terme $(\nabla \mathbf{v} + \nabla^t \mathbf{v})$ est le terme régissant la vitesse de déformation. Si nous revenons maintenant à l'équation (2.1), afin de rigidifier une phase fluide, il est possible de mettre en place une pénalisation permettant de faire tendre le terme $(\nabla \mathbf{v} + \nabla^t \mathbf{v})$ vers 0.

2.2.2 Méthode de pénalisation

L'ajoutant d'un multiplicateur $k_{\text{pénalisation}}$ devant le terme $(\nabla \mathbf{v} + \nabla^t \mathbf{v})$ dans l'équation de Navier-Stokes permettrait la pénalisation de la déformation. En effet, si $k_{\text{pénalisation}} \rightarrow \infty$, l'équation (2.1) admet des solutions si et seulement $(\nabla \mathbf{v} + \nabla^t \mathbf{v}) \rightarrow 0$, c'est à dire si la déformation locale est nulle. L'équation (2.1) s'écrit alors :

$$\rho \left(\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} \right) + \nabla p - \nabla \cdot [(\mu + k_{\text{pénalisation}})(\nabla \mathbf{v} + \nabla^t \mathbf{v})] = \rho \mathbf{b} \quad (2.40)$$

On remarque que dans cette équation le multiplicateur $k_{\text{pénalisation}}$ joue le même rôle que la viscosité dynamique μ . Il est donc possible de rigidifier une zone fluide en pénalisant directement la viscosité dynamique μ sans avoir à ajouter un multiplicateur.

Numériquement, la discrétisation temporelle et le découplage vitesse-pression (méthode du Lagrangien Augmenté) permettent de transformer l'équation (2.1) en vue de la résoudre de manière itérative. Elle s'écrit alors :

$$\begin{aligned} \rho^n \left(\frac{\mathbf{v}^{n,k+1}}{\Delta t^n} + (\mathbf{v}^{n,k} \cdot \nabla) \mathbf{v}^{n,k+1} \right) - \rho^n \mathbf{b} - \nabla p^{n,k} \\ - \nabla [\mu^n (\nabla \mathbf{v}^{n,k+1} + \nabla^t \mathbf{v}^{n,k+1})] - r_u \nabla (\nabla \cdot \mathbf{v}) = \rho^n \frac{\mathbf{v}^n}{\Delta t^n} \end{aligned} \quad (2.41)$$

$$p^{n,k+1} = p^{n,k} - r_p \nabla \cdot \mathbf{v}^{n,k+1} \quad (2.42)$$

Dans ce système, lorsque μ^n est très grand, la divergence des contraintes visqueuses (c.-à-d. le terme $\mu^n(\nabla \mathbf{v}^{n,k+1} + \nabla^t \mathbf{v}^{n,k+1})$) devient prépondérante dans l'équation de quantité de mouvement dans la zone concernée du domaine fluide.

Numériquement, le tenseur des vitesses de déformation qui vient en multiplication de μ doit tendre vers zéro pour assurer que la contrainte visqueuse reste bornée. Cette vitesse étant nulle (ou très faible devant le temps de calcul) on peut considérer que la déformation est nulle (cf. Critère de rigidification ci-dessous). Ainsi, la déformation étant nulle au sein de la phase fluide rigidifiée, cette phase peut être assimilée à une phase solide rigide. Cette méthode de pénalisation est décrite et nommée H^1 -penalty model dans Angot (1999).

Comme nous venons de le voir, cette méthode de pénalisation impose une déformation nulle dans la zone fluide, pour autant, la zone pénalisée n'est pas forcément immobile. En effet, le fluide se comporte maintenant comme un solide rigide, son mouvement est donc permis selon la dynamique des solides rigides. Le champs de pression du fluide extérieur sur la zone rigidifiée est calculé au niveau de l'interface. Le mouvement de la zone rigidifiée est régi par les lois de Newton et il dépend des conditions cinématiques s'appliquant à la zone.

2.2.3 Contrôle de la rigidification

Dans la section 2.2.2 nous avons vu que le fait de pénaliser la viscosité permettait de rigidifier une zone fluide. Afin de contrôler quantitativement la non déformation de la zone fluide solidifiée nous avons défini un coefficient de déformation local basé sur les considérations suivantes.

Nous commençons par calculer et reconstituer le tenseur des taux de déformation pure en chaque point $M_{i,j,k}$ de la grille de pression (i, j et k représentent le numéro de la maille selon les axes Oi, Oj et Ok) :

$$\bar{\bar{e}}_{i,j,k} = \frac{1}{2} \cdot (\nabla \mathbf{v}_{i,j,k} + \nabla^t \mathbf{v}_{i,j,k}) \quad (2.43)$$

$$= \begin{pmatrix} \frac{\partial u_{i,j,k}}{\partial x} & \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_{i,j,k}}{\partial y} + \frac{\partial v_{i,j,k}}{\partial x} \right) & \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_{i,j,k}}{\partial z} + \frac{\partial w_{i,j,k}}{\partial x} \right) \\ \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_{i,j,k}}{\partial y} + \frac{\partial v_{i,j,k}}{\partial x} \right) & \frac{\partial v_{i,j,k}}{\partial y} & \frac{1}{2} \left(\frac{\partial v_{i,j,k}}{\partial z} + \frac{\partial w_{i,j,k}}{\partial y} \right) \\ \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_{i,j,k}}{\partial z} + \frac{\partial w_{i,j,k}}{\partial x} \right) & \frac{1}{2} \left(\frac{\partial v_{i,j,k}}{\partial z} + \frac{\partial w_{i,j,k}}{\partial y} \right) & \frac{\partial w_{i,j,k}}{\partial z} \end{pmatrix} \quad (2.44)$$

Ensuite nous diagonalisons ce tenseur pour obtenir les déformations principales de chaque point

de la grille de pression (volume de contrôle, cf figure 2.1) :

$$\bar{\bar{e}}_{i,j,k} = \begin{pmatrix} \epsilon_{I_{i,j,k}} & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_{II_{i,j,k}} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{III_{i,j,k}} \end{pmatrix} \quad (2.45)$$

Le tenseur $\bar{\bar{e}}_{i,j,k}$ n'est alors plus exprimé dans la base (x, y, z) mais dans la base des directions principales.

En petites vitesses de déformation, la somme des déformations principales est égale à la vitesse de variation relative de volume : $\frac{\Delta V}{V_0} = \epsilon_{I_{i,j,k}} + \epsilon_{II_{i,j,k}} + \epsilon_{III_{i,j,k}}$. Cette somme est aussi égale à la divergence de la vitesse. Le critère $Divv = 0$, s'il est bien résolu par le code, impose déjà que la vitesse de variation du volume local de la particule est proche de zéro. Mais cela ne suffit pas à obtenir une rigidification car on peut avoir des déformations sans avoir de variation relative de volume. Aussi nous avons défini le coefficient $Cdef$ suivant comme critère de déformation locale : $Cdef_{i,j,k} = \sqrt{\epsilon_{I_{i,j,k}}^2 + \epsilon_{II_{i,j,k}}^2 + \epsilon_{III_{i,j,k}}^2}$. Si ce paramètre est très faible, alors on est sûr que la particule ne s'est localement pas déformée suivant ses 3 axes principaux et que donc la rigidification est assurée. A chaque pas de calcul on récupère la valeur maximale de $Cdef_{i,j,k}$ afin de créer la fonction $Cdef(t) = \max[Cdef_{i,j,k} \text{ à l'instant } t]$.

La rigidification devant être maintenue tout au long de la simulation, ce n'est pas $Cdef(t)$ qu'il faut maintenir très petit mais $C_{tot} = \int_Y Cdef(t) dt = \sum_i Cdef(t_i) dt_i$, où Y représente le temps total de simulation. C_{tot} est un nombre majorant la déformation totale de la zone rigidifiée au cours de la simulation, du début à la fin de celle-ci. Dans les travaux présentés ci-après, nous considérerons que la rigidification est effective tout au long de la simulation si et seulement si $C_{tot} < 0,1\%$.

Nous avons montré que la mise en place d'une viscosité dynamique de valeur $\mu = [10^7; 10^9] \text{ Pa.s}$ permettait le respect de ce critère sans entraver le calcul numérique. Différents travaux, Cru-chaga et al. (2007) ou encore Abadie et al. (2010), utilisant cette même méthode de rigidification mettent en œuvre des viscosités μ de cet ordre de grandeur.

2.2.4 Détermination de $Cdef$ en chaque nœud de la grille principale (grille de pression)

Par souci de simplicité et d'efficacité nous nous plaçons dans le cas d'un calcul en 2D avec un maillage régulier. Une routine disponible dans le code THETIS permet de calculer les différents termes du tenseur des taux de déformation. Ce calcul est effectué de la façon suivante :

1. les termes diagonaux du tenseur sont calculés directement aux nœuds de la grille principale comme suit (se référer à la figure 2.2 pour les indices) :

$$\frac{\partial u_p}{\partial x} = \frac{U_e - U_o}{e_x} \quad \text{et} \quad \frac{\partial v_p}{\partial y} = \frac{U_n - U_o}{e_y} \quad (2.46)$$

2. les autres termes sont quant à eux calculés sur la grille de viscosité comme suit (se référer à la figure 2.2 pour les indices de la formule) :

$$\frac{\partial u_{V_{ne}}}{\partial y} = \frac{U_{ne} - U_e}{e_y} \quad \text{et} \quad \frac{\partial v_{V_{ne}}}{\partial y} = \frac{U_{en} - U_n}{e_x} \quad (2.47)$$

Une fois l'ensemble des termes déterminés, il est nécessaire de reconstruire le tenseur $\bar{\bar{e}}$ à l'aide de ces derniers. On a alors :

$$\bar{\bar{e}} = \frac{1}{2} \cdot (\nabla \mathbf{v}_p + \nabla^t \mathbf{v}_p) = \begin{pmatrix} \frac{\partial u_p}{\partial x} & \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_p}{\partial y} + \frac{\partial v_p}{\partial x} \right) \\ \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_p}{\partial y} + \frac{\partial v_p}{\partial x} \right) & \frac{\partial v_p}{\partial y} \end{pmatrix} \quad (2.48)$$

$$\text{avec} \quad \frac{\partial u_p}{\partial y} = \frac{1}{4} \left(\frac{\partial u_{V_{ne}}}{\partial y} + \frac{\partial u_{V_{no}}}{\partial y} + \frac{\partial u_{V_{so}}}{\partial y} + \frac{\partial u_{V_{se}}}{\partial y} \right) \quad (2.49)$$

$$\text{et} \quad \frac{\partial v_p}{\partial x} = \frac{1}{4} \left(\frac{\partial v_{V_{ne}}}{\partial x} + \frac{\partial v_{V_{no}}}{\partial x} + \frac{\partial v_{V_{so}}}{\partial x} + \frac{\partial v_{V_{se}}}{\partial x} \right) \quad (2.50)$$

Le tenseur de déformation est ainsi reconstitué à chaque itération et en chaque nœud de la grille principale. Après diagonalisation du tenseur, nous calculons la moyenne du coefficient $C_{def_{i,j,k}}$ sur le solide et nous extrayons la valeur max de ce coefficient afin de calculer $C_{def}(t)$ puis C_{tot} .

2.3 Modélisation d'efforts extérieurs de type raideur et amortissement dans Navier-Stokes

L'étude présentée dans le paragraphe 2.2 montre qu'il est possible de modéliser un solide indéformable à l'aide d'un code Navier-Stokes tout en contrôlant sa rigidification au cours du temps. Si l'on veut maintenant traiter des problèmes d'interaction fluide-structure, il faut en plus être capable de prendre en compte des efforts additionnels agissant sur le système directement dans Navier-Stokes. En effet, les structures que nous allons chercher à prendre en compte dans Navier-Stokes pour nos études d'interaction sont en réalité des systèmes mécaniques soumis à des efforts internes (c.-à-d. ressorts, pistons) et contraint dans leur mouvement. Afin de résoudre au mieux l'interaction entre un tel système et le fluide environnant, il est indispensable de les prendre en compte dans notre modèle.

Par exemple, un système houlomoteur de type oyster ou wave-roller est contraint à se mouvoir en rotation et son mécanisme de récupération d'énergie engendre des efforts d'amortissement.

2.3.1 Prise en compte des efforts extérieurs à l'interaction fluide-structure

Tous les efforts extérieurs agissant sur le système « fluide - solide rigide » sont pris en compte sous forme d'accélération volumique rapportée. La force est transformée en une accélération $\mathbf{A}_{\text{ext}}$ que l'on vient intégrer directement dans le terme $\mathbf{b}$ de l'équation 2.1 :

$$\mathbf{b} = \mathbf{g} + \mathbf{A}_{\text{ext}} \quad (2.51)$$

D'un point de vue programmation, l'implémentation de cette accélération se traduit simplement par une modification de la gravité existante. Attention la gravité n'est modifiée qu'aux nœuds sur lesquels les forces extérieures agissent. Cela signifie que si l'on veut prendre en compte un effort extérieur qui agit uniquement sur le solide rigide, la gravité ne sera modifiée que sur les nœuds du domaine où le solide est présent.

Imaginons un solide rigide S de volume Ω_S et de masse volumique ρ_S soumis à une force de rappel de raideur k_x et une force d'amortissement de coefficient c_x selon l'axe x , une force de rappel de raideur k_y et une force d'amortissement de coefficient c_y selon l'axe y ainsi qu'à un couple de rappel de raideur k_r et un couple d'amortissement de coefficient c_r selon l'axe z . L'effort $\mathbf{F}(\mathbf{M})$ agissant en un point $M(x, y, z)$ peut s'écrire comme la somme d'un effort de translation $\mathbf{F}_t(\mathbf{M})$ et d'un effort de rotation $\mathbf{F}_r(\mathbf{M})$:

$$\mathbf{F}(\mathbf{M}) = \mathbf{F}_t(\mathbf{M}) + \mathbf{F}_r(\mathbf{M}) \quad (2.52)$$

$$= \frac{1}{\Omega_S} \cdot \left[\begin{pmatrix} -k_x \cdot \delta_x - c_x \cdot \bar{u} \\ -k_y \cdot \delta_y - c_y \cdot \bar{v} \end{pmatrix} + \cdot \begin{pmatrix} \frac{-k_r \cdot \theta_r \cdot \sin(\theta_M)}{r_M} - \frac{c_r \cdot \bar{\theta}_r \cdot \sin(\theta_M)}{r_M} \\ \frac{-k_r \cdot \theta_r \cdot \cos(\theta_M)}{r_M} - \frac{c_r \cdot \bar{\theta}_r \cdot \cos(\theta_M)}{r_M} \end{pmatrix} \right] \quad (2.53)$$

Cette force se traduit par la mise en place d'une accélération $\mathbf{A}_{\text{ext}}(\mathbf{M})$ s'écrivant de la forme suivante :

$$\mathbf{A}_{\text{ext}}(\mathbf{M}) = \frac{\mathbf{F}(\mathbf{M})}{\rho_S} \quad (2.54)$$

$$= \mathbf{A}_t(\mathbf{M}) + \mathbf{A}_r(\mathbf{M}) \quad (2.55)$$

$\bar{u}$ et $\bar{v}$ représentent la vitesse de déplacement du solide selon les axes x et y . Numériquement, ces termes sont déterminés en moyennant l'ensemble des vitesses des n_M points de pression de

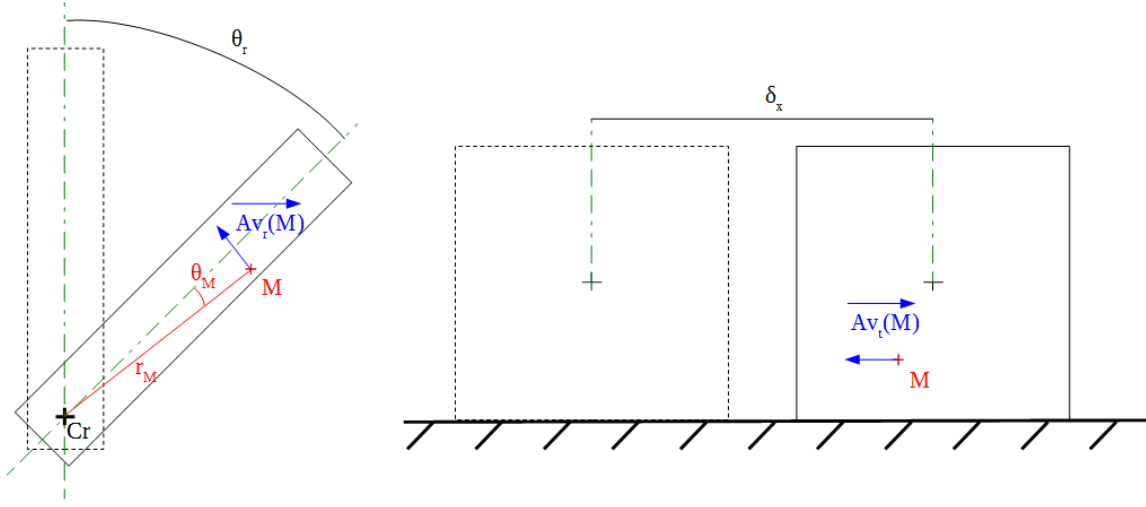


FIGURE 2.7 – Accélération additionnelle en rotation (gauche) et en translation (droite)

la zone rigidifiée :

$$\bar{u} = \frac{\sum_{n_M} u_M}{n_M} \quad \text{et} \quad \bar{v} = \frac{\sum_{n_M} v_M}{n_M} \quad (2.56)$$

δ_x et δ_y représentent l'écart du solide par rapport à sa position d'équilibre selon les axes x et y . Numériquement, ces termes sont calculés de la façon suivante à chaque itération I :

$$\delta_x = \delta_{x_{init}} + \sum_{i=1}^I \bar{u}_i \cdot \delta_{t_i} \quad \text{et} \quad \delta_y = \delta_{y_{init}} + \sum_{i=1}^I \bar{v}_i \cdot \delta_{t_i} \quad (2.57)$$

où δ_{t_i} représente le pas de temps de l'itération I.

$\dot{\theta}_r$ représente la vitesse angulaire du solide dans le plan (Cr, x, y) , Cr étant le centre de rotation du solide :

$$\bar{\dot{\theta}}_r = \frac{\sum_{n_M} \frac{\sqrt{u_M^2 + v_M^2}}{R_M}}{n_M} \quad (2.58)$$

θ_r représente l'écart angulaire du solide par rapport à sa position d'équilibre dans le plan (Cr, x, y) :

$$\theta_r = \theta_{r_{init}} + \sum_{i=1}^I \bar{\dot{\theta}}_{r_i} \cdot \delta_{t_i} \quad (2.59)$$

θ_M et r_M sont définis tels que sur la figure 2.7.

2.3.2 Contrainte du mouvement du solide

La phase rigidifiée étant assimilable à un solide rigide, son déplacement répond aux lois de la cinématique des solides indéformables, et ne peut donc se mouvoir qu'en translation et/ou

en rotation. Les tests de validation réalisés et les cas applications présentés par la suite mettent en œuvre des solides pouvant se mouvoir uniquement en translation ou-bien uniquement en rotation. La contrainte du mouvement du solide (phase fluide rigidifiée) est réalisée par la mise en place d'une contrainte cinématique à l'intérieur de la zone pénalisée.

2.3.2.1 Translation

Pour imposer un mouvement de translation autre que sur une condition limite, nous créons un axe de translation en pénalisant la vitesse orthogonale à l'axe choisi à l'intérieur de la zone rigidifiée. La vitesse sur le nœud de pression $\mathbf{P}$ (cf. figure 2.2) se calculant de la manière suivante :

$$\mathbf{v_P} = (U_o + U_e)\mathbf{X} + (U_s + U_n)\mathbf{Y} \quad (2.60)$$

si l'on souhaite pénaliser une des deux composantes de la vitesse sur un nœud de pression, il est nécessaire de la pénaliser sur les deux points associés de la grille de vitesse. Plus concrètement, si nous voulons pénaliser la vitesse selon l'axe $\mathbf{X}$ du point $\mathbf{P}$, on faut imposer $U_o = U_e = 0$.

Aussi, afin d'imposer un mouvement de translation, nous pénalisons la vitesse sur deux points de la grille de pression, donc sur quatre nœuds de vitesse. L'axe formé par ces deux points de la grille de pression est l'axe de translation du bloc. Les quatre nœuds de vitesse doivent être à l'intérieur de la phase solidifiée, cf figure 2.8. La pénalisation de la viscosité va ensuite « propager » la contrainte en translation à l'ensemble du bloc. Une des limites de cette méthode est qu'il est possible de mettre en place un axe de translation uniquement si celui-ci coïncide avec un des axes de la grille principale du domaine de calcul. De même, si un solide se trouve en contact avec une limite du domaine sur laquelle une condition de glissement est imposée, un mouvement de translation lui sera imposé automatiquement. Cette astuce sera utilisée dans le chapitre 4.

2.3.2.2 Rotation

Pour forcer le solide à se mouvoir en rotation il suffit de figer un point du solide en lui imposant des vitesses verticales et horizontales nulles. Le point ainsi pénalisé est le centre de rotation du solide. Imaginons que le point que nous souhaitons figer se situe au niveau du nœud de pression $\mathbf{P}$ (figure 2.9), les nœuds de vitesse que l'on va devoir pénaliser sont les quatre entourant le nœud de pression $\mathbf{P}$: U_e , U_s , U_o et U_n . Une des limites de cette méthode est que le centre de rotation du solide doit impérativement se trouver à l'intérieur de la zone rigidifiée.

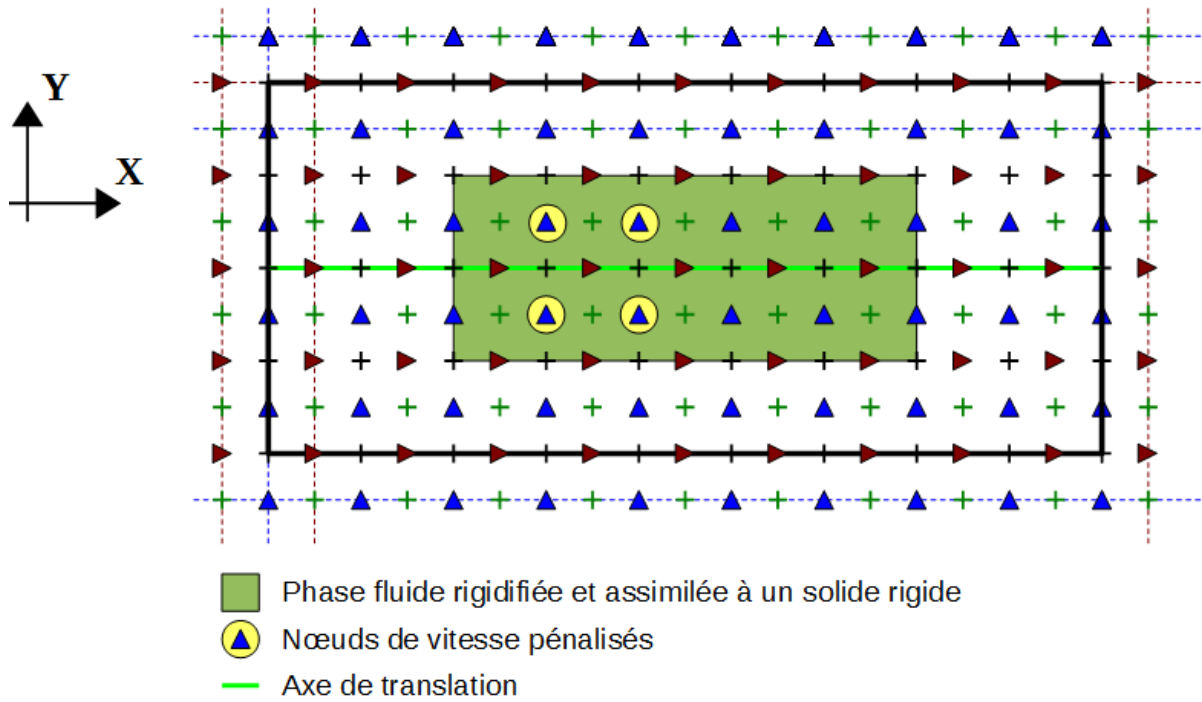


FIGURE 2.8 – Mise en place d'un axe de translation

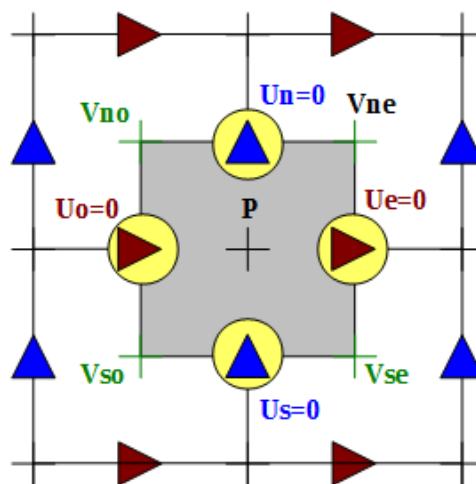


FIGURE 2.9 – Vitesse autour du centre de rotation du solide

2.4 Point triple

Dans le chapitre 4, nous présentons une étude sur un procédé d'amortissement de ballottement. Au cours de cette étude nous avons été confrontés à un problème numérique propre à la

2.4. Point triple

méthode de pénalisation présentée précédemment. Dans cette section une analyse du problème rencontré est présenté, ainsi que des pistes de réflexions et d'amélioration.

La figure 2.10a montre le schéma du problème étudié. Un oscillateur masse-ressort-amortisseur est placé dans un réservoir contenant de l'eau, le niveau d'eau étant inférieur à la hauteur du bloc. L'ensemble du système (c.-à-d. oscillateur masse-ressort-amortisseur + réservoir avec de l'eau) est soumis à un mouvement vibratoire imposé à l'aide d'une table vibrante. La méthode de pénalisation présentée dans la section 2.2 est utilisée pour la modélisation numérique du bloc alors que les efforts de rappel et d'amortissement sont imposés via la méthode présentée dans la section 2.3.

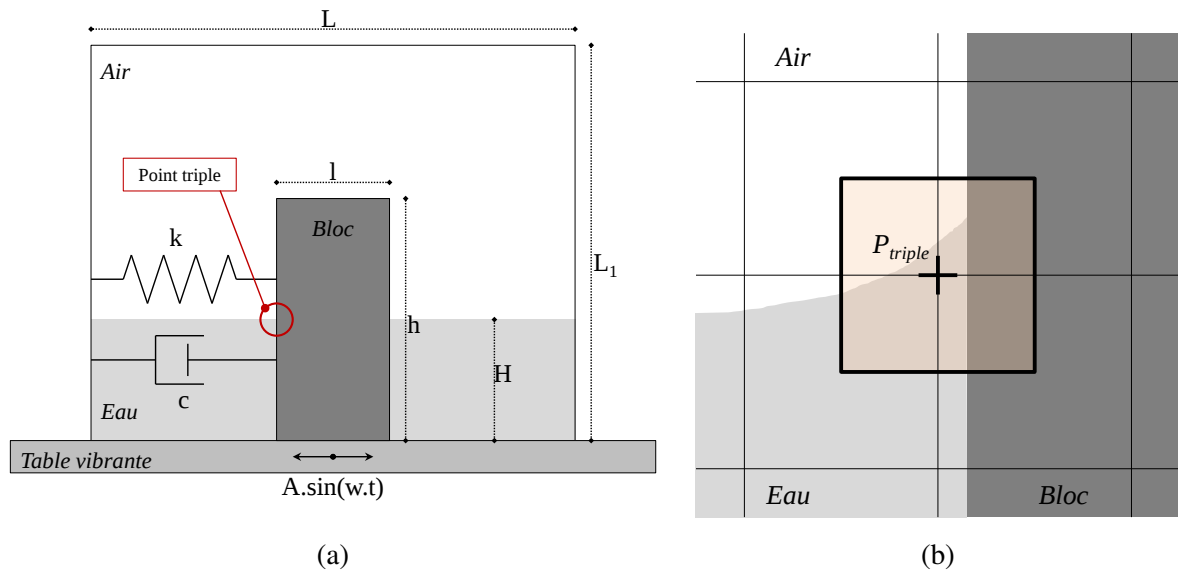


FIGURE 2.10 – Schéma du problème étudié (a) et zoom au niveau du point triple (b)

Le problème numérique en question intervient au niveau du point triple repéré sur la figure 2.10a, point d'intersection des trois phases (c.-à-d. air, eau, fluide rigidifié). Un zoom au niveau de cette zone est disponible sur la figure 2.10b.

La figure 2.11 retrace l'évolution temporelle du système soumis à une excitation extérieure imposée par la table vibrante de type $F(t) = Amp \cdot \cos(\omega_f t)$ avec $Amp = 0.5cm$ et $f = \frac{\omega_f}{2\pi} = 1.7Hz$. Si l'on regarde avec attention le point triple, à gauche comme à droite du bloc, on remarque la présence d'une perturbation qui s'amplifie avec le temps.

Cette perturbation est un problème uniquement numérique. En effet, le cisaillement entre

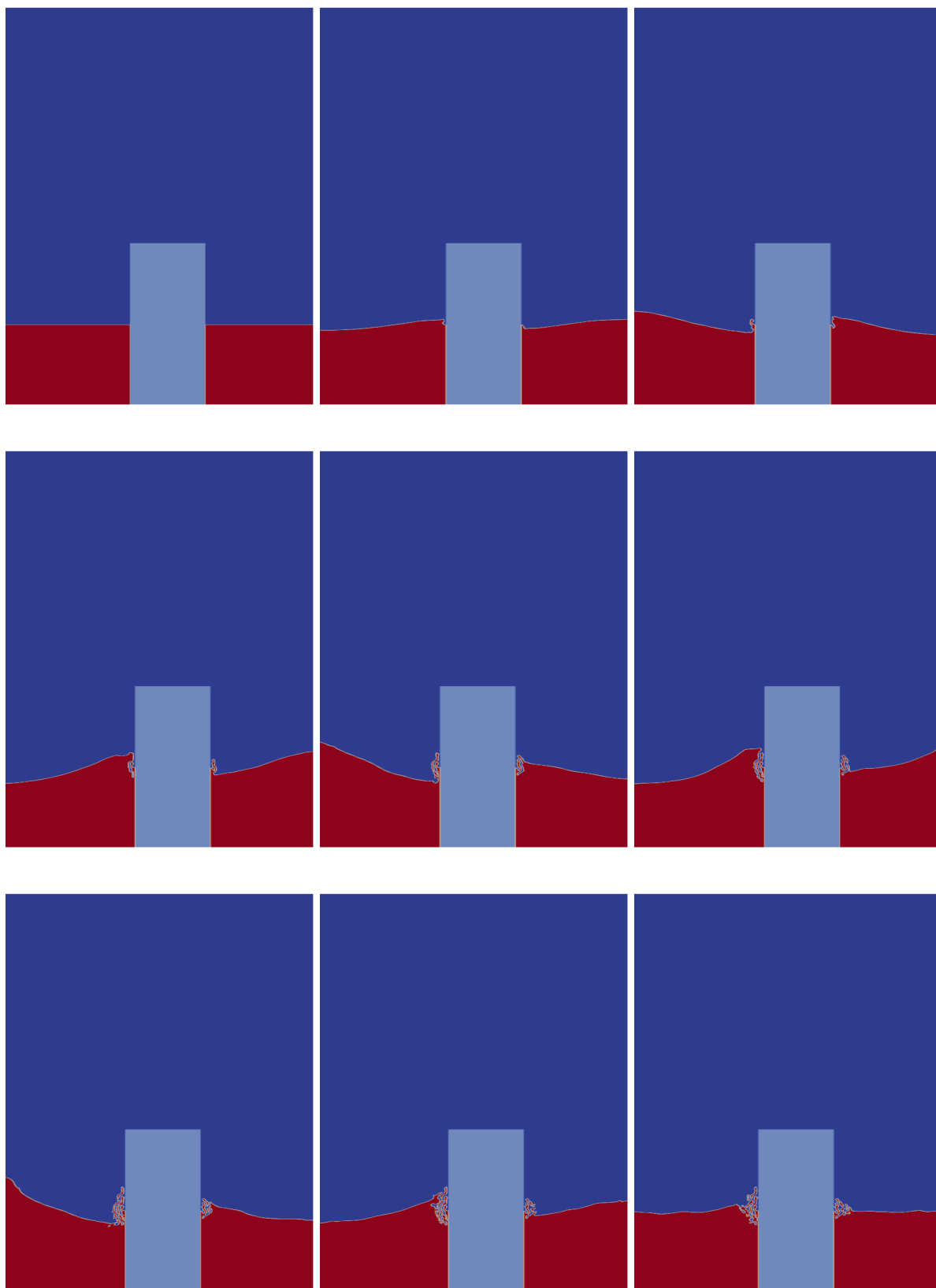


FIGURE 2.11 – Instantanés de simulation numérique ($Amp = 0.5cm$, $f = 1.7Hz$) et évolution du point triple à $t = 0$ s, 0.3 s, 0.5 s, 0.8 s, 1.1 s, 1.3 s, 1.6 s, 1.9 s et 2.7 s.

2.4. Point triple

l'eau et le bloc au niveau du point triple étant très important de par les valeurs des viscosités des deux fluides et du différentiel de vitesse entre les deux, ce dernier a tendance à « ronger » le bloc. Des microparticules de bloc se détachent alors, ce qui a pour conséquence la diffusion de la rigidification. L'image de la figure 2.12 est un zoom réalisé sur la zone de diffusion. Les isocontours de la fonction couleur $\Phi_{Frigide}$ du fluide rigidifié y sont représentés en jaune pour des valeurs de $\Phi_{Frigide} = [1.10^{-8}; 1, 5.10^{-7}; 2, 5.10^{-6}; 4.10^{-5}; 6, 3.10^{-3}; 1.10^{-2}]$.

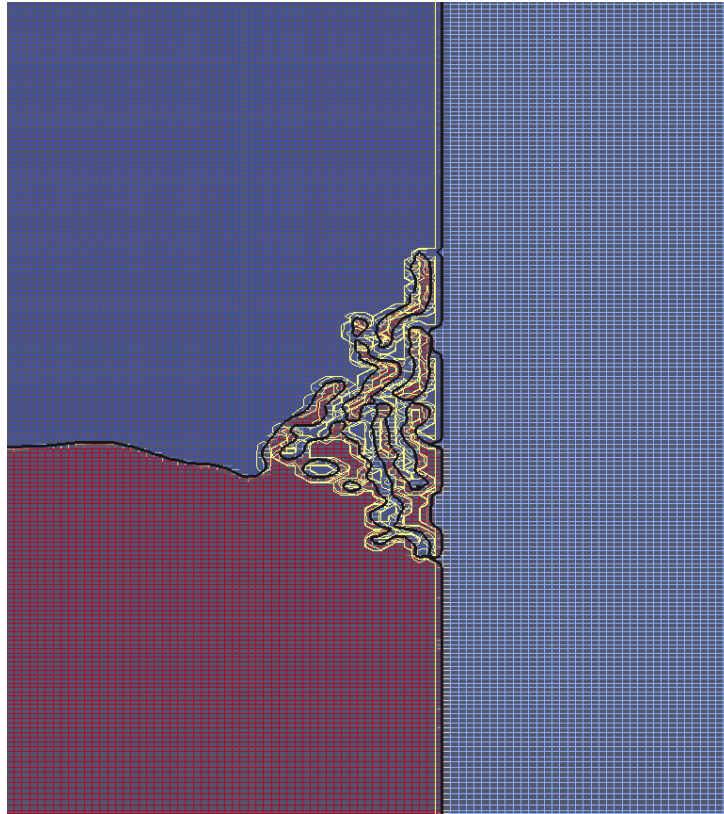


FIGURE 2.12 – Instantané du point triple à $t=3.3$ s, avec isocontours de la fonction couleur $\Phi_{Frigide}$ du fluide rigidifié ($\Phi_{Frigide} = [1.10^{-8}; 1, 5.10^{-7}; 2, 5.10^{-6}; 4.10^{-5}; 6, 3.10^{-3}; 1.10^{-2}]$).

N'ayant pas trouvé de référence sur ce type de problème de détérioration d'interface dans la littérature, différentes méthodes ont été testées afin de résoudre ce problème de diffusion locale de fluide rigidifié. La figure 2.13 présente les résultats obtenus avec chacune des solutions testées, on constate qu'aucune solution ne nous a permis de régler complètement le problème en question.

Dans un premier temps nous avons cherché à programmer une condition de glissement au niveau de l'interface du bloc, afin de minimiser, voire annuler, le cisaillement entre l'eau et

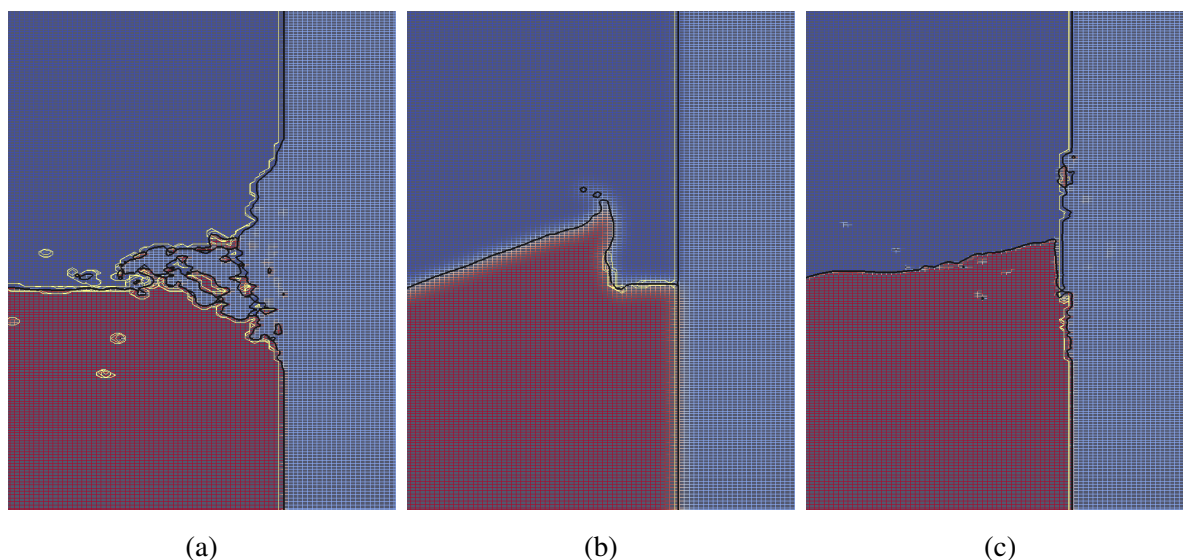


FIGURE 2.13 – Instantané du point triple à $t=3.3$ s, avec isocontours de la fonction couleur $\Phi_{F_{rigide}}$ du fluide rigidifié, pour chacune des méthodes de résolution testée : moyenne discontinue (a), régularisation de phase (b) et nettoyage de la zone de diffusion (c).

le bloc. Il s'avère que cette solution, bien qu'optimale, est impossible à mettre en place. En effet, numériquement nous ne pouvons imposer une condition de glissement qu'au niveau des mailles existantes or la position de l'interface en question ne coïncide pas forcément avec les axes de la grille de pression comme le montre la figure 2.14 représentant les points de pression au voisinage du point triple. Faisant fi de cette complication, nous avons imposé une condition limite de glissement interne au domaine au niveau de :

- la dernière maille ne contenant pas de bloc, c'est à dire au niveau des points de pression verts sur les figures 2.14a et 2.14b,
- la dernière maille avant l'interface du bloc, c'est à dire au niveau des points de pression bleus sur la figure 2.14a et des verts de la figure 2.14b.

Dans un cas comme dans l'autre les résultats sont mauvais, la résolution de l'équation de quantité de mouvement diverge. La mise en place d'une condition de glissement pile au niveau de l'interface du bloc serait réalisable à l'aide d'un maillage mobile qui suivrait l'interface de ce dernier (c.-à-d. méthode ALE).

Le problème ne pouvant être résolu par cette méthode nous avons pensé modifier le mode de calcul de la viscosité équivalente. En effet, la viscosité dynamique intervenant dans les équations de Navier-Stokes comme facteur de la contrainte de cisaillement, sa valeur et donc son mode de détermination joue un rôle important quant au problème de diffusion que nous souhaitons régler.

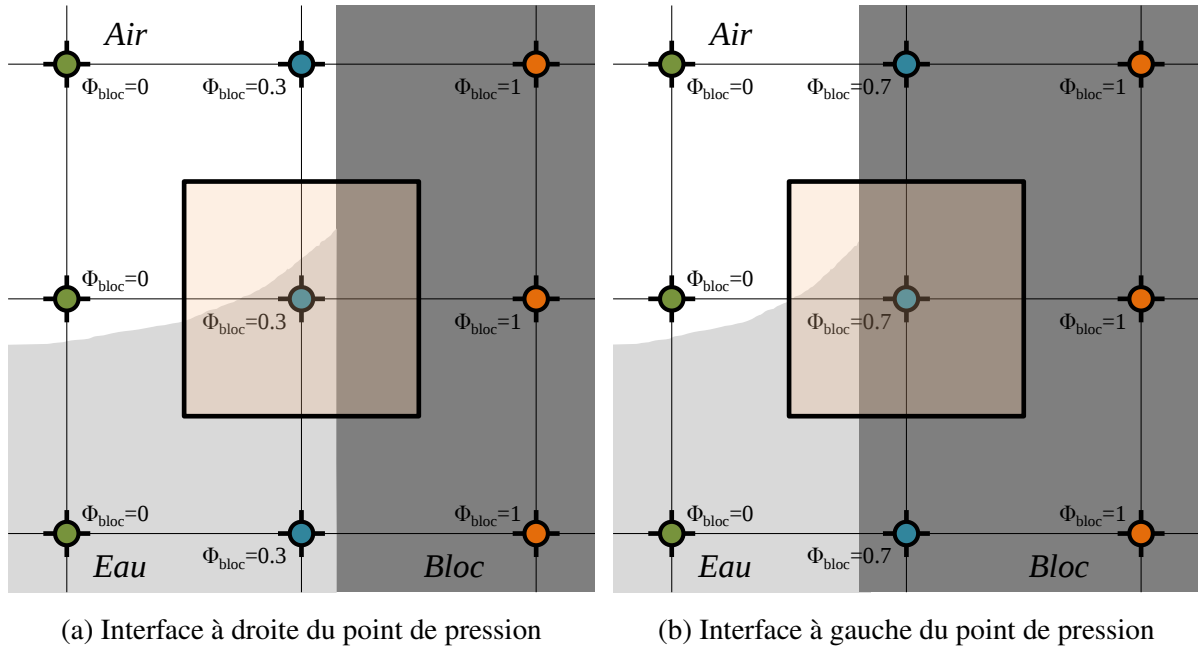


FIGURE 2.14 – Point de pression au voisinage de l'interface du bloc.

Lors de la simulation numérique dont les instantanés sont présentés sur la figure 2.11, la viscosité est calculée par moyenne arithmétique en fonction de Φ_i or dans le cadre d'écoulements multiphasiques il est possible d'opter pour une variation continue (arithmétique, harmonique ou géométrique) ou discontinue des caractéristiques thermodynamiques (c.-à-d. masse volumique et viscosité), calculées en fonction du taux de présence de chaque fluide dans la maille (c.-à-d. en fonction de Φ_i). La figure 2.15 illustre la différence entre les modes de calcul des moyennes d'une variable thermodynamique que l'on appellera VT sur une maille mixte composée de deux fluides, F_0 et F_1 avec $VT_{F_0} = 0.1$ et $VT_{F_1} = 5.10^7$ (ici VT correspond à la viscosité dynamique μ des deux fluides). En abscisse on retrouve la valeur de la fonction couleur Φ_{F_1} du fluide F_1 et en ordonnée la valeur prise par la variable thermodynamique dans la maille mixte en question.

Nous avons souhaité utiliser une moyenne géométrique pour le calcul de la viscosité. Comme on peut le voir sur la figure 2.13a cela ne résout en rien le problème rencontré. En effet, non seulement il y a diffusion du fluide rigidifié mais on observe également un écoulement de celui-ci. Comme on peut le voir sur la figure 2.15b, lorsque l'on utilise la moyenne géométrique, la valeur de la viscosité dynamique dans la maille mixte est quasiment toujours comprise entre 10^2 et 10^4 Pa.s or on a vu précédemment (section 3.2) que cette valeur n'était pas suffisante pour assurer la non déformation du bloc. C'est pour cette raison que l'on observe un écoulement. La diffusion du fluide est quant à elle due au cisaillement de l'eau.

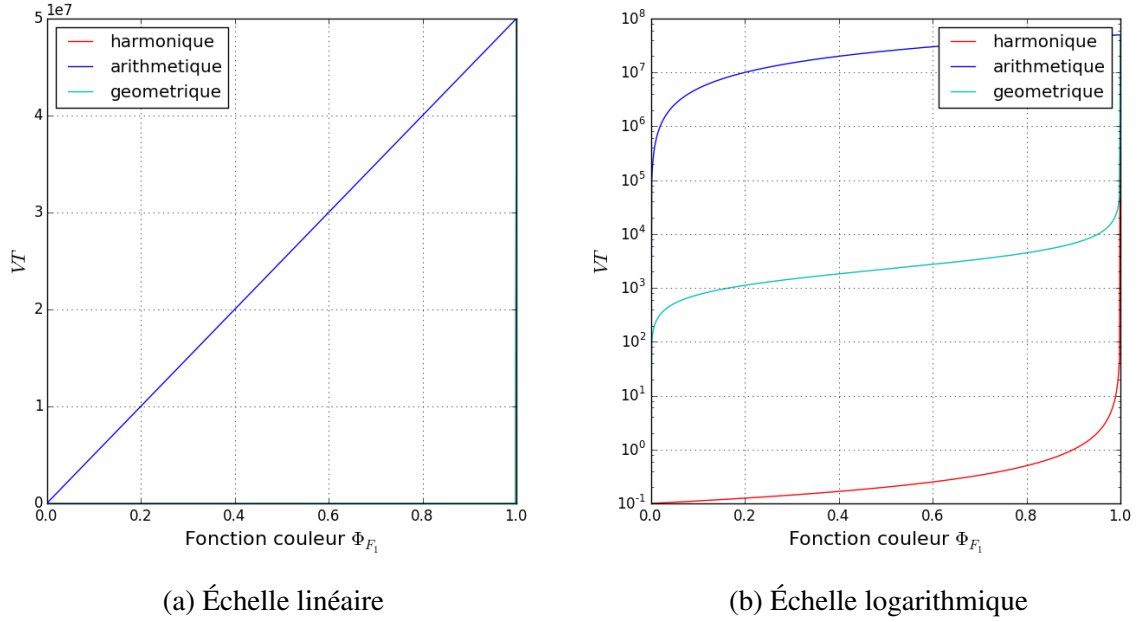


FIGURE 2.15 – Valeur de la variable thermodynamique VT dans une maille mixte en fonction de la fonction couleur Φ_{F_1} et du type de moyenne utilisé.

L'utilisation d'une moyenne harmonique et d'une variation discontinue pour le calcul de la viscosité dynamique donnent des résultats similaires à ceux obtenus avec l'utilisation d'une moyenne géométrique (c.-à-d. diffusion + écoulement du fluide rigidifié).

Nous avons ensuite décidé de mettre en place une régularisation de phase afin d'introduire une zone de diffusion contrôlée à proximité de l'interface. Comme nous nous y attendions les conséquences de cette manipulation sont bénéfiques quant à l'érosion du bloc et à écoulement de la zone rigidifiée (cf. figure 2.13b). Par contre la zone de diffusion étant plus étendue que précédemment nous sommes confrontés à un nouveau problème. En effet, à l'intérieur de cette zone de diffusion le mouvement de l'eau est totalement lié à celui du fluide rigidifié, nous observons une sorte de couche limite d'eau et d'air fixée à la zone rigidifiée. Deux solutions sont envisageables afin de pallier à ce problème :

- la diminution de l'épaisseur de régularisation,
- le raffinement du maillage autour de l'interface.

La diminution de l'épaisseur de régularisation est une fausse bonne idée. En effet, au fur et à mesure de sa réduction nous nous rapprochons de la configuration initiale (c.-à-d. sans régularisation), on observe alors l'apparition du problème de diffusion (cf. figure 2.12). Le raffinement du maillage est quant à lui très préjudiciable vis à vis du temps de calcul mais cette solution

fonctionne relativement bien.

Enfin nous avons mis en place une méthode de reconstitution d'interface. A chaque pas de temps, après l'advection (c.-à-d. déplacement du bloc), nous reconstruisons l'interface verticale latérale gauche et droite de la zone rigidifiée. Cela revient à effacer toutes les microparticules se désolidarisant du fluide rigidifié ainsi que les micro-zones d'écoulement de celui-ci. Les étapes de la reconstitution d'interface sont représentées sur la figure 2.16 :

Étape 1 : L'interface entre dans la cellule de contrôle,

Étape 2 : Le cisaillement de l'eau sur le bloc entraîne un début de détérioration de l'interface,

Étape 3 : L'interface sort de la cellule et les microparticules (zone en orange) sont effacées,

Étape 4 : Le processus se renouvelle.

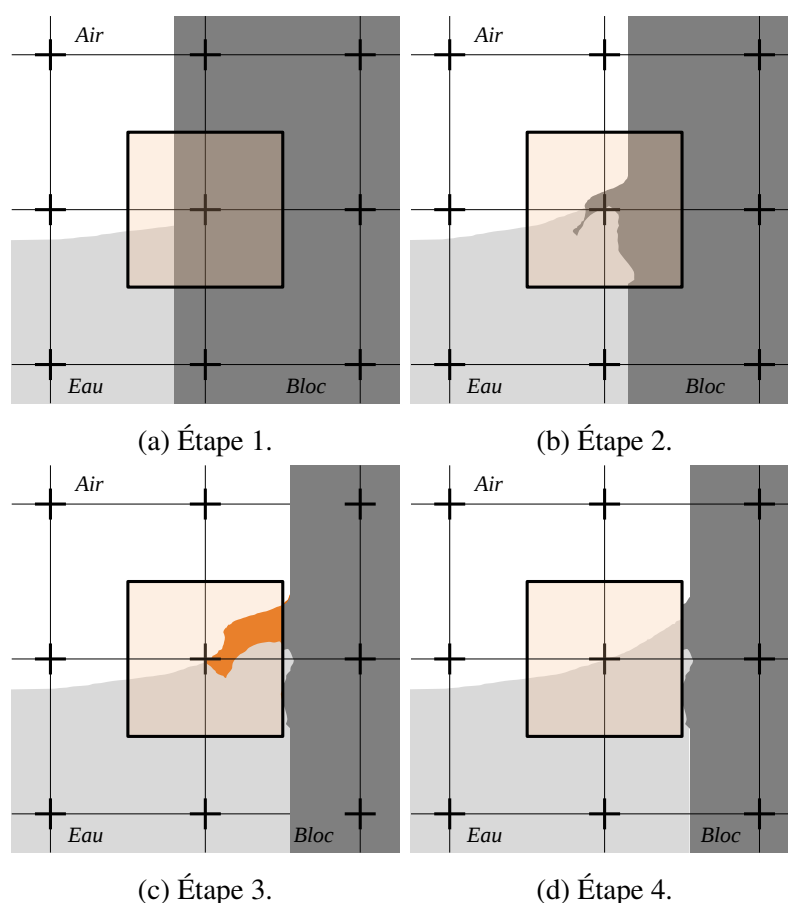


FIGURE 2.16 – Étapes de la reconstitution de l'interface.

Comme on peut le voir sur la figure 2.13c, le résultat obtenu avec cette méthode est concluant cependant cette manipulation est très brutale. En effet, à long terme, pour de long calcul, il se

peut que nous soyons confrontés à une non conservation de la masse de fluide rigidifié.

Nous avons cherché à estimer la perte de matière au cours de la simulation effectuée.

La masse perdu à chaque reconstitution est notée Q_{tot}^r et s'exprime en % de la façon suivante :

$$Q_{tot}^r = \frac{\sum_{i=1}^{n_M} \Phi_{Frigide_i} \cdot V_i \cdot \rho_{Frigide}}{m_{tot}} * 100 \quad (2.61)$$

avec n_M le nombre de mailles affectées par la diffusion, $\Phi_{Frigide_i}$ la valeur de la fonction couleur du fluide rigide dans la maille i , V_i le volume de la maille i , $\rho_{Frigide}$ la masse volumique du fluide rigide et $m_{tot} = V_{bloc} \cdot \rho_{Frigide}$ la masse totale de fluide rigide.

Comme on peut le voir sur la figure 2.12 la valeur moyenne de $\Phi_{Frigide_i}$ n'excède pas $1.10^{-5}\%$. Sur la hauteur du bloc de dimension 0.1 m x 0.2 m, une cinquantaine de mailles de 7.10^{-4} m x 7.10^{-4} m sont affectées par un cisaillement important. La quantité ainsi perdu à chaque itération vaut environ :

$$Q_{tot}^r = \frac{50 * 1.10^{-5} * (7.10^{-4})^2 * 500}{0.1 * 0.2 * 500} * 100 \approx 1.10^{-6}\%$$

Si l'on multiplie Q_{tot}^r par le nombre total d'itération (10000) nous obtenons la quantité totale de matière perdue au cours de la simulation :

$$Q_{tot} = 0,01225\%$$

Cette valeur étant très faible, nous pouvons en déduire que la reconstitution n'est donc pas un processus si brutal que ce que l'on pourrait penser et ce d'autant plus que la valeur Q_{tot} ainsi calculée n'est pas la valeur exacte de matière perdue mais bien une majoration de celle-ci. En effet, la valeur $\Phi_{Frigide_i}$ est en réalité inférieure à $1.10^{-5}\%$ et la CFL étant inférieurs à 1, nous n'effectuons pas de reconstitution à chaque itération, le nombre total de reconstitutions est donc inférieur au nombre total d'itérations.

Sur un code de calcul VOF comme le code THETIS, l'idéal serait de programmer une reconstitution propre de l'interface à chaque pas de temps à partir de la position du centre du gravité de la zone rigidifiée.

2.5 Conclusion

Dans ce chapitre nous nous sommes intéressés à la modélisation d'un solide rigide mobile dans un code Navier-Stokes. Nous avons vu qu'une pénalisation de la viscosité dynamique permettrait de rigidifier une zone fluide, la rendant ainsi assimilable à un solide rigide. Nous avons

repris cette méthode déjà utilisée de façon à pouvoir contrôler la rigidification de la zone fluide pénalisée en définissant le critère de rigidification C_{tot} . Nous avons également complété la méthode afin de maîtriser le mouvement de la zone rigidifiée en pénalisant la vitesse à l'intérieur de la zone. Le troisième et dernier complément apporté à la méthode est celui permettant de prendre en compte des efforts extérieurs agissant sur la zone rigidifiée en fonctions du mouvement de celle-ci.

Nous proposons maintenant de valider l'ensemble des développements apportés à la méthode de pénalisation. Nous présentons dans le chapitre suivant les différents cas de validation réalisés.

2.6 Bibliographie du chapitre

- Abadie, S., Morichon, D., Grilli, S., Glockner, S., 2010. Numerical simulation of waves generated by landslides using a multiple-fluid Navier-Stokes model. *Coastal Engineering* 57 (9), 779–794.
- Angot, P., 1999. Analysis of singular perturbations on the Brinkman problem for fictitious domain models of viscous flows. *Mathematical methods in the applied sciences* 22 (16), 1395–1412.
- Cruchaga, M. A., Celentano, D. J., Tezduyar, T. E., 2007. A Numerical model based on the mixed interface-tracking/interface-capturing technique (MITICT) for flows with fluid–solid and fluid–fluid interfaces. *International journal for numerical methods in fluids* 54 (6-8), 1021–1030.
- Daly, B. J., 1967. Numerical Study of Two Fluid Rayleigh-Taylor Instability. *Physics of Fluids (1958-1988)* 10 (2), 297–307.
- Daly, B. J., 1969. Numerical study of the effect of surface tension on interface instability. *Physics of Fluids (1958-1988)* 12 (7), 1340–1354.
- Duval, M., 2007. Etude du déferlement d’une onde de Stokes et de la dissipation associée par simulation directe.
- Fortin, M., Glowinski, R., 1982. Méthodes de lagrangien augmenté : applications à la résolution numérique de problèmes aux limites. Dunod.
- Harlow, F. H., Welch, J. E., et al., 1965. Numerical calculation of time-dependent viscous incompressible flow of fluid with free surface. *Physics of fluids* 8 (12), 2182.
- Hirt, C. W., Nichols, B. D., 1981. Volume of fluid (VOF) method for the dynamics of free boundaries. *Journal of computational physics* 39 (1), 201–225.
- Larocque, J., 2008. Modélisation et simulation numérique d’écoulements incompressibles turbulents diphasiques à phases non miscibles : application à l’interaction d’un jet turbulent avec une surface libre dans une cavité. Ph.D. thesis, Bordeaux 1.
- Lesieur, M., 2014. Turbulence (Edition 2013). EDP sciences.
- Lubin, P., 2004. Simulation des Grandes Echelles appliquée au déferlement plongeant des vagues.

Lubin, P., Vincent, S., Abadie, S., Caltagirone, J.-P., 2006. Three-dimensional large eddy simulation of air entrainment under plunging breaking waves. *Coastal engineering* 53 (8), 631–655.

Patankar, S., 1980. Numerical heat transfer and fluid flow. CRC Press.

Pianet, G., Vincent, S., Leboi, J., Caltagirone, J., Anderhuber, M., 2010. Simulating compressible gas bubbles with a smooth volume tracking 1-fluid method. *International Journal of Multiphase Flow* 36 (4), 273–283.

Chapitre 3

Validations

Sommaire

3.1	Introduction	54
3.2	Contrôle de la rigidification	54
3.3	Validations du modèle d'interaction fluide-structure	56
3.3.1	Présentation de l'étude menée	56
3.3.2	Présentation du modèle MEF-MLIT (code VULCAN)	58
3.3.3	Sensibilité au maillage	58
3.4	Validations du modèle d'interaction fluide-structure avec forces extérieures	61
3.4.1	Ballotement	61
3.4.2	Force de rappel et d'amortissement	65
3.5	Conclusion	70
3.6	Bibliographie du chapitre	71

3.1 Introduction

Dans le chapitre 2 nous avons présenté la méthode permettant la modélisation d'un solide dans un code Navier-Stokes ainsi que les développements réalisés afin de prendre en compte directement dans les équations de Navier-Stokes des efforts extérieurs agissant sur le fluide rigidifié. Dans ce chapitre nous présentons les cas de validation réalisés ayant permis de valider les développement effectués dans le modèle.

Dans un premier temps nous avons déterminé la valeur de viscosité dynamique de pénalisation optimale, c'est à dire celle permettant la rigidification d'une zone et une bonne résolution du calcul numérique. Pour cela nous avons étudié l'écoulement d'un fluide visqueux cisailé sous l'effet de son poids propre (équivalent de la poutre console en résistance des matériaux).

Ensuite pour contrôler la capacité du code à simuler les efforts de traînée d'un fluide sur un solide, nous avons étudié la chute d'une sphère (modélisée à l'aide d'un fluide à viscosité élevée) dans un fluide visqueux.

Enfin nous avons validé en deux temps le point central des travaux présentés dans ce manuscrit à savoir l'interaction fluide-solide rigide soumis à des efforts extérieurs. Tout d'abord nous avons repris l'étude de ballonnement réalisée par Cruchaga et al. (2013) afin de valider la prise en compte des forces volumiques dans notre code. Pour terminer nous avons simulé les vibrations libres d'un oscillateur masse-ressort-amortisseur initialement écarté de sa position d'équilibre dans le but de valider la prise en compte d'efforts de rappel et d'amortissement dans des zones de fluide rigidifié.

Une partie du chapitre 4 proposera également une validation du modèle dans un cas représentant tous les aspects validés dans celui-ci.

3.2 Contrôle de la rigidification

Nous avons effectué une étude paramétrique sur la valeur de la viscosité dynamique μ à mettre en place afin de rigidifier correctement une zone fluide. Pour cela, nous avons modélisé une poutre console (figure 3.1 à gauche) à l'aide d'une phase fluide de masse volumique $\rho = 1000 \text{ kg.m}^{-3}$, nous avons ensuite étudié sa déformation sous l'effet de la gravité en faisant varier la viscosité du fluide. Sous l'effet de la gravité, si la viscosité dynamique μ n'est pas assez élevée, on observe un écoulement de la zone à solidifier. Cet écoulement est celui d'un

fluide visqueux. L'image de gauche de la figure 3.1 met en évidence ce phénomène d'écoulement fluide. L'objectif de l'étude est de déterminer la valeur optimale μ_{op} c'est à dire la valeur permettant la rigidification de la zone solide et pour un temps de calcul minimal.

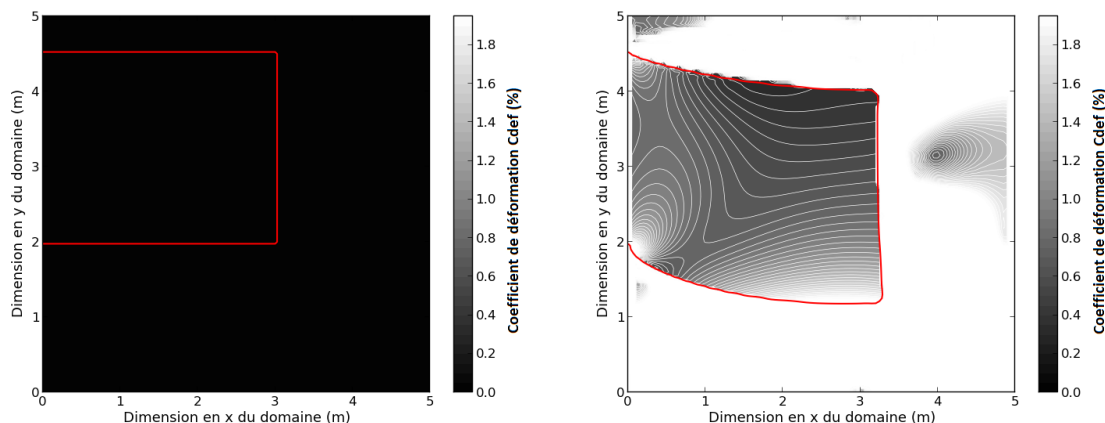


FIGURE 3.1 – Évolution du fluide visqueux au cours de la simulation numérique : état initial à gauche ; état après 0,38s de simulation à droite (pour $\mu = 1.10^4 Pa.s$).

Nous avons simulé 3s d'écoulement et fait varier μ entre $1.10^4 Pa.s$ et $1.10^{40} Pa.s$. Les résultats présentés dans le tableau 3.1 sont ceux de l'étude paramétrique sur la viscosité dynamique réalisée. Comme prévu, plus la viscosité dynamique μ de la zone rigidifiée est élevée, plus la valeur du coefficient C_{tot} est petite. Afin que le critère de rigidification fixé soit respecté (c.-à-d. $C_{tot} < 0,1\%$) il est nécessaire de pénaliser la zone à l'aide d'une viscosité dynamique μ supérieure à $1.10^7 Pa.s$. Cette étude semble également montrer qu'une fois la pénalisation effective, plus la viscosité dynamique choisie est élevée, plus le temps de calcul est important. Au vu des résultats de l'étude, 5.10^7 semble un bon compromis entre rigidification et respect du temps de calcul. Comme le montrent les résultats des simulations 6 et 7, si la pénalisation de la viscosité est trop forte (c.-à-d. $\mu > 1.10^{15} Pa.s$), des problèmes numériques sont rencontrés. Dans le cas de la simulation 6, la pénalisation agit à la fois sur la vitesse de déformation et la vitesse de translation et de rotation. L'objet est bien rigidifié mais la zone est complètement immobile. Lors de la simulation 7 ($\mu > 1.10^{40} Pa.s$) le calcul diverge, la pénalisation est tellement importante que les équations ne sont pas résolues.

La figure 3.2 reprend les résultats de la table 3.1 en les organisant sous forme de graphique. On note bien l'effet de l'augmentation de la viscosité dynamique sur la rigidification et sur le temps de calcul.

TABLE 3.1 – Propriétés des simulations

Simulation	μ (Pa.s)	C_{tot} (%)	Temps de simulation (s)
1	10^4	66	3161
2	10^6	1,1	3981
3	10^7	0,11	2681
4	5.10^7	0,024	2821
5	10^8	0,012	4641
6	10^{20}	-	Objet figé
7	10^{40}	-	Divergence du calcul

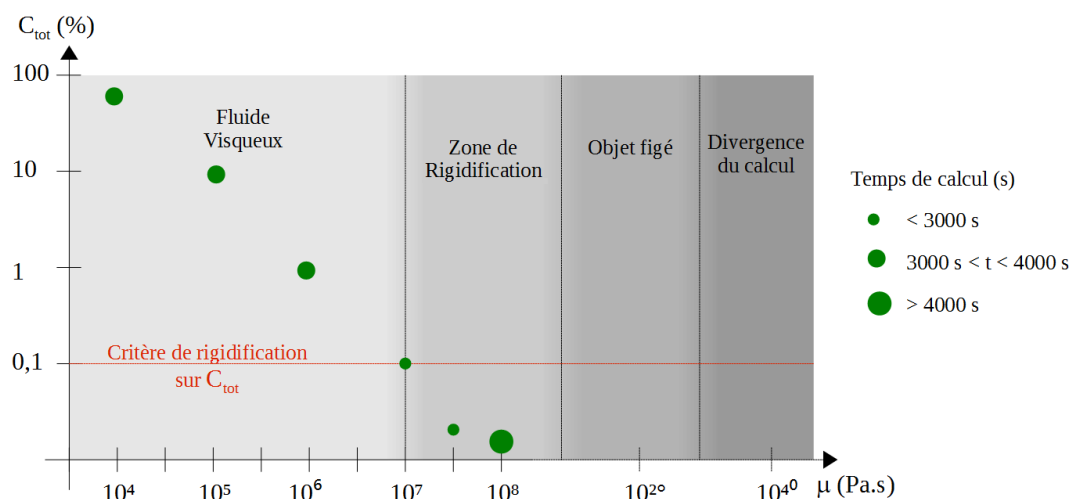


FIGURE 3.2 – Schéma de rigidification du cas étudié.

Les résultats présentés ci-dessus montrent que pour le cas étudié la valeur optimale μ_{op} à mettre en place afin que le critère de rigidification soit vérifié dans la zone solidifiée et que le temps de calcul soit minimal est $\mu_{op} = 5.10^7 Pa.s$. Cette valeur est celle que nous allons mettre en place par la suite à chaque fois que nous aurons un solide rigide à simuler.

3.3 Validations du modèle d'interaction fluide-structure

3.3.1 Présentation de l'étude menée

Le premier cas de validation étudié est celui de la chute libre d'une sphère dans un fluide visqueux. L'objectif de cette validation est de montrer que le modèle numérique THETIS est capable de reproduire avec précision les efforts du fluide environnant sur le solide rigidifié pour

de faibles Reynolds. Par la suite, dans le chapitre 4, nous contrôlerons ce phénomène à Reynolds élevés. Le cas étudié est celui de la chute d'une sphère dans un fluide visqueux. La figure 3.3 présente de façon schématique le cas étudié.

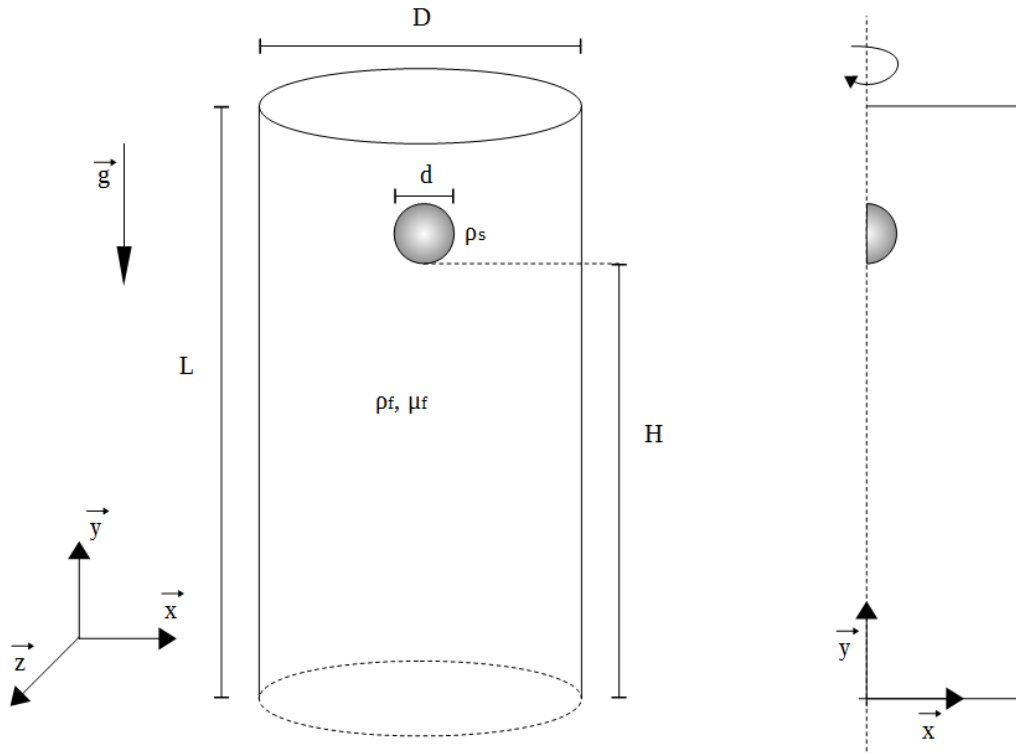


FIGURE 3.3 – Schéma du cas de validation étudié

Ten Cate et al. (2002) ont réalisé l'étude expérimentale de chute de sphère dans un liquide visqueux. Nous reprendrons les dimensions proposées dans cette étude afin de pouvoir comparer nos résultats avec leurs résultats expérimentaux. La sphère utilisée est une sphère de diamètre $d=15\text{mm}$ et de masse volumique $\rho_s = 1120\text{kg.m}^{-3}$. Afin de simuler cette sphère nous utilisons la méthode de pénalisation par la viscosité présentée précédemment, la viscosité dynamique utilisée est $\mu_s = 5.10^7\text{Pa.s}$. Le fluide dans lequel chute la sphère possède une masse volumique de $\rho_f = 962\text{kg.m}^{-3}$ et une viscosité dynamique $\mu_f = 0,113\text{Pa.s}$. Ce fluide est contenu dans un bassin de hauteur $L=160\text{mm}$ et de diamètre $D=100\text{mm}$. À l'état initial, la sphère est à une hauteur $H=120\text{mm}$ du fond du bassin.

Ce cas de chute correspond à un nombre de Reynolds maximum très faible, $Re=11,6$. La vitesse finale correspondante à ce nombre de Reynolds est $V_f=0,091\text{ m/s}$. On est donc très éloigné des vitesses et des Reynolds que l'on retrouve lors de l'interaction d'une vague avec

une structure à échelle réelle.

3.3.2 Présentation du modèle MEF-MLIT (code VULCAN)

Un grand nombre de nos résultats étant comparé à des résultats obtenus avec le code VULCAN, une brève présentation de ce modèle numérique est effectuée. VULCAN est un code de simulation numérique aux éléments finis (MEF) avec un suivi d'interface de type MLIT (moving Lagrangian interface technique). Les principales caractéristiques du modèle utilisé dans la résolution du système (2.1) peuvent être résumées comme suit. La formulation est basée sur l'utilisation de la technique « Generalized Streamline Operator Technique » présentée par Cruchaga and Oñate (1997), permettant l'interpolation de fonctions vitesse et pression de même ordre. Le mouvement de l'interface entre deux fluides est défini par un ensemble de points (marqueurs) et est calculée avec une approche lagrangienne. Les positions des marqueurs sont mis à jour selon une équation discrète définie par un régime de Lagrange simple :

$$\mathbf{X}_i^{t+dt} = \mathbf{X}_i^t + dt \mathbf{V}_i^{t+\alpha dt} \quad (3.1)$$

où dt représente le pas de temps, α le paramètre d'intégration en temps (habituellement égal à 1), $\mathbf{X}_i^t$ le vecteur position d'un marqueur i au temps t , $\mathbf{V}_i^{t+\alpha dt}$ la vitesse du marqueur i et $\mathbf{X}_i^{t+dt}$ le vecteur position mis à jour.

Cette formulation est complétée par un algorithme global de correction de masse permettant d'assurer la conservation de la masse (Cruchaga et al. (2006, 2010)) :

$$\mathbf{X}_{vol.pres.}^{t+dt} = \mathbf{X}^{t+dt} + \beta \delta \mathbf{X} \quad (3.2)$$

où $\delta \mathbf{X} = -sign(\mathbf{V} \cdot \mathbf{n}) \mathbf{V} \delta t$ et où β est un paramètre minimisant l'erreur de bilan de masse. Lorsque le maillage de l'interface est trop déformé, une technique de remaillage d'interface préservant les courbures est également utilisé (Cruchaga et al. (2006, 2010)).

Une technique d'intégration renforcée est utilisée pour capturer correctement les discontinuités des propriétés des fluides (densité et viscosité dynamique) pour la résolution des équations dans les éléments traversés par l'interface.

3.3.3 Sensibilité au maillage

Dans cette partie nous allons nous intéresser à l'influence du maillage sur les résultats des simulations numériques de notre modèle FVM-VOF tant au niveau de l'exactitude de ces derniers que des temps de simulation. L'idée est de déterminer le « maillage optimal », c'est à dire celui

qui permettra d'avoir de bons résultats et ce le plus rapidement possible. Cruchaga et al. (2008) a réalisé un travail similaire afin de valider le modèle MEF-MLIT présenté dans la section 3.3.2.

Le problème étudié le permettant (cf. figure 3.3), nous avons utilisé un maillage axisymétrique pour réaliser cette étude. Une condition limite de paroi (vitesses nulles) est mise en place sur les limites supérieures et inférieures du domaine et une condition limite de symétrie (condition de Neumann sur la composante tangentielle et composante normale nulle) est mise en place sur les limites latérales (gauche et droite). Cette étude est réalisée à pas de temps constant ($\delta t=0,002s$). Ce pas de temps correspond à une CFL de 1 pour le maillage le plus fin utilisé et lorsque la vitesse de chute est maximale.

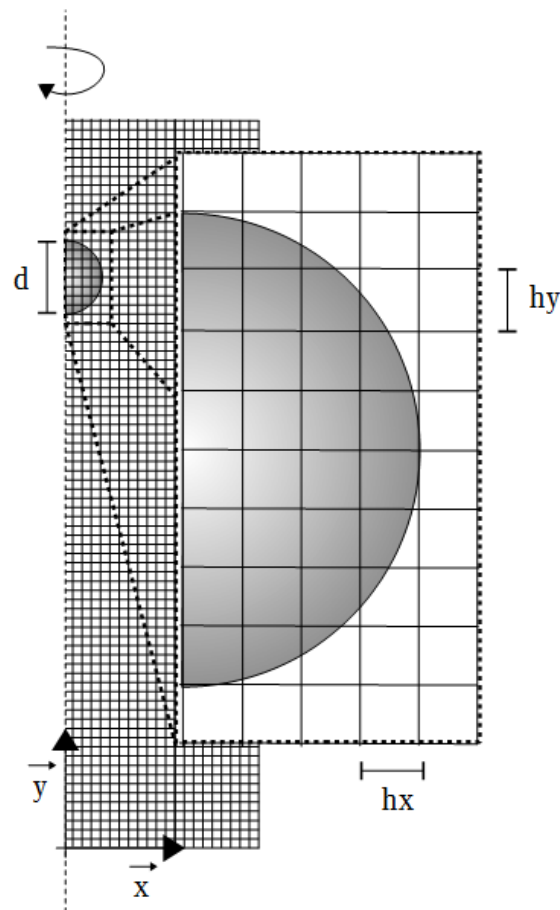


FIGURE 3.4 – Schéma du maillage

Sur la figure 3.4 nous retrouvons un détail du maillage utilisé pour cette série de simulations. Nous avons choisi de travailler en maillage cartésien ($h_x=h_y=h$) et de faire varier le paramètre β

$=d/h$. Nous sommes partis d'un maillage relativement grossier ($\beta=20$) que nous avons progressivement affiné afin d'ajuster nos résultats numériques avec les résultats expérimentaux. La figure 3.5 regroupe les données expérimentales de l'évolution de vitesse de la sphère de Ten Cate et al. (2002), numériques de Cruchaga et al. (2008) (MEF-MLIT) pour un $\beta = 40$ ainsi que celles de l'étude présentée ci-dessus (FVM-VOF) en fonction du coefficient $\beta \in [20; 100]$. On note que le fait d'affiner le maillage permet une meilleure approximation des résultats expérimentaux et théoriques ($V_f=0,0091$ m/s) et comme Cruchaga et al. (2008) on obtient des résultats corrects lorsque $\beta > 40$.

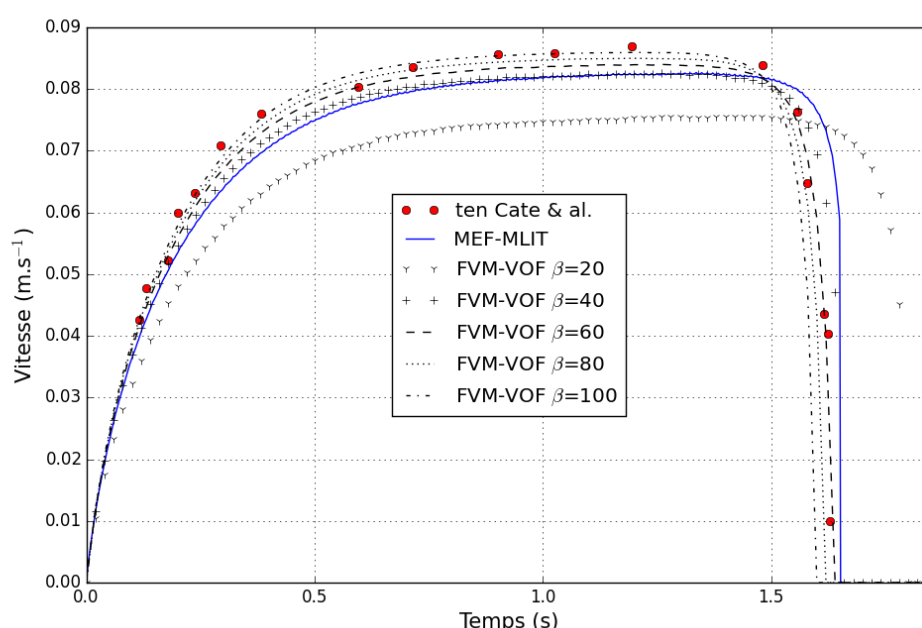


FIGURE 3.5 – Évolution de la vitesse de la sphère (résultats numériques et expérimentaux)

Pour chacune des simulations numériques réalisées avec le code THETIS nous avons vérifié que le critère de non déformation était vérifié. Le tableau 3.2 regroupe les valeurs du coefficient de rigidification de ces simulations ainsi que chacun des temps de calcul. Le critère $C_{tot} < 0,1\%$ est vérifié pour toutes les simulations réalisées. Il est intéressant de mettre en avant le fait que lors de cette série de simulations, les valeurs prises par C_{tot} restent très faibles. Nous avons vu que le fait d'affiner le maillage permet une meilleure approximation des résultats expérimentaux cependant le temps de résolution de la simulation augmente fortement avec le raffinement du maillage.

Nous venons de vérifier la capacité du code de calcul à reproduire avec précision les efforts

TABLE 3.2 – Propriétés des simulations

Coefficient β	C_{tot} (%)	Temps de simulation (s)
20	$1,6.10^{-4}$	$1,193.10^4$
40	$1,6.10^{-4}$	$4,676.10^4$
60	$1,6.10^{-4}$	$9,99.10^4$
80	$1,7.10^{-4}$	$1,713.10^5$
100	$4,4.10^{-3}$	$2,618.10^5$

du fluide environnant sur le solide rigidifié pour de faibles Reynolds à condition de mailler le domaine suffisamment finement. En revanche, il est important de noter que ce raffinement est synonyme d'augmentation du temps de calcul.

3.4 Validations du modèle d'interaction fluide-structure avec forces extérieures

3.4.1 Ballottement

Dans un premier temps nous avons étudié le mouvement d'un fluide soumis à une accélération extérieure variable en temps. L'objectif de cette étude de cas est de vérifier la fiabilité du modèle sur un cas de ballottement existant, celui présenté dans Cruchaga et al. (2013), afin de valider la prise en compte par le code de ce type d'efforts extérieurs. Dans cet article, les auteurs présentent l'évolution de la surface libre (c.-à-d. hauteur d'eau) en différents points expérimentaux et numériques (modèle MEF-MLIT). En vue de la validation de notre modèle, nous avons réalisé les simulations numériques des expériences réalisées par Cruchaga et al. (2013). La figure 3.6 présente le montage expérimental permettant la réalisation d'un cas de ballottement.

Une table vibrante permet d'imposer un mouvement de ballottement d'amplitude de 10 mm et de fréquence variant de $0,75f_n$ à $1,65f_n$, f_n étant la première fréquence de résonance du système déterminée avec la formule suivante : $f_n = (\frac{g}{4\pi L} \cdot \tanh(\frac{\pi H}{L}))^{1/2}$, où g représente la gravité, L la largeur de la cuve et H la profondeur d'eau dans la cuve, 100 mm dans le cas étudié. Ici $f_n = 1,16$ Hz. Numériquement, le mouvement de ballottement de la table vibrante est imposé à l'aide d'une accélération volumique horizontale additionnelle : $\ddot{x}_{table} = A \cdot \omega^2 \cdot \sin(\omega \cdot t)$. Concrètement, dans l'équation 2.51 nous imposons $A_{ext} = \ddot{x}_{table}$ dans $\Omega_F \cup \Omega_S$.

Cinq cas différents sont étudiés : 0,87 Hz ($0,75f_n$), 1,08 Hz ($0,93f_n$), 1,28 Hz ($1,1f_n$),

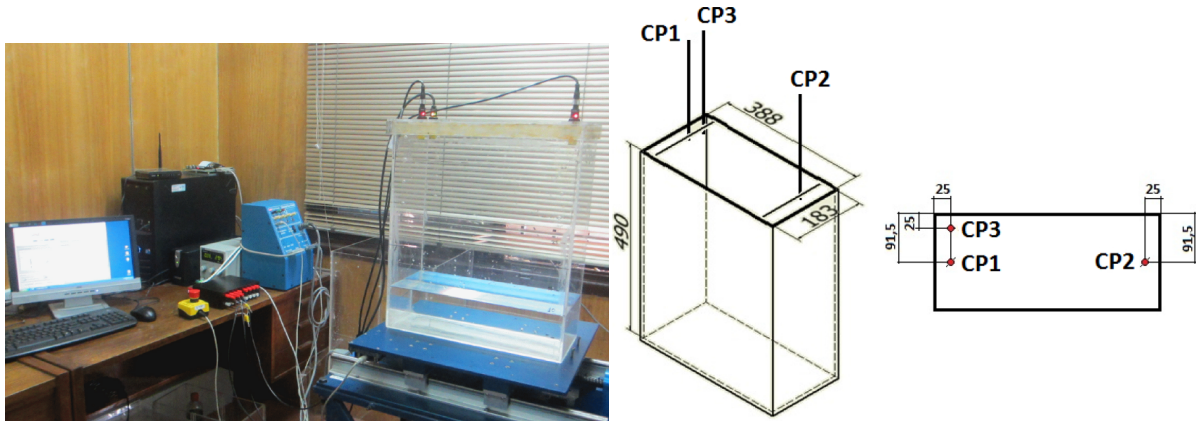


FIGURE 3.6 – Schéma de l'étude expérimentale réalisée par Cruchaga et al. (2013).

1,68 Hz ($1,45f_n$) et 1,91 Hz ($1,65f_n$). Concernant les simulations numériques, les caractéristiques de l'eau et de l'air utilisées pour le modèle MEF-MLIT (VULCAN) et pour le modèle FVM-VOF (THETIS) sont $\rho_{eau} = 998.2 Kg/m^3$, $\mu_{eau} = 0,001 Pa.s$, $\rho_{air} = 1 Kg/m^3$, et $\mu_{air} = 0,001 Kg/m.s$. Le maillage utilisé se compose de 9880 éléments rectangulaires avec un raffinement au niveau de l'interface, un schéma est disponible dans Cruchaga et al. (2013). Une condition limite de glissement est imposée sur les parois latérales de la cuve ainsi que sur la limite supérieure du domaine. La limite inférieure est quant à elle affectée d'une condition limite dite de paroi, vitesse nulle selon x et y. Un pas de temps constant de 0,01 s est utilisé.

La mise en place d'un modèle de turbulence a été nécessaire pour la validation des modèles. Celui du modèle MEF-MLIT est décrit dans Cruchaga et al. (2013). Concernant le modèle FVM-VOF, nous avons opté pour un modèle de turbulence LES mixte implémenté dans le code par Lubin et al. (2006).

La figure 4.1 présente, en régime stationnaire, les évolutions de la surface libre en CP1 (courbes foncées) et CP2 (courbes claires), obtenues pour différentes fréquences, avec les différents modèles. Les résultats obtenus avec le modèle FVM-VOF sont présentés en trait plein, ceux obtenus avec le modèle MEF-MILT en pointillés et les résultats expérimentaux sont représentés par des points. Comme on peut le constater sur la figure, les résultats numériques concordent avec les résultats expérimentaux. Afin de confirmer ce résultat visuel, nous avons effectué une analyse des signaux obtenus. La table 3.3 présente les fréquences de l'évolution des surfaces libres des trois modèles étudiés en fonction de la fréquence d'excitation. Le modèle THETIS est le modèle FVM-VOF.

3.4. Validations du modèle d'interaction fluide-structure avec forces extérieures

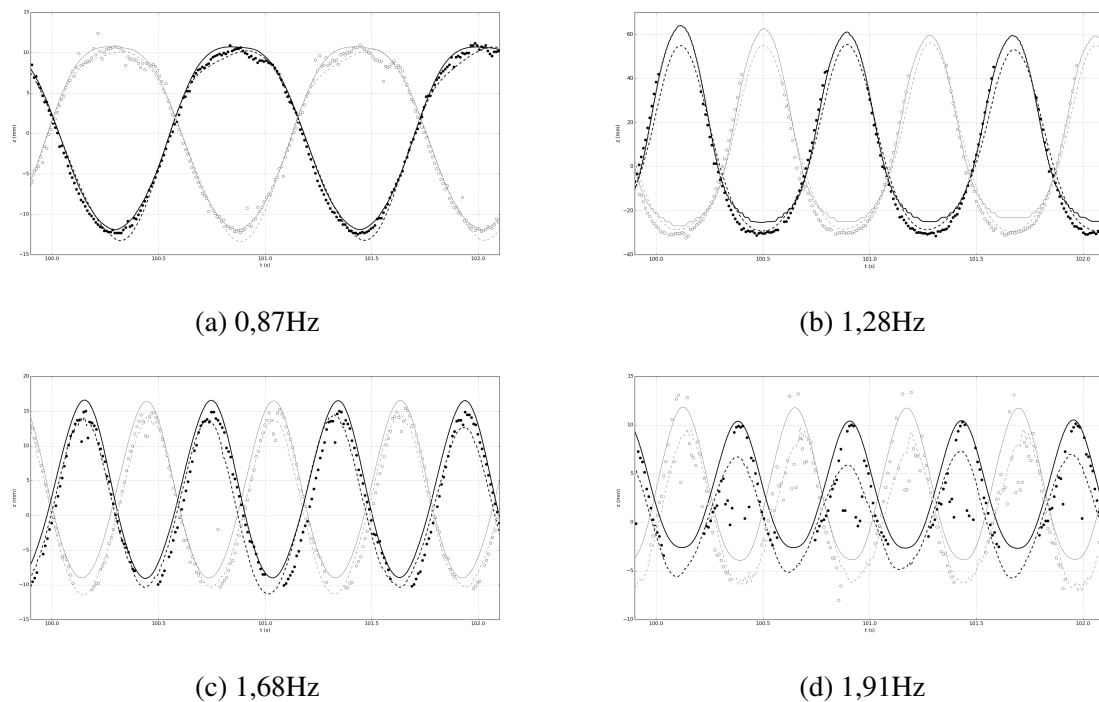


FIGURE 3.7 – Évolution de la surface libre à différentes fréquences d'excitation et à régime périodique.

TABLE 3.3 – Fréquences de l'évolution des hauteurs d'eau numériques et expérimentale en régime périodique (stationnaire), où $f_n = 1.16Hz$ la valeur analytique de la première fréquence propre du système. L'erreur de mesure sur les résultats expérimentaux est de ± 0.5 mm.

Fréquence imposée	en	Fréquence obtenue par FFT		
		FVM-VOF	MEF-MLIT	Exp.
0,75 f_n (=0,87Hz)	CP1	0,87	0,87	0,88
	CP2	0,87	0,87	0,88
0,93 f_n (=1,08Hz)	CP1	Div.	1,08	1,07
	CP2	Div.	1,08	1,07
1,1 f_n (=1,28Hz)	CP1	1,28	1,28	1,28
	CP2	1,28	1,28	1,28
1,45 f_n (=1,68Hz)	CP1	1,68	1,68	1,68
	CP2	1,68	1,68	1,68
1,65 f_n (=1,91Hz)	CP1	1,91	1,91	1,90
	CP2	1,91	1,91	1,90

La table 3.4 présente quant à elle les hauteurs d'eau maximales et minimales atteintes par chacun des modèles. Comme le montre la dernière colonne de la table, l'erreur NRMSD (normalized root-mean-square deviation) sur les hauteurs d'eau est très faible lorsque nous sommes loin de la fréquence de résonance, un peu moins lorsque nous nous en rapprochons. Les résultats sont concluants et le ballotement peut être considéré comme validé. La notation **Div.** signifie divergence du calcul, notre modèle divergeant à l'approche de la fréquence de résonance. Ce problème est un problème spécifique au cas traité, notamment à la hauteur d'eau dans le réservoir (10cm dans un réservoir de 40cm de large). En effet, lorsque l'on se rapproche de la résonance, l'amplitude du mouvement augmentant, la surface libre se retrouve très proche de la paroi inférieure du réservoir et notre modèle a du mal à converger. Afin de régler ce problème nous avons remplacé le modèle de turbulence par un modèle simplifié consistant à centupler la viscosité dynamique de l'eau. Cet artifice permet en partie de régler le problème mais il n'a pas de réel sens physique.

TABLE 3.4 – Cas $H=10\text{cm}$: Propriétés de l'évolution des hauteurs d'eau numériques et expérimentale en régime périodique (stationnaire), où $f_n = 1,16Hz$ la valeur analytique de la première fréquence propre du système. L'erreur de mesure sur les résultats expérimentaux est de $\pm 0,5 \text{ mm}$.

Fréquence imposée	en	Hauteur d'eau maximale [mm]			Hauteur d'eau minimale [mm]			NRMSD %
		FVM-VOF	MEF-MLIT	Exp.	FVM-VOF	MEF-MLIT	Exp.	
$0,75f_n$ ($=0,87Hz$)	CP1	10,7	10,2	10,9	-11,9	-12,9	-12,1	2
	CP2	10,7	10,1	10,6	-11,9	-12,9	-12,4	3
$0,93f_n$ ($=1,08Hz$)	CP1	Div.	73,6	81,0	Div.	-31,1	-29,4	–
	CP2	Div.	75,0	78,6	Div.	-31,0	-28,9	–
$1,1f_n$ ($=1,28Hz$)	CP1	64,6	56,2	58,1	-25,5	-29,0	-31,9	14
	CP2	62,7	57,2	59,7	-27,4	-29,0	-31,7	8
$1,45f_n$ ($=1,68Hz$)	CP1	16,8	15,0	15,1	-9,1	-11,3	-11,5	15
	CP2	16,7	15,3	16,9	-9,0	-11,9	-11,3	9
$1,65f_n$ ($=1,91Hz$)	CP1	10,5	7,4	10,1	-2,7	-6,2	-4,1	13
	CP2	14,1	10,4	12,8	-5,3	-7,2	-5,6	9

A l'aide d'un montage expérimental présenté en détail dans le chapitre 4, nous avons réalisé la même expérience de ballotement similaire à celle présentée dans Cruchaga et al. (2013) mais dans laquelle la hauteur d'eau est de 40cm pour un bassin de 40cm de large. La fréquence naturelle de l'eau contenue dans ce réservoir est de $f_n=1,4\text{HZ}$ ($f_n = (\frac{g}{4\pi L} \cdot \tanh(\frac{\pi H}{L}))^{1/2}$). La table 3.5 présente les hauteurs d'eau maximales et minimales expérimentales atteintes, les ré-

sultats obtenus avec THETIS ainsi que l'erreur NRMSD entre les résultats expérimentaux et numériques. Pour chacun des cas l'erreur NRMSD est très faible, ce qui conforte notre analyse quant au problème de divergence du code pour une faible hauteur d'eau.

TABLE 3.5 – Cas H=40cm : Propriétés de l'évolution de la hauteur d'eau (moyenne entre CP1 et CP2) contenue dans la cuve sans le système oscillant en régime périodique (stationnaire).

Fréquence imposée	Hauteur d'eau maximale [mm]		Hauteur d'eau minimale [mm]		NRMSD %
	FVM-VOF	Exp.	FVM-VOF	Exp.	
0,5 Hz	1,23	1,22	-1,24	-1,30	2
0,75 Hz	3,7	3,4	-3,6	-3,7	3
1,0 Hz	10,9	11,4	-7,3	-8,1	7
1,25 Hz	37,6	32,5	-34,2	-31,2	13
1,4 Hz	110,7	–	-62,5	–	–
1,5 Hz	51,4	43,3	-30,6	-29,8	12
1,6 Hz	32,8	29,1	-23,1	-21,1	11
1,7 Hz	26,7	25,8	-19,9	-17,1	9
1,8 Hz	26,7	24,9	-19,3	-19,4	4
2,0 Hz	13,5	14,1	-12,6	-12,3	1
2,2 Hz	10,1	11,0	-3,4	-4,5	13

Nous n'avons pas de valeur expérimentale pour une fréquence d'excitation de 1,4Hz car à cette fréquence, les capteurs ne captent pas le signal. Ces derniers sont placés à environ 10cm au dessus de la surface libre et le mouvement de la surface libre étant plus grand que 10cm pour une fréquence d'excitation de 1,4Hz, les capteurs se mouillent et le signal est perdu.

3.4.2 Force de rappel et d'amortissement

3.4.2.1 Vibrations libres en translation

Le premier cas de validation étudié est celui de l'oscillateur masse-ressort-amortisseur en translation initialement écarté de sa position d'équilibre (figure 3.8). Le problème étudié ici fait intervenir un bloc ($\mu \approx 5.10^7 Pa.s$) de forme rectangulaire de (95x155) et de masse volumique $\rho = 500 kg.m^{-3}$, posé sur le sol (sans frottement) soumis à une force volumique de rappel de raideur k et à un amortissement d'intensité c dont nous ferons varier les valeurs. Le domaine de calcul est de largeur 408mm et de hauteur 208mm. À l'état initial le bloc est excentré de 25mm par rapport à sa position d'équilibre. On étudie ensuite l'oscillation de celui-ci autour de cette position d'équilibre. Les conditions limites du domaine sont de type glissement. Les forces

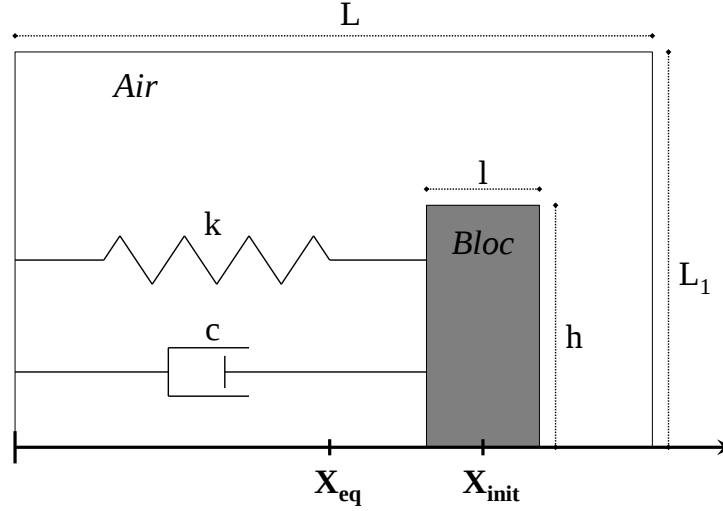


FIGURE 3.8 – Oscillateur masse-ressort-amortisseur en translation initialement écarté de sa position d'équilibre

agissant sur le bloc sont la force de rappel, l'amortissement et les forces de surface générées par le fluide environnant, ici de l'air (c.-à-d. $\rho \approx 1,18 \text{ kg.m}^{-3}$, $\mu \approx 1,85 \cdot 10^{-5} \text{ Pa.s}$).

Si l'on néglige les frottements du fluide environnant, nous pouvons supposer que le mouvement d'un tel oscillateur est régi par l'équation 3.3, présentée ci-dessous, relative à un oscillateur masse-ressort-amortisseur à un degré de liberté :

$$m.\ddot{x}_{bloc} + c.\dot{x}_{bloc} + k.x_{bloc} = 0 \quad (3.3)$$

où x_{bloc} représente le mouvement du bloc selon l'axe x . En fonction des valeurs des constantes de raideur k et d'amortissement c , nous allons pouvoir rencontrer quatre régimes différents (c.-à-d. périodique, pseudo-périodique, critique et apériodique).

Dans un premier temps nous avons choisi une solution dite périodique et nous avons étudié la sensibilité au maillage de la réponse numérique. Nous avons fixé un maillage de référence $\Delta_{ref} = \delta_x = \delta_y = 0,06 \text{ m}$ puis nous l'avons fait évoluer tout en étudiant la précision de notre réponse.

Les résultats de chacune de nos simulations numériques sont comparés à la solution analytique de l'équation 3.3. La figure 3.9 montre l'évolution temporelle de la position du centre de gravité du bloc pour chacune des simulations effectuées ainsi que la solution théorique du système. Ces résultats montrent que la solution numérique se rapproche de la solution théorique lorsque le maillage devient plus fin : le déphasage entre la solution numérique et la solution

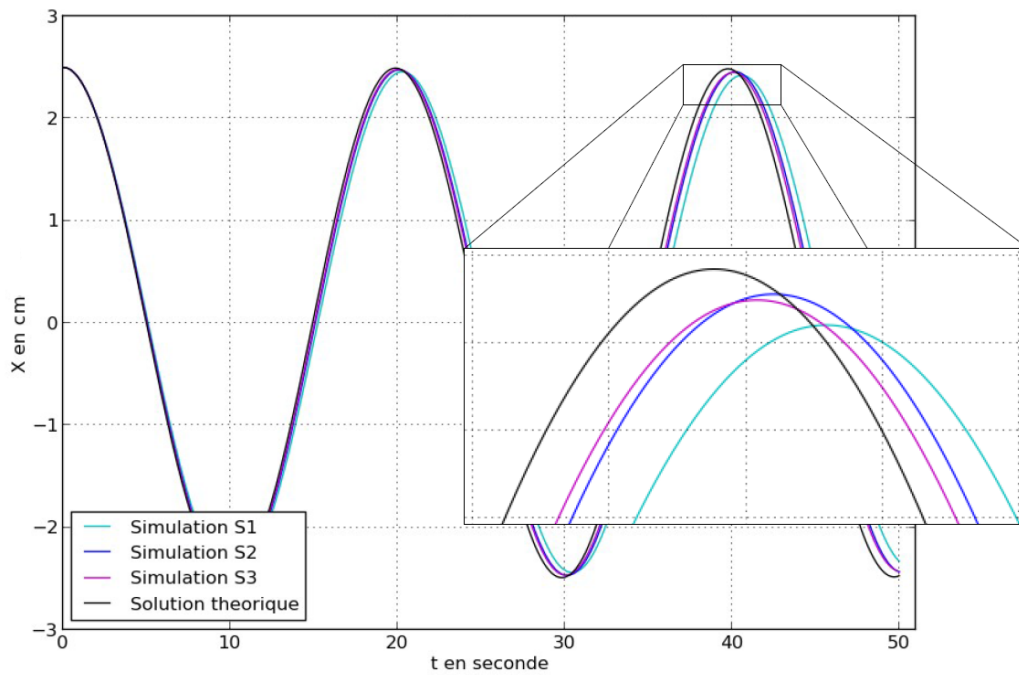


FIGURE 3.9 – Réponse du système en fonction du maillage ; les simulations S1, S2 et S2 correspondant respectivement à des maillages Δ_{ref} , $\Delta_{ref}/2$ et $\Delta_{ref}/3$

analytique diminue significativement et l'amplitude se rapproche de l'amplitude théorique.

Nous avons ensuite modifié les paramètres c et k afin d'étudier la capacité de notre méthode à simuler des systèmes à régime pseudo-périodique critique et apériodique. Comme on peut le voir sur les courbes de la figure 3.10, l'erreur entre la solution théorique et numérique est relativement faible pour chacune des simulations, nous avons ainsi validé notre approche dans le cas d'un solide pouvant se déplacer uniquement en translation et soumis à des efforts extérieurs de rappel (raideur k) et amortissement (coefficient c). Cette étude montre également que dans ce cas précis, les efforts de l'air dans le modèle sont bien négligeables par rapport aux efforts extérieurs de rappel et d'amortissement.

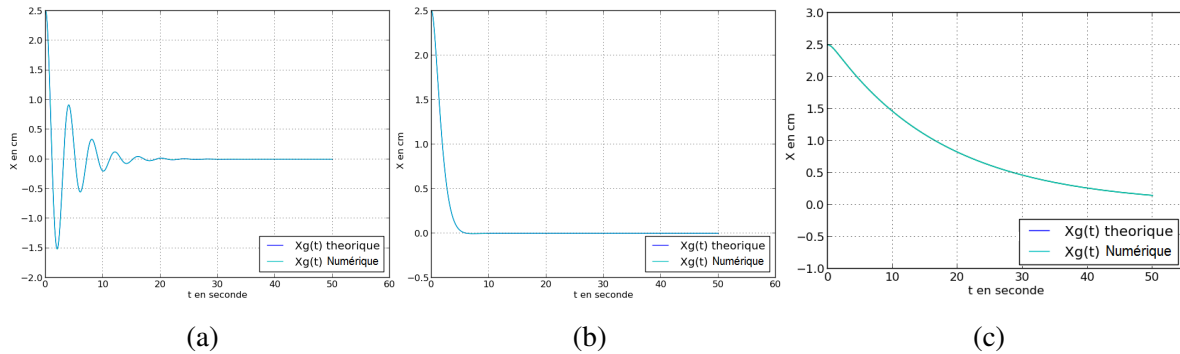


FIGURE 3.10 – Comparaison entre les réponses analytiques et numériques pour des régimes pseudo-périodique (a), critique (b) et apériodique (c)

3.4.2.2 Vibrations libres en rotation

Le deuxième cas de validation étudié est celui du pendule masse-ressort-amortisseur initialement écarté de sa position d'équilibre (figure 3.11). Le problème étudié ici fait intervenir

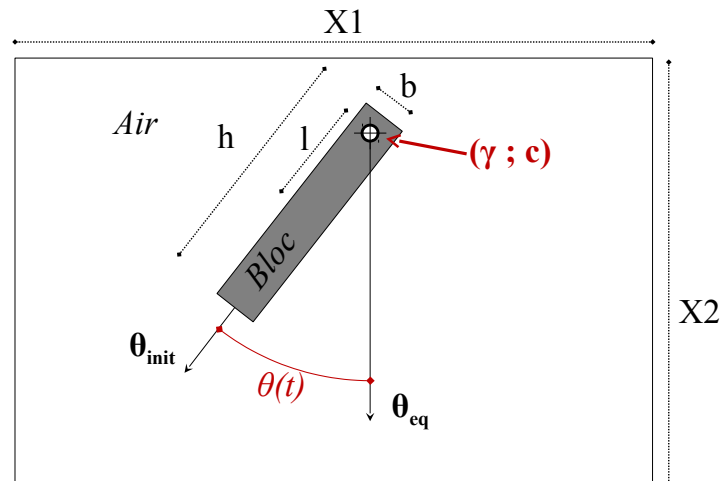


FIGURE 3.11 – Pendule masse-ressort-amortisseur initialement écarté de sa position d'équilibre

un bloc ($\mu \approx 5.10^7 Pa.s$) de forme rectangulaire de ($b=27,93mm$ x $h=8,13mm$ [$x e=1$]) et de masse volumique $\rho=500kg.m^{-3}$, dont le centre de rotation G est fixé. Ce pendule est soumis à une force volumique de rappel de raideur γ (couple de rappel) et à un amortissement d'intensité c dont nous ferons varier les valeurs. Le domaine de calcul est de largeur 408mm et de hauteur 208mm. À l'état initial le pendule est excentré de 45° par rapport à sa position d'équilibre. On étudie ensuite l'oscillation de celui-ci autour de cette position d'équilibre sous l'effet de la gravité. Les conditions limites du domaine sont de type glissement. Les forces agissant sur le bloc sont la force de rappel, l'amortissement et les forces de surface générées par le fluide

3.4. Validations du modèle d'interaction fluide-structure avec forces extérieures

environnant, ici de l'air (c.-à-d., $\rho \approx 1,18 \text{ kg.m}^{-3}$, $\mu \approx 1,85.10^{-5} \text{ Pa.s}$).

Si l'on néglige les frottements du fluide environnant, nous pouvons supposer que le mouvement d'un tel oscillateur est régi par l'équation 3.4, présentée ci-dessous, relative à un oscillateur masse-ressort-amortisseur à un degré de liberté en rotation :

$$J.\ddot{\theta}_{bloc} + c.\dot{\theta}_{bloc} + \gamma.\theta_{bloc} + M_b.g.l.\sin\theta = 0 \quad (3.4)$$

avec θ_{bloc} l'angle de rotation du bloc autour de l'axe z , $M_b = \rho.e.h.b$ la masse du bloc, $J = M_b(\frac{b^2+h^2+12.l^2}{12})$ le moment d'inertie de la barre par rapport à Gz et l la distance entre le centre de gravité du bloc et l'axe de rotation de celui-ci. Comme pour le cas de l'oscillateur en translation, nous allons pouvoir rencontrer quatre régimes différents, tous fonctions des valeurs des constantes de raideur γ et d'amortissement c (c.-à-d. périodique, pseudo-périodique, critique et apériodique).

Le terme en sinus de l'équation 3.4 ne permettant pas sa résolution directe, nous avons comparé nos résultats numériques avec une solution analytique approchée déterminée par la méthode de Runge-Kutta d'ordre 4.

Les courbes de la figure 3.12 montrent les évolutions analytique et numérique du pendule au cours du temps. L'erreur entre les deux solutions est faible pour chacune des simulations. Comme pour l'étude précédente, nous avons ainsi validé notre approche dans le cas d'un solide pouvant se déplacer uniquement en rotation, soumis à des efforts extérieurs de rappel (raideur k) et amortissement (coefficient c) et à l'accélération gravitationnelle. Là encore, les efforts de l'air dans le modèle sont biens négligeables par rapport aux efforts extérieurs.

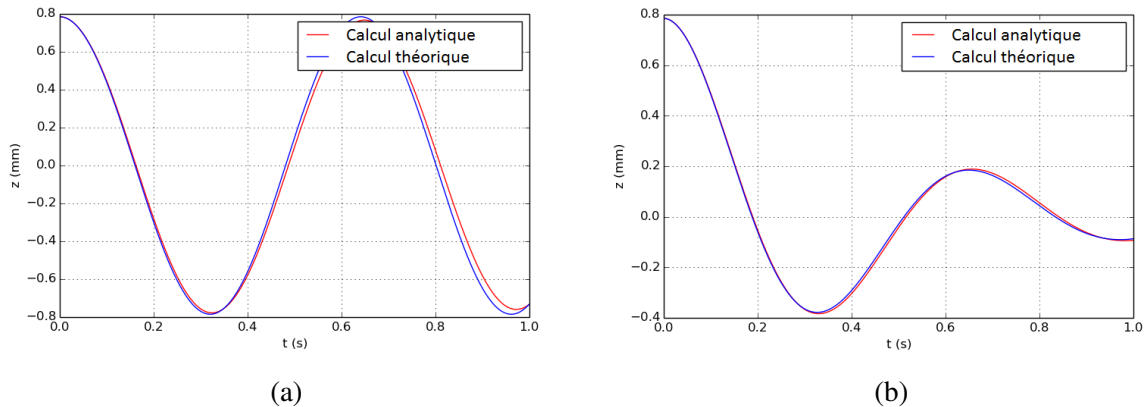


FIGURE 3.12 – Comparaison entre les réponses analytiques et numériques pour des régimes périodique (a) et pseudo-périodique (b).

3.5 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons présenté les différents cas test réalisés afin de valider la méthode présentée et développée dans le chapitre 2. L'étude de la déformation d'un milieu cisailé nous a d'abord permis de définir la valeur optimale de viscosité dynamique à mettre en place dans les zones à rigidifier. Ensuite, nous avons validé l'interaction fluide-structure sur un cas de chute d'une sphère solide dans un fluide visqueux. Cette étude a permis de contrôler la capacité du code THETIS à simuler les efforts de traînée d'un fluide sur un solide. Pour finir nous avons validé en deux temps l'interaction entre un fluide et un solide rigide soumis à des efforts extérieurs (accélération). La prise en compte d'efforts extérieurs a été testée sur un cas de ballonnement. Ensuite nous nous sommes appuyés sur la théorie des oscillateurs masse-ressort-amortisseur pour valider l'implémentation d'efforts de rappel et d'amortissement agissant sur un solide se mouvant en translation ou en rotation.

La méthode maintenant validée, nous l'avons utilisée afin d'étudier deux systèmes concrets à savoir un système d'amortissement de ballonnement ainsi qu'un système de récupération d'énergie marine. Ces deux études sont présentées dans les chapitres 4 et 5, respectivement.

3.6 Bibliographie du chapitre

- Cruchaga, M., Celentano, D., Breitskopf, P., Villon, P., Rassineux, A., 2006. A front remeshing technique for a Lagrangian description of moving interfaces in two-fluid flows. *International journal for numerical methods in engineering* 66 (13), 2035–2063.
- Cruchaga, M., Celentano, D., Breitskopf, P., Villon, P., Rassineux, A., 2010. A surface remeshing technique for a Lagrangian description of 3D two-fluid flow problems. *International journal for numerical methods in fluids* 63 (4), 415–430.
- Cruchaga, M. A., Muñoz, C. M., Celentano, D. J., 2008. Simulation and experimental validation of the motion of immersed rigid bodies in viscous flows. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering* 197 (33), 2823–2835.
- Cruchaga, M. A., Oñate, E., 1997. A finite element formulation for incompressible flow problems using a generalized streamline operator. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering* 143 (1), 49–67.
- Cruchaga, M. A., Reinoso, R. S., Storti, M. A., Celentano, D. J., Tezduyar, T. E., 2013. Finite element computation and experimental validation of sloshing in rectangular tanks. *Computational Mechanics* 52 (6), 1301–1312.
- Lubin, P., Vincent, S., Abadie, S., Caltagirone, J.-P., 2006. Three-dimensional large eddy simulation of air entrainment under plunging breaking waves. *Coastal engineering* 53 (8), 631–655.
- Ten Cate, A., Nieuwstadt, C., Derksen, J., Van den Akker, H., 2002. Particle imaging velocimetry experiments and lattice-Boltzmann simulations on a single sphere settling under gravity. *Physics of Fluids (1994-present)* 14 (11), 4012–4025.

Chapitre 4

Application 1 : Procédé d'amortissement du ballottement actif

Sommaire

4.1	Introduction	74
4.1.1	La ballottement	74
4.1.2	Amortissement du ballottement	75
4.1.3	Présentation d'un concept d'amortissement de ballottement actif	77
4.2	Validation (étude expérimentale et numérique)	80
4.2.1	Montage expérimental	81
4.2.2	Outils de mesure	83
4.2.3	Expériences réalisées	84
4.2.4	Modélisation de l'expérience	85
4.2.5	Résultats	87
4.3	Étude du système d'amortissement de ballottement	100
4.3.1	Ballottement sans système oscillant : cas de référence	100
4.3.2	Ballottement avec système oscillant	101
4.4	Conclusion	104
4.5	Bibliographie du chapitre	105

4.1 Introduction

4.1.1 La ballotement

Le ballotement d'un liquide à surface libre désigne son mouvement en réponse à une accélération extérieure. Lorsque un réservoir contenant un liquide à surface libre est soumis à des vibrations extérieures, une onde apparaît à la surface du liquide. Cette onde se réfléchissant sur les parois du réservoir, une onde stationnaire se met en place immédiatement à l'intérieur du réservoir (voir figure 4.1).



FIGURE 4.1 – Ballotement de l'eau contenue dans une carafe.

Lors du stockage ou du transport de liquide, les réservoirs contenant du liquide peuvent être soumis à des sollicitations extérieures telles que les effets du vent, les effets de l'océan (c.-à-d. vagues, courants), les effets sismiques, les effets de la vibration des parois, les variations du niveau d'accélération imposées par le pilotage ou encore à l'arrêt et à l'allumage des moteurs. Le contenu spectral de l'excitation extérieure est très important or il diffère énormément d'une source d'excitation à une autre. Prenons par exemple le chargement induit par du vent et par un tremblement de terre. Kwok (1991) montre qu'à des fréquences inférieures à 1 Hz, les efforts dus au vent sont prépondérants, alors que dans la gamme 1-10 Hz, le chargement sismique est hégémonique.

Intéressons-nous aux risques dus au ballotement. Ces derniers apparaissent lorsque le fluide entre en résonance. En effet, en fonction de la fréquence de l'excitation extérieure il est possible que des vagues importantes et puissantes se forment à l'intérieur du réservoir. Ces ondes de surface peuvent dégrader le réservoir de l'intérieur. Ils peuvent également engendrer des instabilités de pilotage dans le cadre du transport de fluides. Les risques liés au ballotement sont

principalement situés dans le premier mode de résonance, là où la majeure partie de l'énergie vibratoire est stockée.

4.1.2 Amortissement du ballonnement

Afin de limiter ces risques, on peut mettre en place des systèmes permettant de limiter ou diminuer la réponse du liquide. En règle générale, les effets de ballonnement sont traités de manière passive (Gedikli and Ergüven (1999)) par l'introduction de sous-systèmes directement dans le réservoir (Modi and Akinturk (2002)). Le concept de base des systèmes d'amortissement de ballonnement passifs est de dissiper l'énergie du mouvement de ballonnement en brisant le flux de ballonnement principal en plusieurs sous-courant faibles. Il existe plusieurs types de sous-système. On trouve par exemple les déflecteurs circulaires ou droits (voir figure 4.2). Ces dispositifs fixes sont installés légèrement en dessous de la surface libre du fluide.

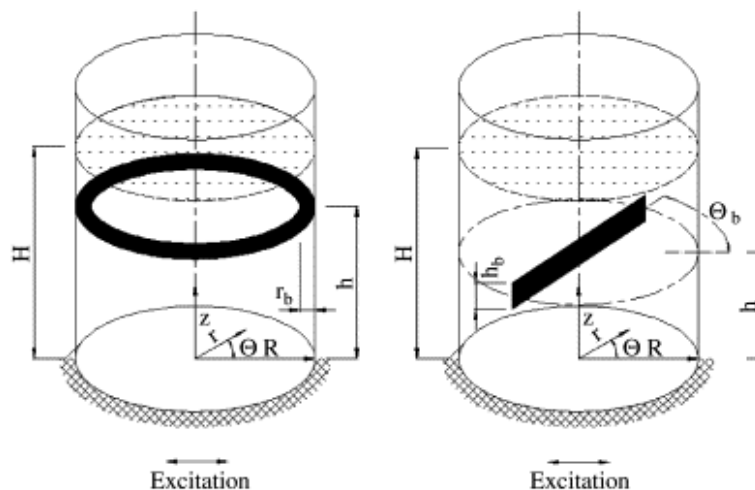


FIGURE 4.2 – Systèmes d'amortissement de ballonnement par déflecteurs cylindrique et horizontal présentés et étudiés par Maleki and Ziyaeifar (2008).

Maleki and Ziyaeifar (2008) ont montré que la mise en place de déflecteurs dans un réservoir cylindrique pouvait réduire jusqu'à 8,5% le ballonnement du liquide dans le réservoir. Plus récemment Panigrahy et al. (2009) ont effectué une étude similaire mais sur un réservoir rectangulaire. Leurs résultats montrent également l'efficacité des déflecteurs comme système d'amortissement de ballonnement puisque ils permettent de réduire le mouvement de la surface libre tout en faisant diminuer la pression sur les parois du réservoir.

Les problèmes liés au ballonnement peuvent également être résolus par la mise en place d'obstacle ou de plaque inclinée en fond de réservoir. Le principe est de modifier le fond du réservoir afin de changer la réponse de la surface libre. La figure 4.3 présente un sous-système de type plaque inclinée. Avec ce type de système nous atteignons des rendements d'amortissement bien supérieurs à ceux obtenus par la mise en place de déflecteurs. En effet, les rendements obtenus par Gedikli and Ergüven (1999) sont compris entre 19,8% et 85,7%.

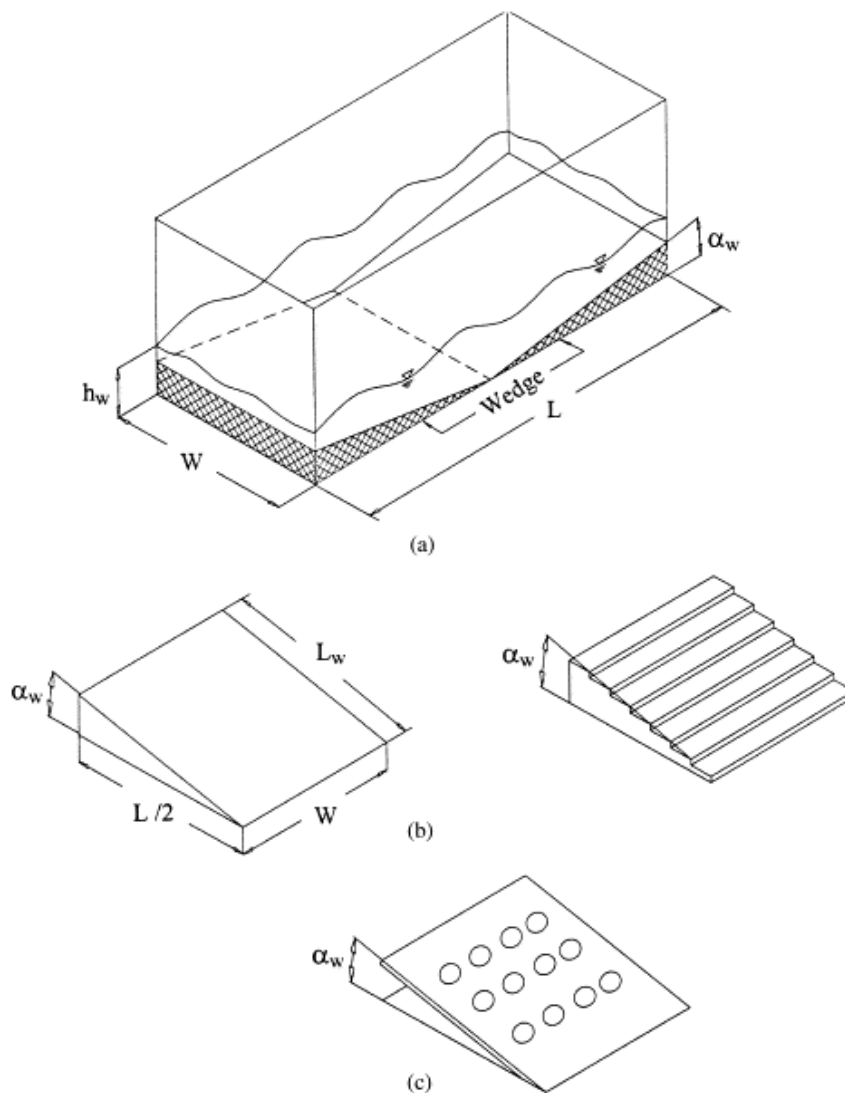


FIGURE 4.3 – Systèmes d'amortissement de ballonnement par plaque inclinée placée en fond de réservoir. Système présenté et étudié par Gedikli and Ergüven (1999).

4.1.3 Présentation d'un concept d'amortissement de ballottement actif

Nous avons imaginé un système d'amortissement de ballottement actif. A l'inverse des différents procédés présentés précédemment, notre système n'est pas fixe mais mobile. L'idée sur laquelle repose notre système est simple, elle consiste à utiliser les propriétés des oscillateurs masse-ressort-amortisseur en vue d'amortir le ballottement d'une fluide contenu à l'intérieur d'un réservoir. Nous pensons qu'il pourrait être efficace de placer un tel système au fond d'un réservoir afin d'amortir le ballottement du liquide qu'il contient. La figure 4.4 propose un schéma de principe du concept proposé.

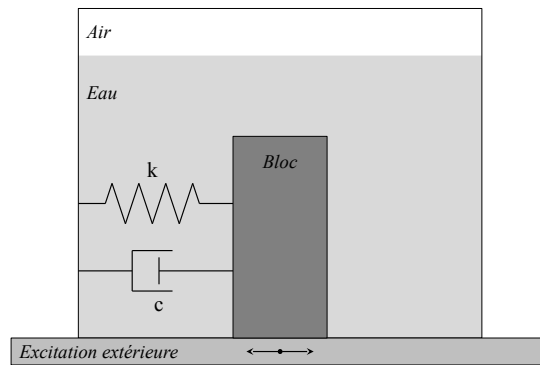


FIGURE 4.4 – Schéma de principe du concept d'amortisseur de ballottement proposé.

4.1.3.1 Cas de l'oscillateur masse-ressort-amortisseur dans l'air

Intéressons nous dans un premier temps aux propriétés d'un oscillateur masse-ressort-amortisseur dans l'air. La figure 4.5 propose un schéma du système étudié.

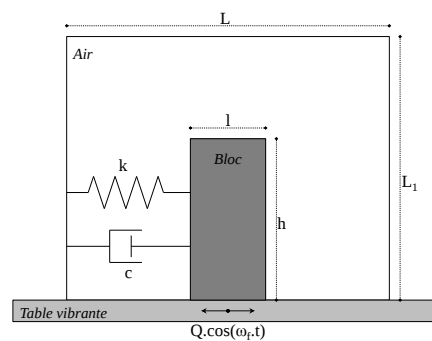


FIGURE 4.5 – Schéma de l'oscillateur masse-ressort-amortisseur forcé étudié.

L'équation du mouvement d'un oscillateur forcé soumis à un effort extérieur de type $F(t) = Q \cdot \cos(\omega_f t)$ s'écrit sous forme canonique de la façon suivante :

$$m \cdot \ddot{x} + c \cdot \dot{x} + k \cdot x = Q \cos(\omega_f t) \quad (4.1)$$

$$\Leftrightarrow \ddot{x} + 2\mu \cdot \dot{x} + \omega_n^2 \cdot x = q \cos(\omega_f t) \quad (4.2)$$

avec $\mu = \frac{c}{2m}$, $\omega_n^2 = \frac{k}{m}$, $q = \frac{Q}{m}$. En régime permanent, la solution $x(t)$ de l'équation 4.2 peut s'écrire de la façon suivante :

$$x(t) = C_1 \sin(\omega_f t) + C_2 \cos(\omega_f t) \quad (4.3)$$

$$\text{avec } \dot{x}(t) = \omega_f (C_1 \cos(\omega_f t) - C_2 \sin(\omega_f t)) \quad (4.4)$$

$$\text{et } \ddot{x}(t) = -\omega_f^2 (C_1 \sin(\omega_f t) + C_2 \cos(\omega_f t)) \quad (4.5)$$

On remplace chacun de ces termes dans l'équation 4.2 puis on simplifie afin d'obtenir :

$$(-\omega_f^2 C_1 - 2\mu \omega_f C_2 + \omega_n^2 C_1) \sin(\omega_f t) + (-\omega_f^2 C_2 + 2\mu \omega_f C_1 + \omega_n^2 C_2 - q) \cos(\omega_f t) = 0 \quad (4.6)$$

Pour que cette équation soit vérifiée on doit avoir :

$$\begin{cases} (-\omega_f^2 C_1 - 2\mu \omega_f C_2 + \omega_n^2 C_1) = 0 \\ (-\omega_f^2 C_2 + 2\mu \omega_f C_1 + \omega_n^2 C_2 - q) = 0 \end{cases} \quad (4.7)$$

$$\Leftrightarrow \begin{cases} C_1 = \frac{2\mu \omega_f C_2}{\omega_n^2 - \omega_f^2} \\ C_2 = \frac{q(\omega_n^2 + \omega_f^2)}{4\mu^2 \omega_f^2 + (\omega_n^2 - \omega_f^2)^2} \end{cases} \quad (4.8)$$

On a donc une solution de la forme :

$$x(t) = \frac{2q\mu\omega_f}{4\mu^2\omega_f^2 + (\omega_n^2 - \omega_f^2)^2} \sin(\omega_f t) + \frac{q(\omega_n^2 + \omega_f^2)}{4\mu^2\omega_f^2 + (\omega_n^2 - \omega_f^2)^2} \cos(\omega_f t) \quad (4.9)$$

$$\Leftrightarrow \begin{cases} x(t) = A \cos(\omega_f t - \phi) \\ \text{avec } A = \frac{q}{\sqrt{4\mu^2\omega_f^2 + (\omega_n^2 - \omega_f^2)^2}} \\ \text{et } \phi = \begin{cases} \arctan(\frac{2\mu\omega_f}{\omega_n^2 - \omega_f^2}) & \text{si } \omega_f < \omega_n \\ \arctan(\frac{2\mu\omega_f}{\omega_n^2 - \omega_f^2}) + \pi & \text{sinon} \end{cases} \end{cases} \quad (4.10)$$

On pose $\xi = \frac{\mu}{\omega_n}$ et $\psi = \frac{\omega_f}{\omega_n}$, la solution s'écrit alors :

$$x(t) = \begin{cases} \frac{Q}{k\sqrt{4\xi^2\psi^2 + (1 - \psi^2)^2}} \cos(\omega_f t - \arctan(\frac{2\xi\psi}{1 - \psi^2})) & \text{si } \omega_f < \omega_n \\ \frac{Q}{k\sqrt{4\xi^2\psi^2 + (1 - \psi^2)^2}} \cos(\omega_f t - \arctan(\frac{2\xi\psi}{1 - \psi^2}) - \pi) & \text{sinon} \end{cases} \quad (4.11)$$

L'amplitude de la réponse du bloc est maximale pour $\cos(\omega_f t - \phi) = 1$ et vaut $A_{max} = \frac{Q}{k}\beta$ avec $\beta = \left| \frac{1}{\sqrt{4\xi^2\psi^2 + (1-\psi^2)^2}} \right|$. La figure 4.6 montre l'évolution de ce facteur d'amplification β en fonction de ξ et ψ . L'évolution du déphasage ϕ de la réponse du bloc est quant à elle représentée sur la figure 4.7.

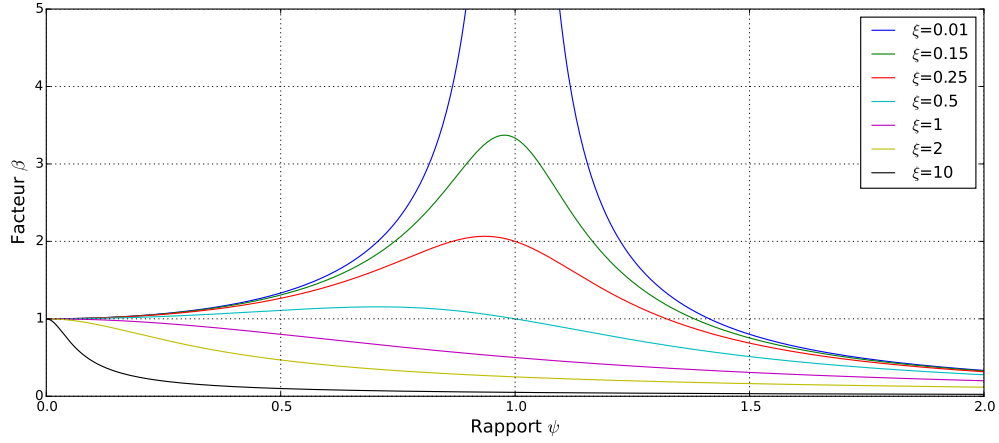


FIGURE 4.6 – Facteur d'amplification β en fonction du rapport de fréquence ψ .

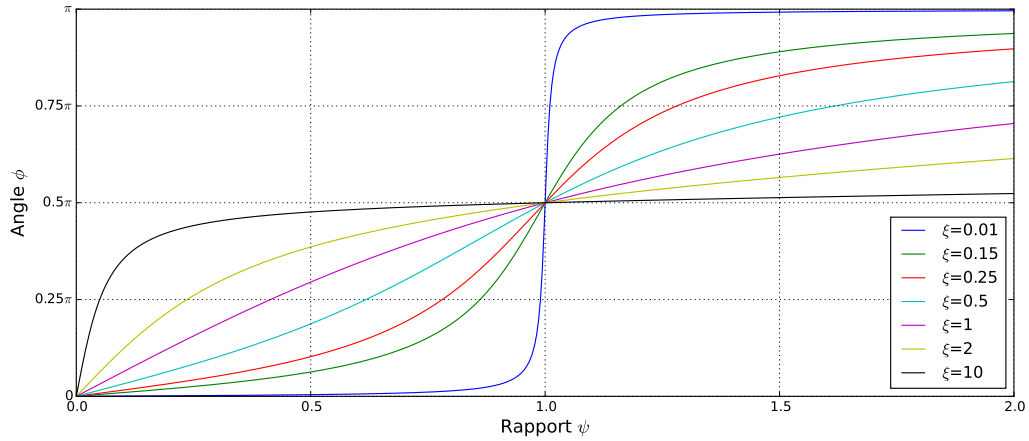


FIGURE 4.7 – Déphasage ϕ en fonction du rapport de fréquence ψ .

Les figures 4.6 et 4.7 montrent que l'amplitude du mouvement est maximale lorsque l'excitation est proche de la fréquence de résonance du système (c.-à-d. lorsque $\psi=1$). La valeur de ξ (rappel, $\xi = \frac{\mu}{\omega_n}$) a également une influence importante quant à l'amplitude du mouvement. Le déphasage du bloc par rapport à l'excitation extérieure est également fonction de la fréquence de résonance de l'oscillateur et du terme ξ . Pour une fréquence d'excitation légèrement supérieure

à la fréquence de résonance, le déphasage entre la réponse du bloc et l'excitation est d'autant plus importante que le terme $\xi = \frac{\mu}{\omega_n}$ est petit.

4.1.3.2 Analyse du concept

Les caractéristiques fortes d'un oscillateur sont sa fréquence de résonance, son amplitude d'oscillation en fonction de l'excitation extérieure et son déphasage par rapport à celle-ci (voir figures 4.6 et 4.7). S'il est évident que le comportement de l'oscillateur sera perturbé par son immersion dans un liquide à surface libre, il se peut que sa présence en fond de réservoir modifie grandement le comportement de la surface libre du fluide contenu dans le réservoir. Nous pensons qu'il est possible de trouver un réglage optimal des paramètres de l'oscillateur (c.-à-d. m , k et c) permettant un amortissement maximal du ballotement du fluide.

Concentrons-nous sur le problème étudié. Initialement nous avons un système réservoir+liquide (noté RL), après mise en place de l'oscillateur dans le réservoir nous obtenons un système plus complexe : système réservoir+liquide+oscillateur (noté RLO). En terme de fréquence de résonance, amplitude d'oscillation et déphasage par rapport à l'excitation extérieure, le nouveau système RLO possèdera probablement ses propres caractéristiques. Dans notre étude nous allons nous intéresser au comportement de ce nouveau système.

Dans ce chapitre nous proposons d'étudier le comportement d'un oscillateur masse-ressort-amortisseur immergé dans un liquide à surface libre en vue d'une utilisation éventuelle comme système d'amortissement de ballotement. Pour cela nous utiliserons la méthode de pénalisation développée et présentée dans le chapitre 2. Dans un premier temps nous présentons l'étude expérimentale ayant permis la validation de l'interaction fluide à surface libre - solide rigide soumis à des efforts de rappel et d'amortissement. Pour finir, une analyse de l'interaction entre l'oscillateur et le fluide à surface libre est proposée.

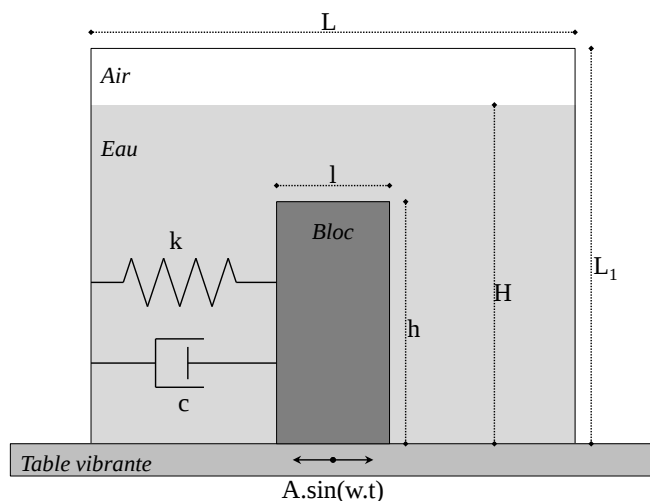
4.2 Validation (étude expérimentale et numérique)

Avant de réaliser l'étude du procédé d'amortissement du ballotement, nous avons conçu un prototype expérimental du procédé afin de valider et calibrer le modèle numérique. Dans cette section, nous présentons dans un premier temps le prototype conçu et le montage expérimental mis en place pour l'étude expérimentale. Nous poursuivons avec la présentation des propriétés du modèle numérique utilisé. Ensuite vient la présentation des différents cas étudiés et des résultats obtenus. Ces résultats seront utilisés dans la section suivante, section dans laquelle l'étude du système d'amortissement du ballotement est exposée.

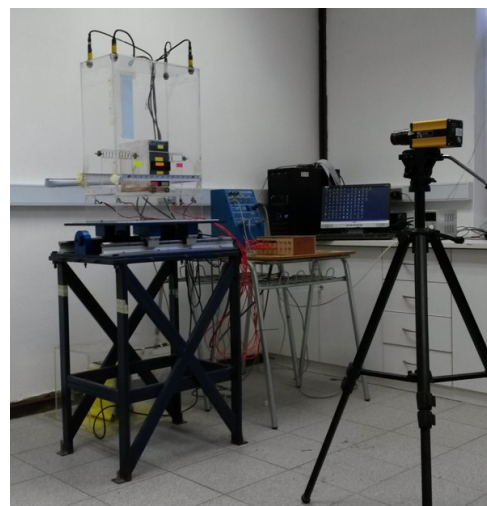
La réalisation d'un prototype d'amortisseur de ballottage et l'étude expérimentale présentée ci-après ont été rendues possibles grâce à une collaboration avec la Pr. Marcela CRUCHAGA de la Universidad de Santiago de Chile (USACH) dans le cadre d'un échange ECOS-CONICYT (projet n° C12E01). Ce travail a fait l'objet d'une publication soumise au Journal of Hydraulic Research.

4.2.1 Montage expérimental

La maquette expérimentale imaginée nous a permis d'étudier l'interaction entre un fluide à surface libre et un système oscillant masse-ressort-amortisseur, le tout soumis à une excitation extérieure. La maquette conçue est présentée figure 4.8. La figure 4.8a présente une repré-



(a)



(b)

FIGURE 4.8 – Maquette expérimentale : (a) Montage expérimental ; (b) schéma du problème étudié.

sensation schématique du problème étudié. Un système masse-ressort-amortisseur est monté à l'intérieur d'un bassin dont nous pouvons faire varier le niveau d'eau H . Le dispositif est ensuite placé sur une table vibrante qui permet d'imposer une excitation extérieure de type $F(t) = A \cdot \sin(\omega t)$. Un dispositif électronique permet de contrôler l'amplitude A et la pulsation $\omega = 2\pi f$ de l'excitation extérieure. Le montage expérimental est présenté sur la figure 4.8b. Durant toutes les expériences réalisées, l'amplitude du mouvement imposé avec la table a été fixée à $A = 5$ mm alors que la fréquence d'excitation f varie entre 1 Hz et 6 Hz.

Les caractéristiques géométriques et mécaniques de l'expérience sont recensées dans la table 4.1, leur choix a été guidé par le matériel expérimental dont nous disposons (c.-à-d. capteurs à ultrason, table vibrante et caméra). La taille du réservoir a été optimisée par rapport aux dimensions et la puissance de la table vibrante (Quanser - Shake Table II). La raideur du ressort a quant à elle été déterminée en fonction de la fréquence de résonance et du mouvement à vide de l'oscillateur. Nous souhaitons avoir un oscillateur dont la fréquence de résonance F_1 ($F_1 = \frac{1}{2\pi} \cdot \sqrt{\frac{k}{m}}$) était éloignée de la fréquence naturelle F_0 de l'eau contenue dans le réservoir ($F_0 = (\frac{g}{4\pi L} \cdot \tanh(\frac{\pi H}{L}))^{1/2}$, voir section 3.4.1 pour plus de détails). Mais également un oscillateur dont le mouvement à vide était optimisé par rapport aux dimensions du réservoir (c.-à-d. un mouvement d'amplitude la plus grande possible).

TABLE 4.1 – Caractéristiques géométriques et mécaniques du montage expérimental.

Hauteur du réservoir	L_1	0,5 m
Largeur du réservoir	L	0,4 m
Profondeur du réservoir	E	0,2 m
Hauteur du bloc	h	0,2 m
Largeur du bloc	l	0,09 m
Profondeur du bloc	e	0,2 m
Masse du bloc	m_0	1,193 kg
Raideur du ressort	k	$\approx 850 \text{ N.m}^{-1}$

Remarque

Il n'y a pas d'amortisseur dans le montage expérimental. L'inclusion d'un amortisseur dans la représentation schématique du problème étudié nous permet de prendre en compte un certain nombre d'efforts additionnels lors de notre étude numérique, les efforts de frottement par exemple. Ces efforts de frottement proviennent essentiellement de la liaison mécanique entre le bloc mobile et le réservoir. En effet, malgré la mise en place de roulement facilitant le déplacement, des frottements parasites subsistent et sont à prendre en compte dans nos simulations numériques.

Pour que la présentation du montage expérimental soit complète, il reste à déterminer les caractéristiques mécaniques de l'oscillateur (c.-à-d. la rigidité du ressort k et l'amortissement c). Pour cela, une étude expérimentale de l'oscillateur forcé dans l'air a été réalisée. Si l'on considère que la réponse expérimentale de l'oscillateur coïncide avec la réponse analytique d'un oscillateur masse-ressort-amortisseur soumis à une vibration forcée, une approximation des moindres carrés peut être utilisée pour ajuster ces paramètres. Si l'on néglige le frottement

de l'air et les effets de masses ajoutées, l'équation du mouvement d'un tel oscillateur s'écrit :

$$m_0.\ddot{x}_{bloc} + c.\dot{x}_{bloc} + k.x_{bloc} = c.\dot{x}_{table} + k.x_{table} \quad (4.12)$$

Dans cette équation $x_{bloc}(t)$ and $x_{table}(t)$, représentent le mouvement du bloc et le mouvement de la table, selon l'axe x , respectivement.

Les valeurs de k et de c sont ensuite obtenues par ajustement de la représentation graphique de l'équation de mouvement du bloc (équation 4.12) sur la courbe de mouvement obtenue expérimentalement. Les valeurs ainsi déterminées sont : $k = 823 N.m^{-1}$ et $c = 2,14 N.s.m^{-1}$. Nous rappelons que k représente la raideur du ressort mis en place alors que c représente d'une façon simplifiée l'ensemble des autres efforts extérieurs assimilés à du frottement.

4.2.2 Outils de mesure

Sur la figure 4.9 nous avons représenté en 3D le montage expérimental ainsi que les outils de mesure utilisés. Le dispositif de mesure est composé d'une caméra haute fréquence et de capteurs à ultrasons permettant respectivement de suivre les déplacements du bassin et du bloc et l'évolution de la surface libre. Comme on le verra par la suite, les différents cas étudiés impliquent des régimes d'écoulement turbulent. Aussi, la comparaison entre résultats expérimentaux et résultats numériques permettra de valider indirectement l'interaction fluide-structure à haut Reynolds.

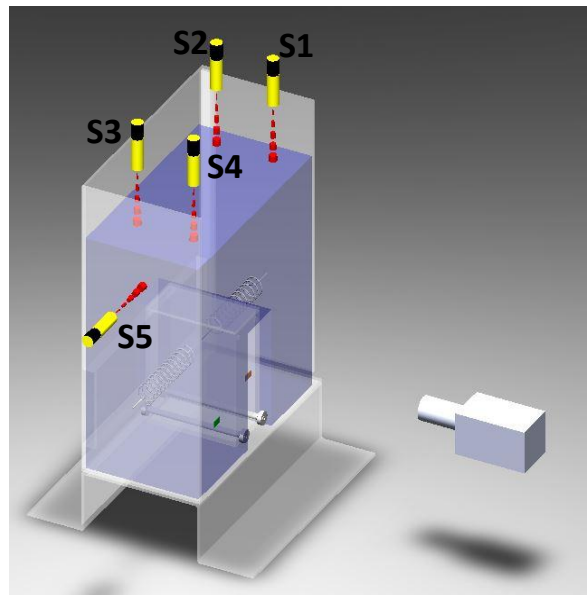


FIGURE 4.9 – Schéma 3D de la maquette et des outils de mesures.

Les expériences sont enregistrées grâce à la caméra à grande vitesse placée devant le montage. La qualité d'image est de 800x600 pixels et la vitesse d'enregistrement de 200 fps. Les mouvements du bloc et du réservoir sont obtenus à partir de ces vidéos en utilisant une technique de capture de mouvement. L'erreur sur la détermination de la position du bloc et du réservoir est estimée à $\pm 0,25$ mm, soit la taille d'un pixel. A l'aide de ces données de position nous pouvons déterminer l'amplitude du mouvement du bloc et du réservoir ainsi que la déphasage entre les deux mouvements.

Des capteurs à ultrasons fixés sur le couvercle du réservoir permettent de capturer la surface libre de l'eau. Les capteurs étiquetés S1, S2, S3 et S4 sur la figure 4.9 sont placés à 25 mm du bord du réservoir. Le capteur S5 est utilisé pour suivre le mouvement du réservoir qui coïncide avec le mouvement du réservoir obtenu avec la vidéo. Les données obtenues avec le capteur S5 permettent de synchroniser les signaux lors du post-traitement des données. Les erreurs de mesure sur les capteurs à ultrasons sont de $\pm 0,5$ mm.

En résumé, les données de sortie obtenues à l'aide des outils de mesure expérimentaux sont le mouvement du réservoir (donc de la table vibrante), le mouvement du bloc et l'évolution de la surface libre en 4 points différents.

4.2.3 Expériences réalisées

Trois séries d'expériences ont été réalisées :

Cas 1. Oscillateur seul, c.-à-d. sans eau dans le réservoir ($H=0$),

Cas 2. Oscillateur confiné, c.-à-d. niveau d'eau $H = L_1$ / il n'y a pas de surface libre,

Cas 3. Oscillateur immergé, c.-à-d. niveau d'eau $H \in]h; L_1[$.

Comme nous le verrons dans la section 4.2.4, le modèle numérique utilisé pour la simulation des expériences est un modèle 2D. Il est donc primordial de vérifier que les résultats expérimentaux le sont aussi. Pour cela nous avons comparé les signaux des couples de capteurs (S1 ; S2) et (S3 ; S4). Lorsque l'évolution de la surface libre est plane (2D), les signaux des capteurs S1 et S2 sont identiques, tout comme ceux des capteurs S3 et S4. Si les signaux enregistrés par les capteurs S1 et S2 (ou par S3 et S4) sont différents, alors les effets 3D deviennent prépondérants. La figure 4.10 illustre des comportements 2D et 3D de la surface libre obtenus à des fréquences de 1,25 Hz et de 1,9 Hz, respectivement. Sur la figure 4.10a, les signaux S2 et S2 sont bien superposés, les signaux S3 et S4 également. Sur la figure 4.10b les signaux précédemment cités ne sont pas superposés, cela signifie que la surface libre n'évolue pas de manière plane, on est en présence d'effets 3D. Ces effets 3D se manifestent à l'approche du second mode de résonance

du système RLO.

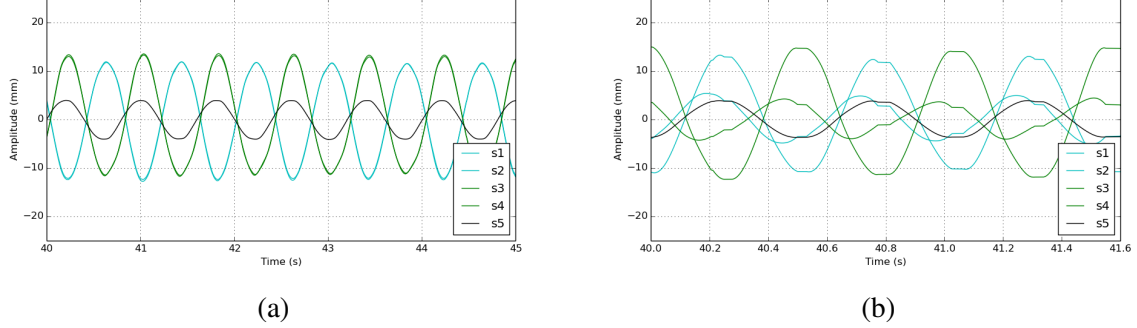


FIGURE 4.10 – Évolution de la surface libre sur des cas expérimentaux : (a) comportement 2D à $f=1,25$ Hz, (b) comportement 3D à $f=1,9$ Hz.

Dans toutes les expériences réalisées nous nous sommes intéressés à la réponse du bloc ainsi qu'au mouvement de la surface libre en régime périodique. Les résultats obtenus expérimentalement sont présentés dans la section 4.2.5 en comparaison avec les résultats numériques obtenus. Tous les résultats présentés sont des cas 2D.

4.2.4 Modélisation de l'expérience

Après une présentation des données de simulations numériques utilisées, nous exposons dans cette section les résultats de 3 séries de cas tests réalisés. Dans cette section, les résultats numériques et expérimentaux seront présentés et comparés, nous permettant ainsi de calibrer le modèle et de valider une dernière fois les résultats numériques obtenus avec celui-ci. L'étude du système d'amortissement de ballottement et donc l'analyse physique des résultats obtenus, se feront dans la section 4.3.

Le domaine de calcul est discrétisé en 12500 éléments de maillage. Le maillage est raffiné au niveau de l'interface air-eau comme le montre la figure 4.11. Une condition limite de glissement est imposée sur toutes les parois du domaine. Le pas de temps adopté est un pas de temps constant de 0,001 s. Les caractéristiques utilisées pour les différents matériaux sont $\rho_{eau} = 998, 2 kg.m^{-3}$ et $\mu_{eau} = 0, 001 Pa.s$, $\rho_{air} = 1, 225 kg.m^{-3}$ et $\mu_{air} = 0, 000018 Pa.s$ pour l'eau et l'air, respectivement. Les conditions turbulentes sont prises en compte à l'aide du modèle de turbulence LES mixte implémenté dans le code THETIS suivant Lubin et al. (2006). Les caractéristiques utilisées pour la modélisation du bloc sont les suivantes, $\rho_{Bloc} = 337, 8 kg.m^{-3}$ et $\mu_{Bloc} = 5.10^7 Pa.s$, valeur permettant de respecter le critère de non déformation $C_{tot} < 0, 1\%$ (voir section 2.2). L'ensemble du domaine est soumis à l'accélération gravitationnelle ainsi qu'à

une accélération volumique horizontale additionnelle représentant le mouvement imposé par la table vibrante. L'amplitude imposée est $A=5$ mm et la fréquence $f=\frac{\omega}{2\pi}$ varie entre 1 Hz et 6 Hz. La table 4.2 propose un résumé de l'ensemble des données numériques

TABLE 4.2 – Récapitulatif des données numériques.

Hauteur du domaine	L_1	0,7 m
Largeur du domaine	L	0,4 m
Nombre d'élément de maillage	12 500	
Pas de temps (constant)	dt	0,001 s
Hauteur du bloc	h	0,2 m
Largeur du bloc	l	0,09 m
Masse volumique du bloc	ρ_{Bloc}	337,8 kg.m ⁻³
Viscosité dynamique du bloc	μ_{Bloc}	5.10 ⁷ Pa.s
Masse volumique de l'eau	ρ_{Eau}	998,2 kg.m ⁻³
Viscosité dynamique de l'eau	μ_{Eau}	1.10 ⁻³ Pa.s
Masse volumique de l'air	ρ_{Air}	1,225 kg.m ⁻³
Viscosité dynamique de l'air	μ_{Air}	1,8.10 ⁻⁵ Pa.s
Raideur de l'effort de rappel	k	823 N.m ⁻¹
Coefficient d'amortissement	c	2,14 N.s.m ⁻¹

Comme pour l'étude expérimentale, nous nous sommes intéressés à la réponse du bloc ainsi qu'au mouvement de la surface libre en régime périodique. A chaque itération nous relevons le niveau de la surface libre de l'eau au niveau des points de contrôle CP1 et CP2 repérés sur le figure 4.11b. Une routine nous permet également de relever la position et la vitesse du centre de gravité du bloc à chaque itération. La section 4.2.5 détaille les cas étudiés ainsi que les résultats obtenus.

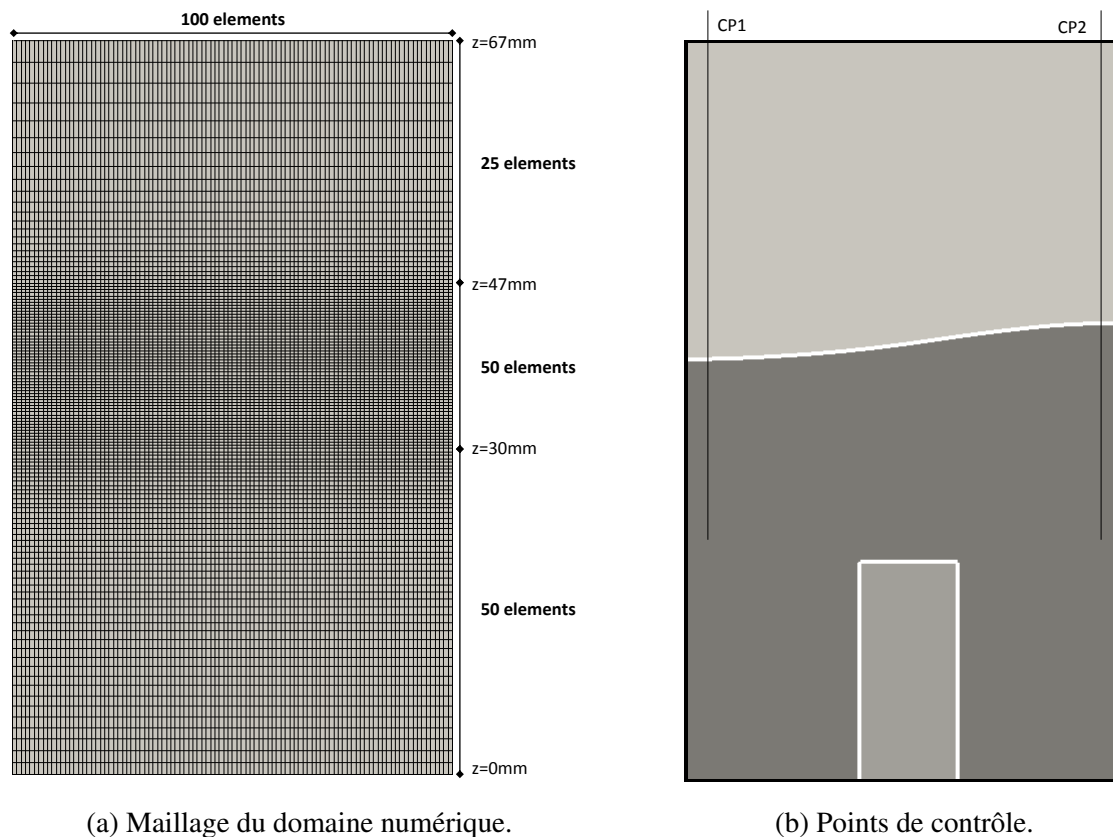


FIGURE 4.11 – Maillage du domaine numérique et points de contrôle de la surface libre.

4.2.5 Résultats

4.2.5.1 Cas de l'oscillateur seul

Comme nous l'avons dit précédemment, l'étude expérimentale de l'oscillateur forcé dans l'air a permis de déterminer les caractéristiques mécaniques de l'oscillateur. En plus de cela, nous avons effectué les simulations numériques de ce cas test afin d'évaluer une nouvelle fois le comportement de la formulation numérique proposée.

Sur la figure 4.12 une représentation graphique de l'évolution temporelle du bloc est proposée pour différentes fréquences d'excitation. La courbe en trait plein représente l'évolution temporelle du bloc, celle en trait pointillée représente le mouvement oscillatoire de la table vibrante. Sur colonne de gauche nous avons les résultats numériques, sur celle de droite les résultats expérimentaux.

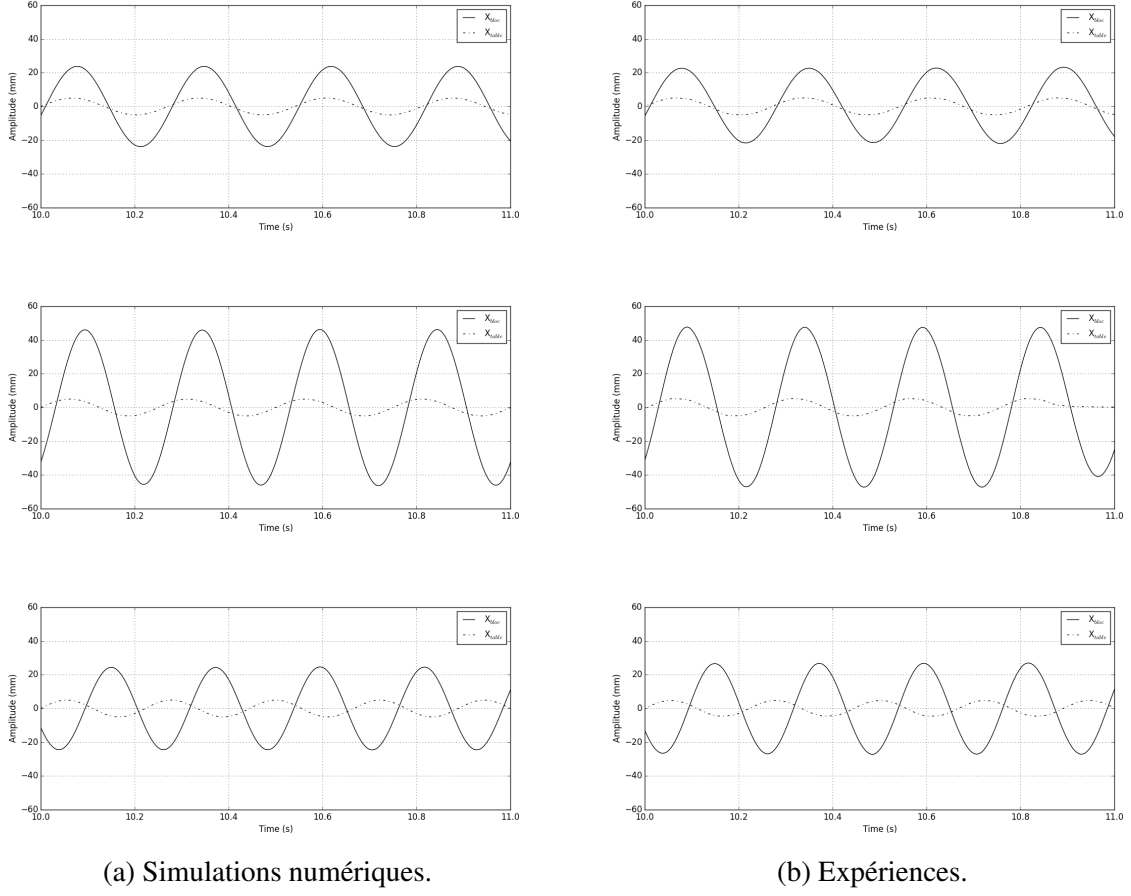
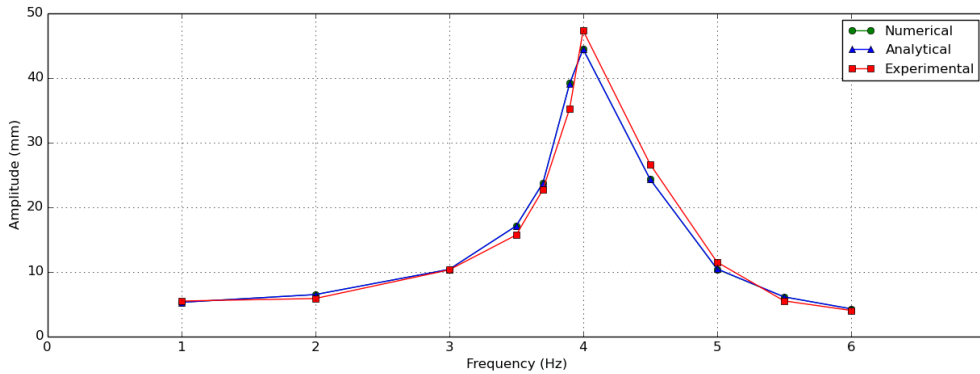


FIGURE 4.12 – Évolutions numériques (gauche) et expérimentales (droite) du mouvement du bloc et de la table vibrante en régime périodique à 3,7 Hz, 4,0 Hz et 4,5 Hz.

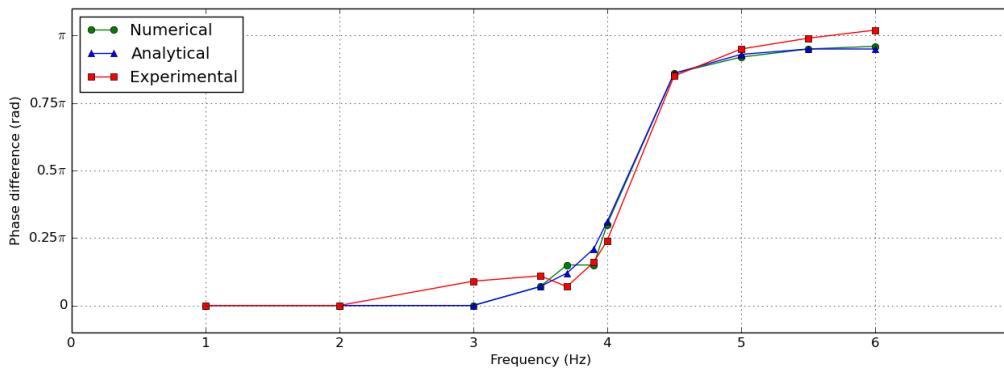
A partir de ces courbes, nous avons déterminé l'amplitude maximale du mouvement ainsi que son déphasage par rapport à l'excitation extérieure (c.-à-d. mouvement de la table vibrante). Une synthèse des résultats obtenus pour l'ensemble des fréquences testées est présentée figure 4.13. Les résultats théoriques sont également référencés sur cette figure 4.13. Nous remarquons que les résultats obtenus sont très bons. L'erreur NRMSD (Normalized Root-Mean-Square Deviation) est de 4% pour l'amplitude (figure 4.13a) et pour la phase (figure 4.13b). La figure 4.13 permet également de déterminer la fréquence naturelle de l'oscillateur $F_1 \in [4, 1; 4, 2]$ Hz. Cette valeur est proche de la valeur théorique $F_1=4,18$ Hz déterminée de manière analytique à l'aide de la formule $F_1 = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{k}{m_0}} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{823}{1,193}}$.

Des instantanés de la simulation numérique du cas $f=4$ Hz sont proposés figure 4.14 mettant en avant le mouvement du bloc ainsi que l'écoulement de l'air environnant. Les lignes de courant horizontales à l'intérieur du bloc illustrent le mouvement en translation de ce dernier.

4.2. Validation (étude expérimentale et numérique)



(a) Amplitude.



(b) Déphasage.

FIGURE 4.13 – Oscillateur seul : synthèse de l’amplitude et du déphasage du bloc en fonction de la fréquence d’excitation.

Le régime du mouvement de l’air est un régime turbulent, $Re \approx 87000$. La vitesse utilisée pour le calcul du nombre de Reynolds Re est la vitesse maximale atteinte par le bloc.

D’autres tests ont permis de confirmer ces valeurs de k et c . La raideur du ressort a été confirmée par un test de traction et par une détermination analytique. L’erreur entre les différents modes de détermination est de $\pm 2\%$. Une expérience sur l’amortissement de l’oscillateur a également permis de déterminer l’erreur sur la valeur de c . Elle est un peu plus importante que pour k (environ 20%). Cependant, une analyse de sensibilité sur la solution de l’équation 4.12 a révélé une influence limitée de la valeur de c sur le mouvement du bloc si celle-ci est prise dans cette gamme d’erreur de 20%.

Le cas de l’oscillateur seul étudié et présenté ci-dessus nous a permis de déterminer les caractéristiques mécaniques k et c du système ainsi que de calibrer le modèle numérique. Nous

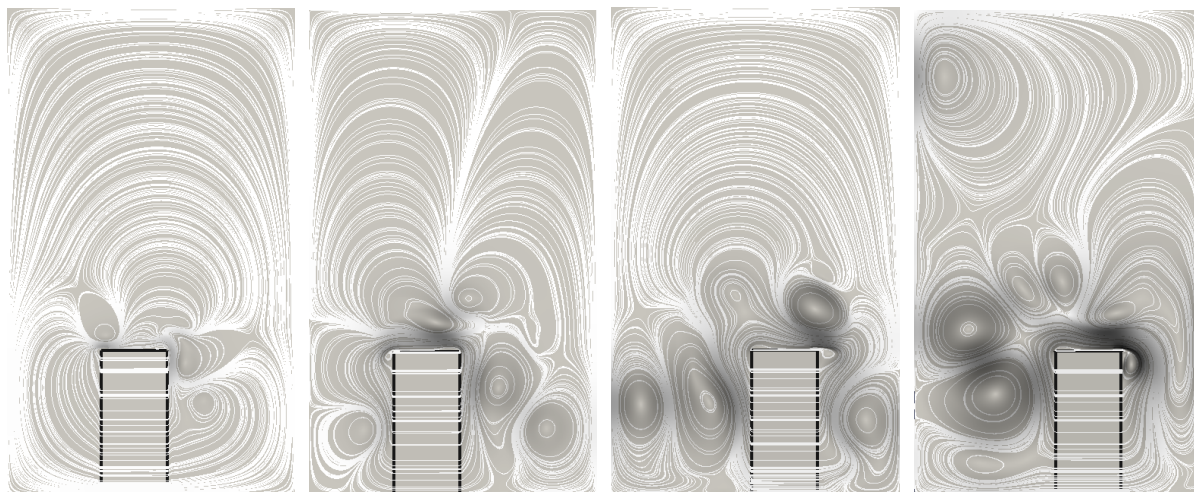


FIGURE 4.14 – Instantanés de la simulation numérique $f=4,0$ Hz à $t=10,22$ s ; $10,25$ s ; $10,30$ s et $10,32$ s. La ligne noire et les lignes blanches représentent l'interface air/bloc et les lignes de courant, respectivement.

allons maintenant étudier les cas de l'oscillateur confiné et de l'oscillateur immergé expérimentalement et numériquement.

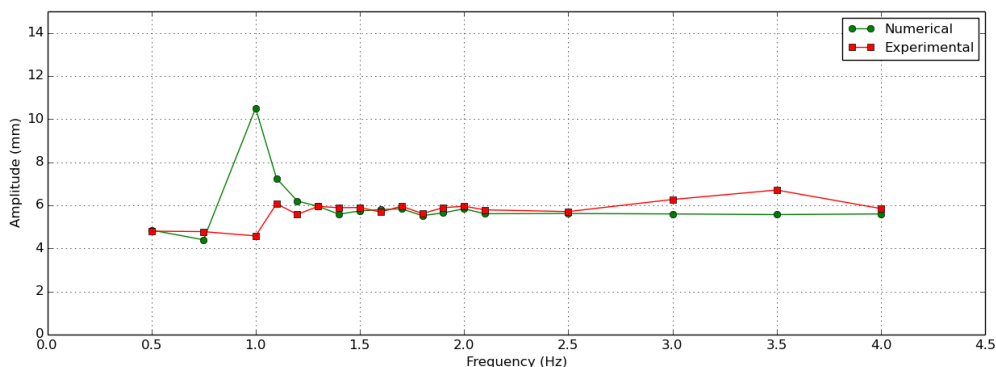
4.2.5.2 Cas de l'oscillateur confiné

L'oscillateur est confiné dans le réservoir rempli d'eau. Le niveau d'eau H est égal à la hauteur du réservoir L_1 . Un couvercle étanche étant placé sur le réservoir, il n'y a pas de surface libre.

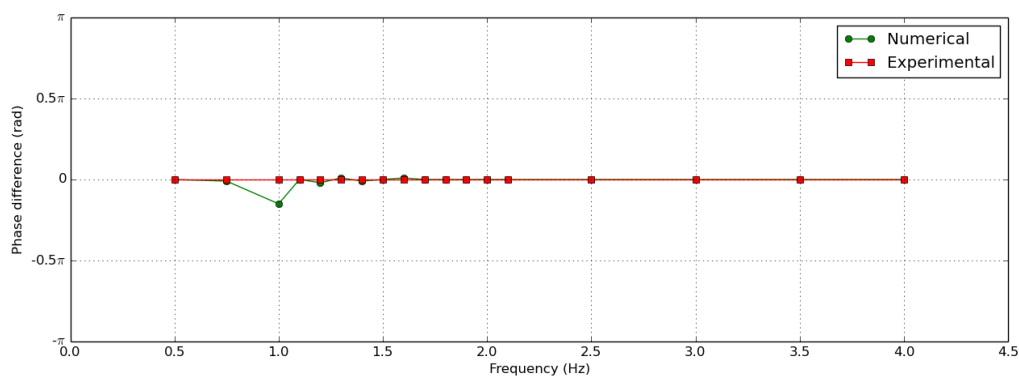
Le confinement du bloc fait que le bloc se meut solidairement avec le réservoir. Hormis un petit pic à la fréquence de 1 Hz qui pourrait correspondre à la fréquence de résonance du système oscillateur confiné, le mouvement du bloc est identique à celui du réservoir fixé sur la table vibrante quelque soit la fréquence d'excitation imposée par celle-ci. L'amplitude du mouvement est la même et le déphasage est nul. Les résultats sont présentés sur la figure 4.15.

Bien que les résultats en terme de réponse du bloc ne soient pas d'un grand intérêt, la similitude entre les résultats expérimentaux et numériques permet de compléter la validation du modèle numérique en vérifiant sa capacité à simuler le confinement.

4.2. Validation (étude expérimentale et numérique)



(a) Amplitude.



(b) Déphasage.

FIGURE 4.15 – Oscillateur confiné : synthèse de l'amplitude et du déphasage du bloc en fonction de la fréquence d'excitation.

4.2.5.3 Cas de l'oscillateur immergé

Le cas de l'oscillateur immergé est le cas de validation le plus important, le plus intéressant et le plus complet. En effet, c'est le premier cas étudié mettant œuvre un liquide à surface libre et un solide rigide soumis à des efforts extérieurs (c.-à-d. un oscillateur masse-ressort-amortisseur). Le problème physique étudié est un problème très complexe car le système RL possède sa propre fréquence de résonance et l'oscillateur masse-ressort-amortisseur également.

L'oscillateur est immergé sous la surface libre de l'eau. Le niveau d'eau H est supérieur à la hauteur du bloc $h=20$ cm et inférieur à la hauteur du réservoir $L_1=50$ cm. Sans modifier les caractéristiques de l'oscillateur $m_0=1,193$ kg, $k=823$ N.m⁻¹ et $c=2,14$ N.s.m⁻¹, nous avons étudié différents cas en faisant varier la hauteur d'eau. Au cours de cette étude nous nous sommes intéressés au mouvement du bloc ainsi qu'à celui de la surface libre du fluide. L'objectif de cette

étude est double. En effet, elle permettra non seulement l'obtention de données expérimentales concernant l'influence de l'oscillateur sur la surface libre du fluide mais également la validation finale du code numérique.

Dans un premier temps nous allons présenter en détails les résultats obtenus avec une hauteur d'eau $H=40$ cm. Ensuite, avant de passer à l'analyse des résultats, nous exposerons plus rapidement les résultats obtenus avec des hauteurs d'eau de 35 cm, 30 cm et 20 cm.

Cas $H=40$ cm

Des instantanés de la simulation numérique du cas $f=1,4$ Hz (fréquence de résonance de l'eau seule) sont proposés figure 4.16. La ligne noire rectangulaire représente l'interface bloc/eau, la ligne noir ondulée représente l'interface air/eau et les lignes blanches représentent les lignes de courant dans l'air et dans l'eau. Ces instantanés illustrent parfaitement le mouvement en translation du bloc et le mouvement de ballottement de la surface libre. Sur les trois derniers instantanés nous pouvons également observer la génération de tourbillons dans l'eau où le nombre de Reynolds atteint une valeur de $Re \approx 20500$. Nous rappelons que la fréquence naturelle de l'oscillateur seul est $F_1=4,18$ Hz, celle du système RL est $F_0=1,4$ Hz.

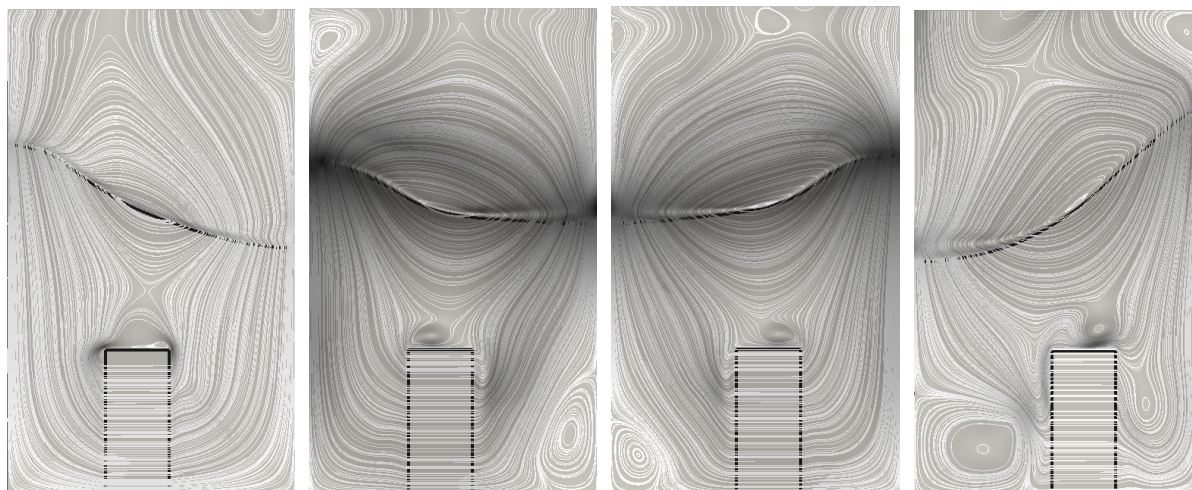


FIGURE 4.16 – Instantanés de la simulation numérique $f=1,4$ Hz à $t=40,2s$ / $40,27s$ / $40,48s$ et $40,55s$.

La figure 4.17 propose un parallèle entre l'évolution temporelle numérique et expérimentale du centre de gravité du bloc à différentes fréquences. Le trait plein représente le mouvement du bloc, celui en pointillés celui de la table. Comme nous pouvons le voir, les résultats numériques et expérimentaux sont très proches.

4.2. Validation (étude expérimentale et numérique)

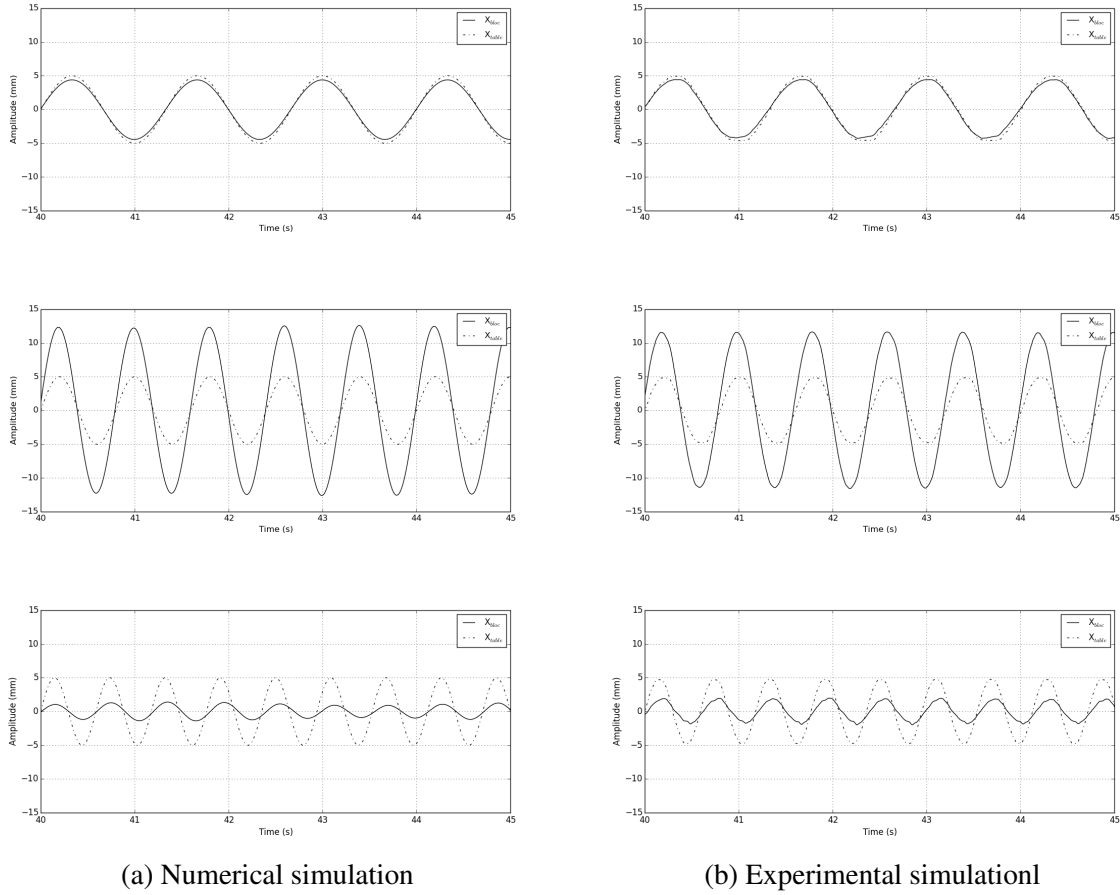
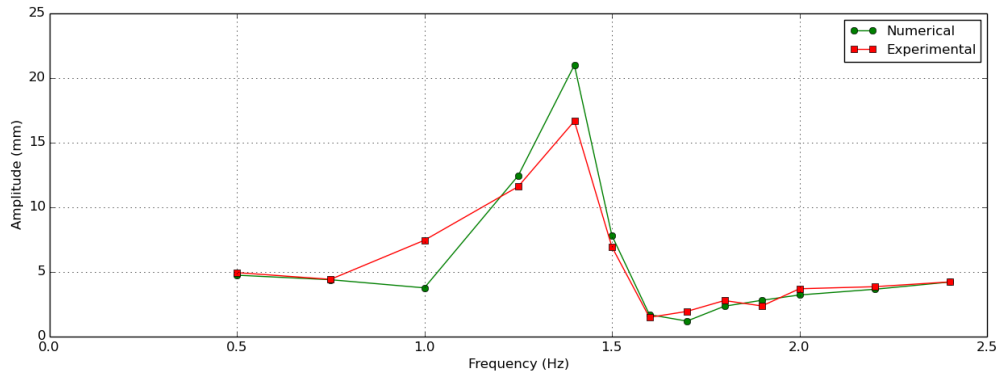
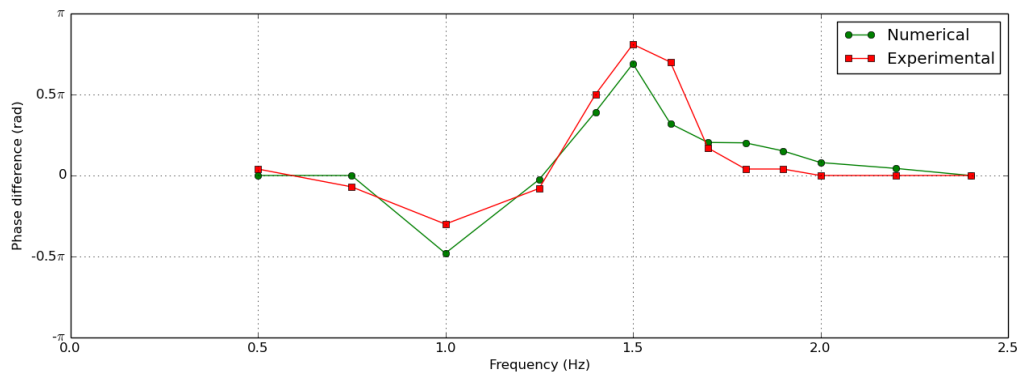


FIGURE 4.17 – Évolutions numériques (gauche) et expérimentales (droite) du mouvement du bloc et de la table vibrante en régime périodique à 0,75 Hz, 1,25 Hz et 1,7 Hz.

La synthèse des résultats proposée figure 4.18 confirme la concordance entre résultats expérimentaux et numériques. En effet, les caractéristiques du mouvement du bloc (c.-à-d. amplitude et déphasage) expérimentaux et numériques sont quasiment identiques pour toutes les fréquences testées. Les erreurs maximales sur l'amplitude et le déphasage sont obtenues autour de la résonance ($f \approx 1,4$ Hz) et sont de 11% et 7%, respectivement. Cette figure montre également que la fréquence de résonance du système est proche de $f=1,4$ Hz. En effet, à cette fréquence l'amplitude du bloc est maximale et son déphasage par rapport à l'excitation est environ égal à $\frac{\pi}{2}$. Il se trouve que cette fréquence est également la fréquence naturelle du réservoir avec 40 cm d'eau sans le bloc. Un déphasage négatif apparaît à la fréquence de 1 Hz. L'interaction entre le bloc et le fluide à surface libre fait que pour certaines fréquences le bloc se retrouve en avance par rapport à l'excitation extérieure.



(a) Amplitude



(b) Déphasage

FIGURE 4.18 – Oscillateur immergé ($H=40$ cm) : synthèse de l'amplitude et du déphasage du bloc en fonction de la fréquence d'excitation.

La figure 4.19 présente les évolutions numériques et expérimentales de la surface libre de l'eau. La colonne de gauche de figure 4.19 regroupe les évolutions numériques de la surface libre de l'eau en CP1 et CP2 (voir figure 4.11b) à différentes fréquences alors que sur la colonne de droite nous retrouvons les évolutions expérimentales en S1, S2, S3 et S4 (voir figure 4.9) pour les mêmes fréquences. Les résultats expérimentaux montrent que l'évolution de la surface libre se fait bien en 2D. En effet, les signaux S1 et S2 sont superposés et il en est de même pour les signaux S3 et S4.

4.2. Validation (étude expérimentale et numérique)

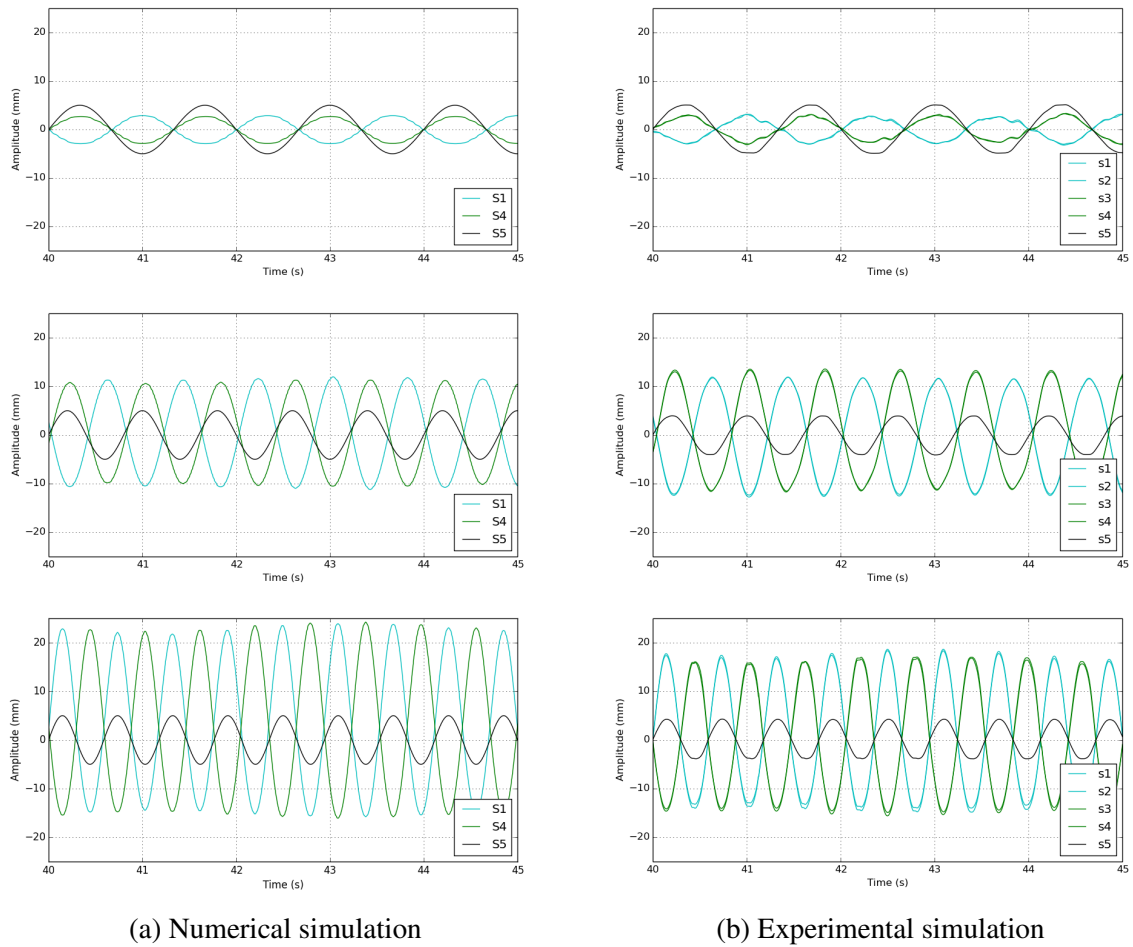


FIGURE 4.19 – Évolutions numériques (gauche) et expérimentales (droite) de la surface libre de l'eau et de la table vibrante en régime périodique à 0,75 Hz, 1,25 Hz et 1,7 Hz.

La table 4.3 donne l'amplitude maximale numérique et expérimentale de l'évolution de la surface libre en fonction de la fréquence d'excitation. Les écarts entre résultats numériques et expérimentaux sont faibles. L'erreur NRMSD est inférieure à 9% pour l'ensemble des cas étudiés. Ce tableau sera ultérieurement utilisée afin de mettre en avant la fonction d'amortisseur de balotement de l'oscillateur. A la fréquence de 1,4Hz nous remarquons l'absence de données expérimentales. Cela est dû à des gouttes d'eau qui viennent en contact avec les capteurs à ultrason empêchant ainsi la mesure expérimentale.

TABLE 4.3 – Propriétés de l'évolution des hauteurs d'eau numériques et expérimentale en régime périodique (stationnaire). L'erreur de mesure sur les résultats expérimentaux est de $\pm 0,5$ mm.

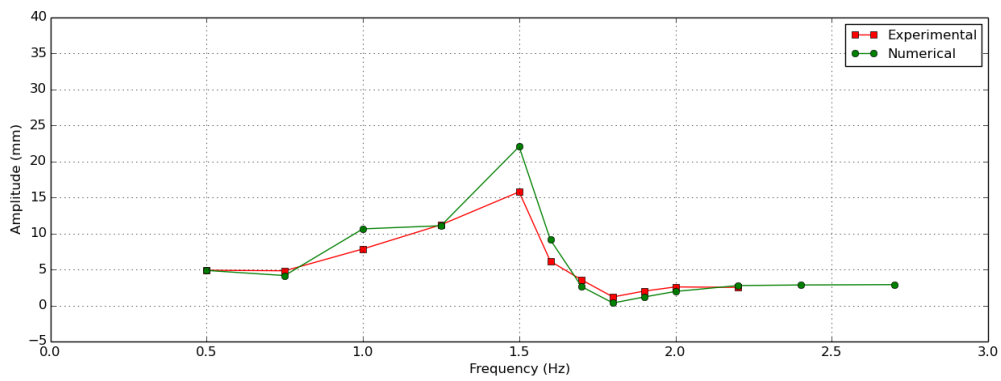
Fréquence imposée	Hauteur d'eau maximale [mm]		Hauteur d'eau minimale [mm]		NRMSD %
	FVM-VOF	Exp.	FVM-VOF	Exp.	
0,5 Hz	0,98	1,0	-1,07	-1,1	1,7
0,75 Hz	3,5	3,5	-3,5	-3,5	0,0
1,0 Hz	7,0	6,5	-7,3	-6,4	5,4
1,25 Hz	16,5	15,0	-16,0	-14,8	6,4
1,4 Hz	92,7	–	-42,4	–	–
1,5 Hz	69,2	62,3	-33,6	-29,9	8,8
1,6 Hz	36,1	33,7	-20,1	-19,6	4,6
1,7 Hz	21,8	20,7	-19,2	-18,9	2,9
1,8 Hz	14,3	14,7	-11,2	-11,3	1,6
2,0 Hz	9,1	8,5	-7,7	-7,1	5,4
2,2 Hz	4,4	4,3	-1,9	-2,0	2,2

Cas $H=35$ cm, $H=30$ cm et $H=25$ cmm

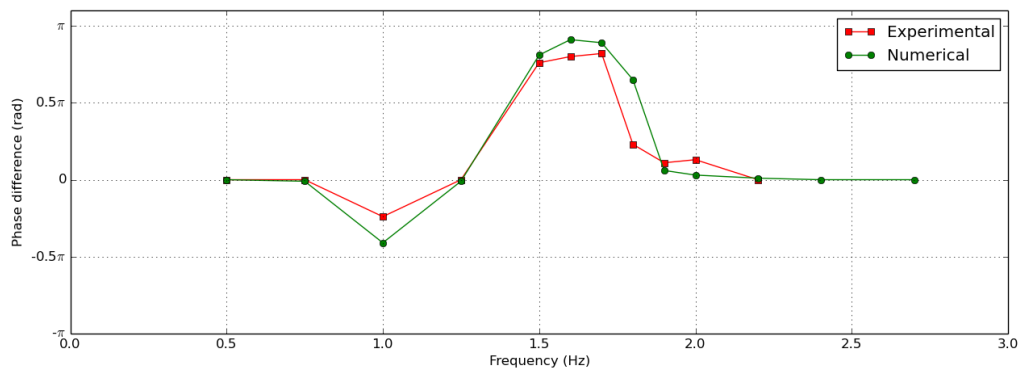
Le travail effectué pour les cas $H=35$ cm, $H=30$ cm et $H=25$ cm est similaire à celui effectué pour le cas $H=40$ cm. Cependant, ne souhaitant pas surcharger ce manuscrit, pour ces trois cas nous ne proposons que les graphes synthétisant les résultats : amplitude / déphasage du bloc et amplitude du mouvement de la surface libre en fonction de la fréquence d'excitation.

Pour les trois cas présentés les résultats numériques et les résultats expérimentaux sont encore une fois très proches. Comme pour le cas $H=40$ cm la fréquence de résonance des trois systèmes semble proche de $f=1,4$ Hz. Pour le cas $H=35$ cm, un déphasage négatif apparaît à la fréquence de 1 Hz. Pour les deux autres cas, $H=30$ cm et $H=25$ cm, il existe un déphasage négatif mais il est très faible. Encore une fois, l'interaction entre le bloc et le fluide à surface libre fait que pour certaines fréquences le bloc se retrouve en avance par rapport à l'excitation extérieure.

Ces résultats sont présentés car ils illustrent la capacité du code à reproduire l'expérience dans des configurations multiples.

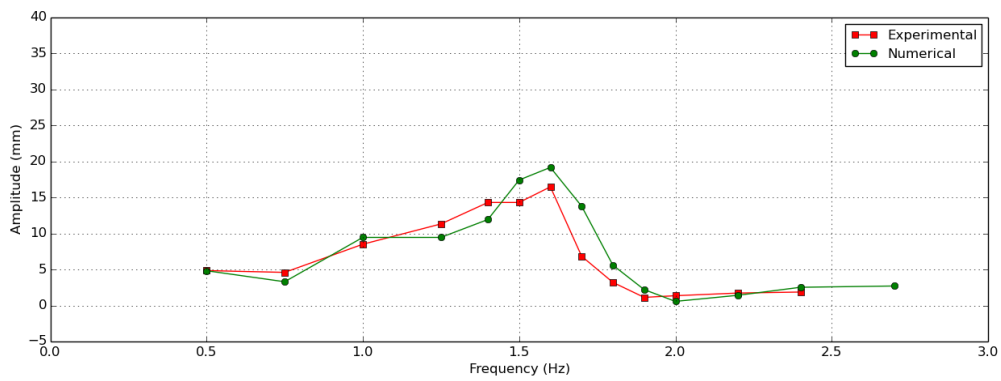


(a) Amplitude

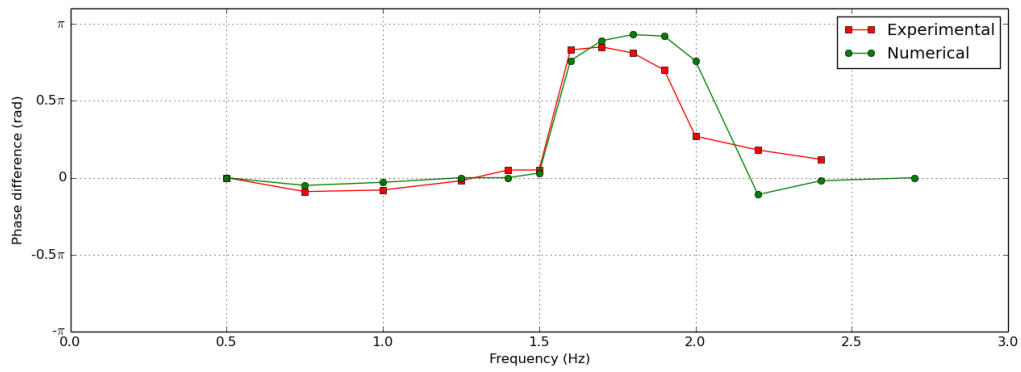


(b) Déphasage

FIGURE 4.20 – Oscillateur immergé ($H=35$ cm) : synthèse de l'amplitude et du déphasage du bloc en fonction de la fréquence d'excitation..

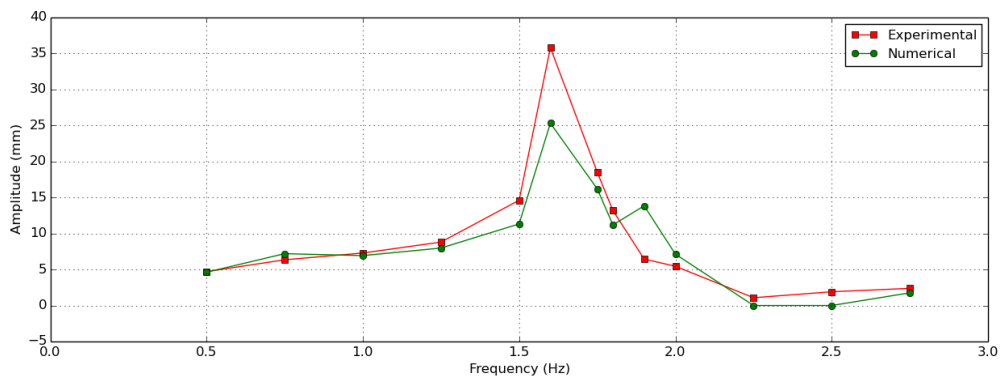


(a) Amplitude

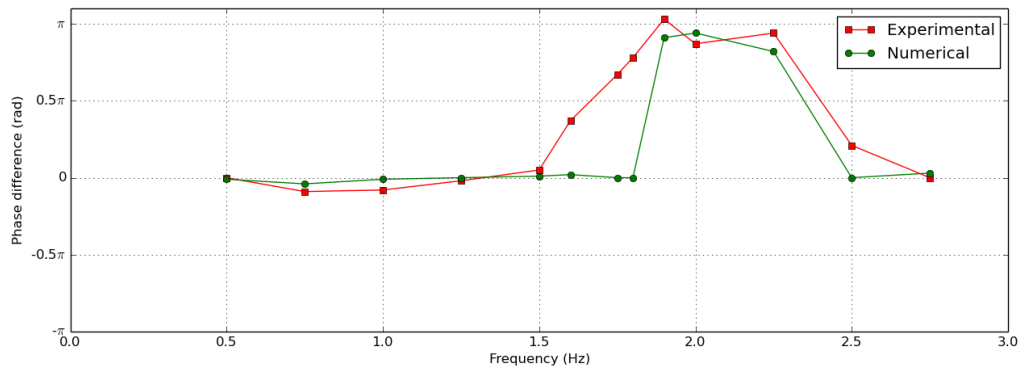


(b) Déphasage

FIGURE 4.21 – Oscillateur immergé ($H=30$ cm) : synthèse de l'amplitude et du déphasage du bloc en fonction de la fréquence d'excitation.



(a) Amplitude



(b) Déphasage

FIGURE 4.22 – Oscillateur immergé ($H=25$ cm) : synthèse de l'amplitude et du déphasage du bloc en fonction de la fréquence d'excitation.

4.3 Étude du système d'amortissement de ballonnement

Dans cette section nous proposons d'étudier le système d'amortissement de ballonnement présenté en début de chapitre. Pour cela nous nous sommes basés sur les différentes expériences et simulations numériques réalisées et présentées dans les sections et chapitres précédents. Dans un premier temps nous avons comparé les résultats présentés dans la section 3.4.1 (cas du réservoir contenant uniquement 40cm d'eau) avec ceux présentés section 4.2.5.3 (même cas mais en présence du prototype d'amortisseur de ballonnement). Ensuite nous avons complété l'étude à l'aide de simulations numériques en vue de proposer un système d'amortissement de ballonnement efficace.

4.3.1 Ballonnement sans système oscillant : cas de référence

Intéressons nous dans un premier temps au ballonnement du réservoir sans système d'amortissement.

Sur la figure 4.23 nous retrouvons la courbe enveloppe de l'amplitude du mouvement de la surface libre en CP1 et CP2 (voir figure 4.11b) pour le cas du réservoir contenant uniquement 40cm d'eau. Nous remarquons que l'amplitude du mouvement de la surface libre est maximale lorsque la fréquence d'excitation est proche de la propre du système. Ensuite, plus nous nous éloignons de cette fréquence propre plus l'amplitude du mouvement diminue.

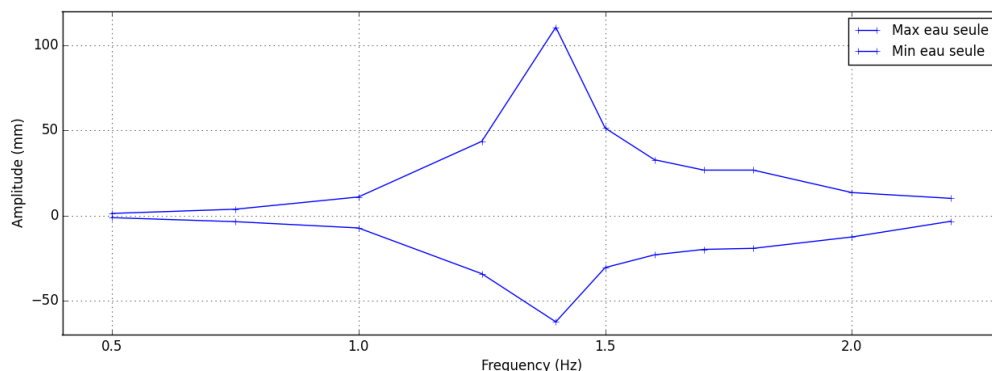


FIGURE 4.23 – Cas du réservoir contenant uniquement 40cm d'eau : amplitude du mouvement de la surface libre en fonction de la fréquence d'excitation.

4.3.2 Ballotement avec système oscillant

Nous avons comparé les résultats du cas de référence à ceux obtenus en présence du système oscillant présentés dans la section 4.2.5.3 (cas $H=40$ cm). La figure 4.24 propose une superposition des courbes enveloppes de l'amplitude du mouvement de la surface libre en CP1 et CP2 obtenues avec et sans système oscillant.

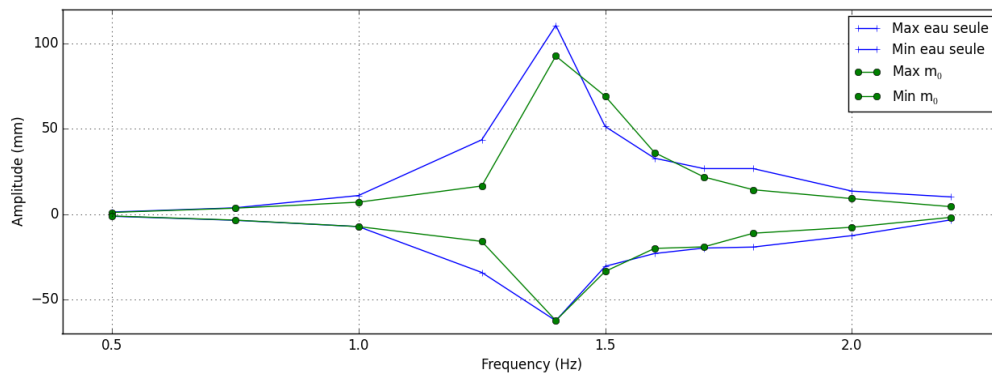


FIGURE 4.24 – Cas du réservoir contenant uniquement 40cm d'eau : amplitude du mouvement de la surface libre en fonction de la fréquence d'excitation.

A partir de ces résultats nous avons déterminé, pour chacune des fréquences étudiées, le coefficient d'amplification du mouvement (C_{ampl}) ainsi que le pourcentage d'amortissement du mouvement. Les résultats sont présentés dans la table 4.4.

A la fréquence de 1,25Hz nous atteignons un amortissement supérieur à 50%. Pour des fréquences comprises entre 1,8 et 2,2Hz, les amortissements sont supérieurs à 35%. En revanche, pour des fréquences d'excitation de 1,5Hz et 1,6Hz, les amortissements sont négatifs, ils valent respectivement -25% et -1%. Ces amortissements négatifs signifient que le système oscillant n'amortit pas le mouvement de la surface libre de l'eau mais l'amplifie. Il semblerait que l'immersion du système oscillant ait eu pour effet d'augmenter la valeur de la fréquence de résonance de la surface libre du liquide. Rappelons que la fréquence propre de l'oscillateur masse-ressort-amortisseur est $F_1 = 4,18Hz$ et que celle du système RL est $F_0 = 1,4Hz$. Ce résultat pourrait être intéressant et exploitable si nous arrivons à déterminer les caractéristiques et les propriétés gouvernant la fréquence de résonance du système RLO. Le procédé d'amortissement de ballotement ainsi mis en place n'aura pas pour effet de réduire l'amplitude de l'onde créée à la surface du liquide mais de modifier sa fréquence de résonance. Ce système s'apparenterait donc aux systèmes mis en place dans les bâtiments anti-sismiques.

TABLE 4.4 – Propriétés de l'évolution des hauteurs d'eau avec et sans système oscillant en régime périodique (stationnaire).

Fréquence imposée	Hauteur d'eau max. [mm]		Hauteur d'eau min. [mm]		C_{ampl}	Amort. %
	Avec	Sans	Avec	Sans		
0,5 Hz	0,98	1,23	-1,07	-1,24	0,83	17
0,75 Hz	3,5	3,7	-3,5	-3,6	0,96	4
1,0 Hz	7,0	10,9	-7,3	-7,3	0,79	21
1,25 Hz	16,5	43,6	-16,0	-34,2	0,42	58
1,4 Hz	92,7	110,7	-42,4	-62,5	0,9	10
1,5 Hz	69,2	51,4	-33,6	-30,6	1,25	-25
1,6 Hz	36,1	32,8	-20,1	-23,1	1,01	-1
1,7 Hz	21,8	26,7	-19,2	-19,9	0,88	12
1,8 Hz	14,3	26,7	-11,2	-19,3	0,55	45
2,0 Hz	9,1	13,5	-7,7	-12,6	0,64	36
2,2 Hz	4,4	10,1	-1,9	-3,4	0,47	53

Retour sur les cas $H=35$ cm, $H=30$ cm et $H=25$ cm

En analysant uniquement le mouvement du bloc des cas $H=35$ cm, $H=30$ cm et $H=25$ cm, nous avons constaté que plus la hauteur d'eau était faible, plus la fréquence de résonance du bloc immergé était élevée et donc plus proche de sa fréquence naturelle $F_1 = 4,18 Hz$ (bloc non immergé). Il est probable que les efforts de l'eau sur le bloc sont d'autant plus faible que la hauteur d'eau est basse et que donc le mouvement de l'oscillateur soit d'autant moins perturbé.

Si l'on revient à notre cas initial ($H=40$ cm), nous pensons que nous pourrions modifier encore un peu plus la fréquence naturelle du système RLO, en arrivant à rendre les effort de l'eau sur l'oscillateur moins prédominant.

Au vu de ces résultats nous avons choisi de travailler sur l'inertie de l'oscillateur et d'étudier son influence sur la réponse de la surface libre. En effet, il semblerait que ce soit un paramètre important, sinon fondamental, de ce système d'amortissement de ballotement. Pour cela nous somme partis de la configuration de base et avons modifié les caractéristiques de l'oscillateur (c.-à-d. masse m , raideur k et amortissement c) afin de multiplier par 3 et 6 la masse m_0 du bloc sans que cela ne modifie les propriétés $\mu = \frac{c}{2m_0}$ et $\omega_n^2 = \frac{k}{m_0}$ de l'oscillateur afin. Pour cet effet, la raideur du ressort et le coefficient d'amortissement ont également été multipliés par 3 et 6. Nous n'avons souhaité modifier les propriétés de l'oscillateur afin d'étudier uniquement l'in-

4.3. Étude du système d'amortissement de ballonnement

fluence des caractéristiques m , k et c de celui-ci sur le système d'amortissement de ballonnement.

Les graphes de la figure 4.25 montrent l'amplitude de la réponse de la surface libre de l'eau en fonction de la fréquence d'excitation pour différentes inerties de bloc. La courbe rouge correspond au cas où la masse du bloc vaut $3m_0$. La courbe noire est quant à elle obtenue avec un bloc de masse $6m_0$.

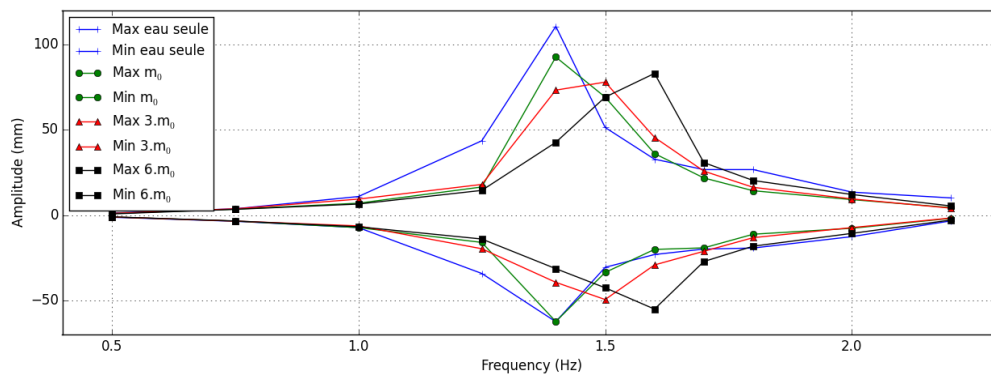


FIGURE 4.25 – Amplitude du mouvement de la surface libre en fonction de la fréquence d'excitation pour des inerties de bloc différentes.

On constate que l'amplitude du mouvement n'est que peu modifiée, ce qui laisse à penser que l'inertie donc la masse du bloc n'influe pas énormément sur amortissement du ballonnement. Contrairement à cela, la fréquence naturelle du système couplé a été augmentée. En effet, alors que pour le système initial (courbe bleue) l'amplitude maximale de la surface libre du liquide était obtenue pour une fréquence d'excitation de 1,4 Hz, cette amplitude maximale est maintenant atteinte pour des fréquences d'environ 1,45 Hz (courbe verte), 1,5 Hz (courbe rouge) et 1,6 Hz (courbe noire). Ces résultats démontrent l'influence de l'inertie du bloc sur la variation de la fréquence naturelle du système RLO. Comme nous l'avions pensé, la masse de l'oscillateur influe sur la fréquence de résonance du système.

Ce résultat est très intéressant en vue de l'utilisation d'un tel système comme amortissement de ballonnement. En effet, si l'amplitude du mouvement de la surface libre n'est que peu modifiée, nous constatons qu'il est possible de modifier, voire maîtriser, la fréquence de résonance de celle-ci. Plutôt que de mettre en place un système d'amortissement de ballonnement fixe comme des déflecteurs, nous pourrions mettre en place un système oscillant permettant non pas d'amortir directement le ballonnement mais de modifier la fréquence de résonance de la surface libre. A terme il serait même intéressant de mettre en place un système oscillant « intelligent », c'est à dire un système dont les caractéristiques m , k et c seraient ajustables en fonction de la fréquence

de l'excitation extérieures.

4.4 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons présenté l'étude d'un système d'amortissement de ballottement. La réalisation d'un montage expérimentale nous a permis de valider le modèle numérique sur un cas concret d'interaction entre un fluide à surface libre et un solide rigide en translation soumis à des efforts extérieurs de type raideur et amortissement à haut Reynolds. Nous avons ensuite comparé l'évolution de la surface libre de l'eau contenue dans la cuve avec et sans présence de l'oscillateur. Pour finir, une étude numérique de l'influence de l'inertie du bloc sur la réponse de la surface libre du liquide nous a permis de démontrer la capacité de ce type d'oscillateur à modifier la fréquence de résonance de la surface libre du liquide.

4.5 Bibliographie du chapitre

- Gedikli, A., Ergüven, M., 1999. Seismic analysis of a liquid storage tank with a baffle. *Journal of Sound and Vibration* 223 (1), 141–155.
- Kwok, K., 1991. Damping and control of structures subjected to dynamic loading. *Structures Subjected to Dynamic Loading*, Ed. by Narayanan and Roberts, Elsevier Applied Science, London.
- Lubin, P., Vincent, S., Abadie, S., Caltagirone, J.-P., 2006. Three-dimensional large eddy simulation of air entrainment under plunging breaking waves. *Coastal engineering* 53 (8), 631–655.
- Maleki, A., Ziyaeifar, M., 2008. Sloshing damping in cylindrical liquid storage tanks with baffles. *Journal of Sound and Vibration* 311 (1), 372–385.
- Modi, V., Akinturk, A., 2002. An efficient liquid sloshing damper for control of wind-induced instabilities. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 90 (12), 1907–1918.
- Panigrahy, P., Saha, U., Maity, D., 2009. Experimental studies on sloshing behavior due to horizontal movement of liquids in baffled tanks. *Ocean Engineering* 36 (3), 213–222.

Chapitre 5

Application 2 : Étude d'un système houlomoteur

Sommaire

5.1	Introduction : le projet EMACOP	108
5.1.1	Contexte du projet	108
5.1.2	Objectifs du projets	108
5.2	Étude d'un système houlomoteur	110
5.2.1	Présentation de l'étude réalisée	111
5.2.2	Calibration du modèle numérique	112
5.2.3	Étude du rendement par la simulation numérique	121
5.2.4	Système en mer	121
5.2.5	Système devant un ouvrage réfléchissant	124
5.3	Conclusion	127
5.4	Bibliographie du chapitre	128

5.1 Introduction : le projet EMACOP

5.1.1 Contexte du projet

La France dispose d'une importante façade maritime et de vastes territoires ultramarins (plus de 10 millions de km²), où existent des potentiels énergétiques parmi les plus importants au monde en terme de ressources d'énergie marine. Selon EDF (2008), ce potentiel pourrait être mis à contribution pour diminuer l'empreinte carbone de la France et respecter l'engagement français d'atteindre 23 % d'énergies renouvelables dans la consommation d'énergie finale avant 2020.

Malgré le grand nombre de concepts et prototypes existant les informations sur les rendements ou bien sur la survivabilité des systèmes houlomoteurs sont rares. Même si le potentiel exploitable pour les courants et la houle a été déterminé, ce travail n'est pas utilisable directement dans le domaine côtier à faibles profondeurs. Dans ce domaine, en effet, il faut prendre en compte les interactions houle - marée. De même les outils pour déterminer l'impact hydro-sédimentaire des systèmes ne sont pas encore au point à l'échelle locale et régionale. L'impact hydrosédimentaire se décline sur deux plans :

- Hydraulique : Comment l'ouvrage, doté ou non de sa fonction de récupération d'énergie, modifie les champs de houle et de courant (réflexion, absorption de la houle) ?
- Sédimentaire : Quel est l'impact de l'ouvrage à l'échelle régionale sur les transports sédimentaires et à l'échelle locale lorsque l'ouvrage est dans un environnement sur fond mobile ?

Aucun prototype n'a encore vu le jour en France et quelques projets sont installés dans le monde, le plus souvent des systèmes à colonne d'eau oscillante, comme celui récemment achevé à Mutriku au Pays Basque espagnol. La recherche sur ce thème émerge et semble progresser désormais très rapidement.

5.1.2 Objectifs du projets

Le projet EMACOP est un projet national ayant pour objectif à court terme la détermination du potentiel exploitable de l'énergie marine et le rendement des technologies existantes de récupération de l'énergie de la houle, de la marée et des courants. La finalité à plus long terme des travaux effectués dans le cadre de ce projet est le développement du parc houlomoteur français.

Le projet est centré sur les ouvrages multifonctionnels sur petits fonds dotés d'un dispositif

de récupération d'énergie hydraulique. Nous avons affaire à un système ouvrage / dispositif de récupération soumis aux caractéristiques et contraintes de site. Les quatre volets du projet EMACOP sont les suivants :

- 1- Le projet a d'abord pour objectif de mieux caractériser le potentiel exploitable et le rendement des technologies existantes afin d'aider le maître d'ouvrage dans ses choix d'aménagement.
- 2- L'impact hydrosédimentaire des systèmes sera aussi analysé dans l'idée d'utiliser au mieux les systèmes houlomoteurs dans une optique de protection de côte. De même la réduction de la houle réfléchiée sur les digues pourrait avoir un effet bénéfique en terme d'érosion côtière.
- 3- Un travail particulier de sélection et d'adaptation des technologies sera mis en œuvre en même temps qu'une action d'innovation sur les technologies.
- 4- Il s'agit enfin de tester l'applicabilité de ces concepts sur des sites pilotes.

Dans la suite de ce chapitre, nous présentons une partie de notre travail effectué dans le cadre de ce projet, à savoir l'étude du rendement d'un système de volet oscillant en tangage autour d'un axe fixe proche du fond et totalement immergé. Dans un premier temps nous présentons l'étude réalisée. Ensuite, nous présentons la calibration du modèle numérique ayant permis d'ajuster les différents paramètres de l'étude. Enfin, nous présentons l'étude du rendement par la simulation numérique.

5.2 Étude d'un système houlomoteur

Dans cette étude nous nous intéressons à un système de volet oscillant en tangage autour d'un axe fixe proche du fond et totalement immergé semblable au système WaveRoller (cf. figure 5.1) développé par l'entreprise finlandaise AW-Energy LTd. L'objectif est d'étudier le rendement de ce système sous l'effet d'une houle régulière.

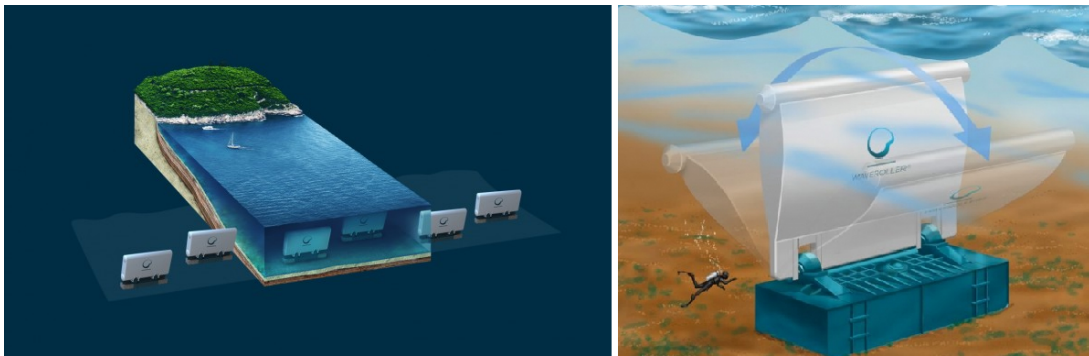


FIGURE 5.1 – Le système WaveRoller développé par AW-Energy LTd : parc de WaveRoller aux abords d'une côte (à gauche) et zoom sur un système WaveRoller (à droite)

Le principe de fonctionnement du dispositif étudié est simple. Un volet oscillant totalement immergé oscille en tangage autour d'un axe fixe proche du fond. Le volet oscillant est relié à un vérin hydraulique lui-même relié à un transformateur. En réponse à la houle extérieure, le volet oscillant se met en mouvement et entraîne avec lui le vérin hydraulique. Ce dernier actionne une turbine située dans le transformateur qui produit de l'électricité. La figure 5.2 présente un schéma de principe du système étudié.

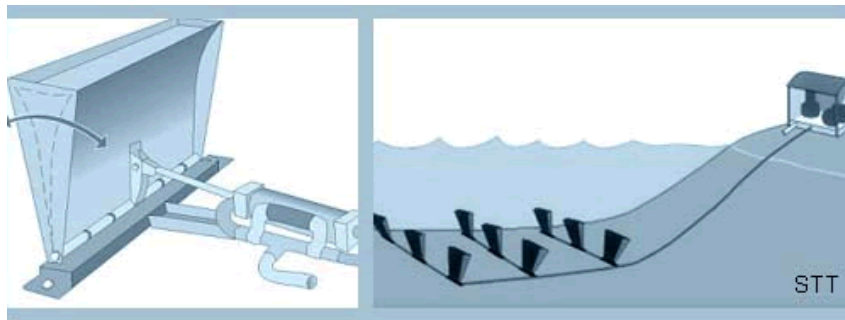


FIGURE 5.2 – Schéma de principe du fonctionnement du système étudié.

Ce système s'apparente à celui du volet oscillant partiellement immergé étudié par Sarkar et al. (2014) et plus récemment par Baudry et al. (2015) dans le cadre du projet EMACOP.

5.2.1 Présentation de l'étude réalisée

Deux configurations ont été étudiées. La première est présentée figure 5.14. Dans cette configuration la système oscillant (ou flap oscillant) est placé en pleine mer. C'est une configuration 2D.

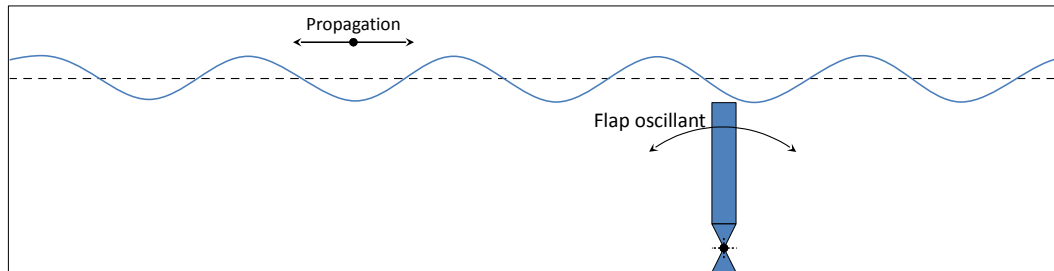


FIGURE 5.3 – Schéma de la première configuration étudiée : flap oscillant en mer.

Dans la seconde configuration, toujours 2D, le flap oscillant est placé devant un ouvrage réfléchissant. Un schéma de ce cas-test est disponible figure 5.19.

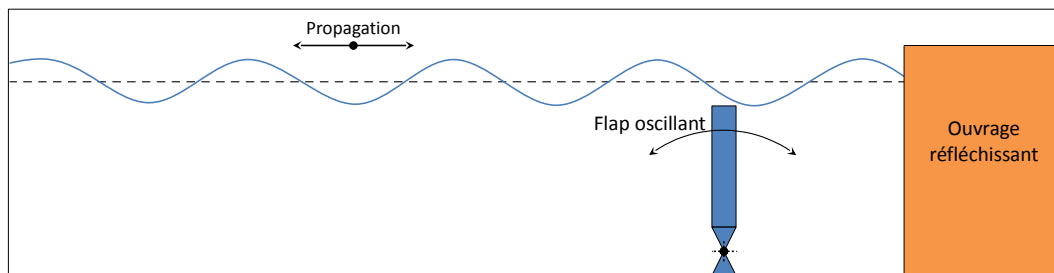


FIGURE 5.4 – Schéma de la seconde configuration étudiée : flap oscillant placé devant un ouvrage réfléchissant.

Dans les deux configurations, le batteur est modélisé grâce au modèle de pénalisation basée sur la viscosité présenté section 2.2. Les efforts du système d'extraction (c.-à-d., Power Take Off ou vérin) sont modélisés à l'aide d'une force volumique de type amortissement introduite directement dans les équations de Navier-Stokes (cf. section 2.3).

Rappelons l'objectif de l'étude réalisée : étudier le rendement du système houlomoteur (volet oscillant en tangage autour d'un axe fixe proche du fond et totalement immergé) sous l'effet d'une houle régulière. Cette étude étant conditionnée par un grand nombre de paramètres comme la nature de la houle ou les dimensions du système houlomoteur, nous avons

tout d'abord réalisé une calibration du modèle numérique afin d'ajuster ces différents paramètres. Ensuite nous avons étudié les différentes configurations proposées ci-dessus.

5.2.2 Calibration du modèle numérique

Dans un premier temps, nous avons fixé la profondeur d'eau. Ensuite, nous avons commencé par calibrer le générateur de houle afin de mettre en place le type de houle que nous souhaitons. Puis, nous avons réglé les dimensions du système houlomoteur de manière à respecter certaines conditions géométriques et mécaniques (voir section 5.2.2.2). Ci-après nous présentons en détail la démarche de calibration du modèle numérique.

5.2.2.1 Générateur de houle

La mise en place de l'état de mer souhaité est réalisée à l'aide d'une fonction du code THETIS permettant de prendre en compte un terme source local $S(x, y, t)$ dans l'équation de conservation de la masse (cf. Lin and Liu (1999)) :

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = S(x, y, t) \quad (5.1)$$

Ce terme, contrôlant l'apport et le retrait de masse dans le milieu, permet la production de différents types d'onde de surface (houles linéaires, houles de Stokes jusqu'à l'ordre 5, ondes cnoïdales et ondes solitaires). La figure 5.5 présente un schéma du système générateur de houle sur THETIS.

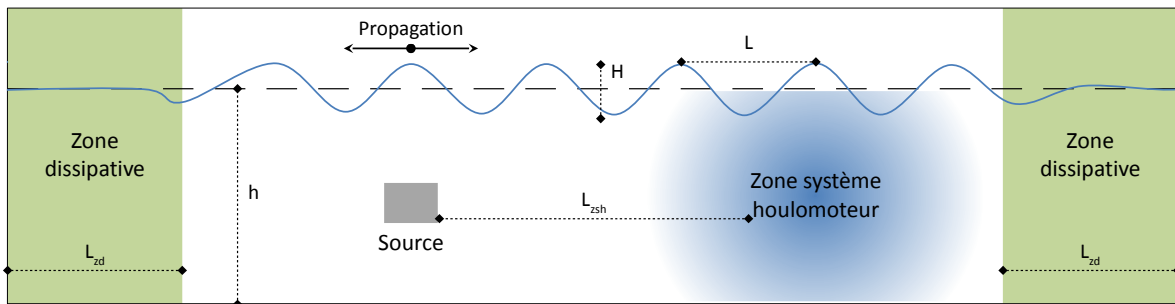


FIGURE 5.5 – Schéma du système de génération de la houle.

La mise en place des zones dissipatives apparaissant en vert sur la figure 5.5 est nécessaire afin d'amortir la houle au niveau de la sortie du domaine. En effet, une vitesse verticale en sortie du domaine entraînerait une perturbation de l'onde à l'intérieur du domaine. Numériquement nous utilisons la méthode proposée par Hafsia et al. (2009) consistant à ajouter un terme source

à l'équation de transport dans la zone concernée afin d'amortir peu à peu la vitesse verticale. La largeur L_{zd} de ces zones dissipatives est à déterminer en fonction de la longueur d'onde de la houle générée par le générateur de houle. En effet, il est préférable d'atténuer la vitesse verticale sur 3 ou 4 longueurs d'onde ou plus afin d'éviter des perturbations parasites comme l'apparition de nouvelles fréquences dans le signal.

Il est également nécessaire de repérer la zone où sera situé le système houlomoteur. La création d'une onde régulière se fait directement au niveau du terme source, par contre il est important que la présence du système houlomoteur ne perturbe pas la source. Il est donc nécessaire de le placer à bonne distance de la source (c.-à-d., 1 ou 2 longueurs d'onde). La zone houlomoteur sera donc éloignée de la source d'environ 2 longueurs d'onde.

Concernant les caractéristiques de l'onde utilisées, nous avons souhaité mettre en place un modèle de houle similaire à celui mis en place par Baudry et al. (2015). Nous souhaitons que d'un point de vue hydraulique, l'écoulement étudié soit identique. Si l'on regarde le classement des vagues régulières proposé par Le Méhauté (1972) (cf. figure 5.6), les ondes de surface générées correspondent à une houle de stokes d'ordre 2 avec $\frac{h}{g\tau^2} = 0,01$ et $\frac{H}{g\tau^2} = 0,001$. Du point de vue hydraulique, l'écoulement étudié est un écoulement à régime turbulent ($Re = 7,18 \cdot 10^4$). Le nombre de Reynolds est calculé de la façon suivante : $Re = \frac{vD}{\nu}$ avec v la vitesse orbitale horizontale maximale au niveau de la surface libre, D la hauteur d'eau et ν la viscosité cinématique de l'eau.

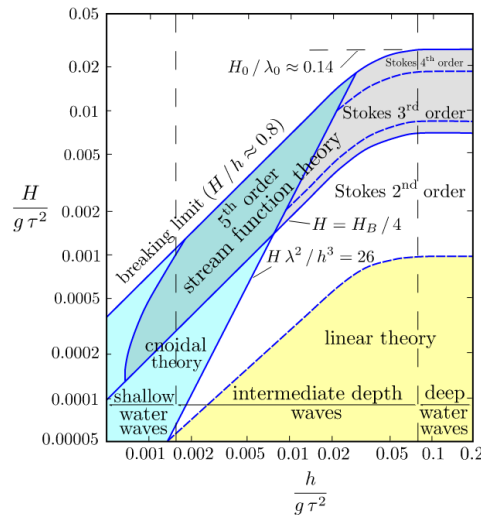


FIGURE 5.6 – Domaine de validité des théories approchées pour les vagues régulières, en fonction de la profondeur h , de la hauteur de la vague H , de la période temporelle de la vague τ et de la pesanteur g .

En prenant compte de l'ensemble de ces remarques, nous avons pu définir toutes les caractéristiques géométriques du système de génération de la houle. Concernant le domaine numérique de calcul est discrétisé en 1350x250 éléments de maillage. L'aspect multi-échelle de la simulation nous oblige à utiliser un nombre de mailles très important afin de pouvoir simuler correctement la propagation de la houle ainsi que la réponse du système houlomoteur. Une condition limite de non-glissement est imposée sur la paroi inférieure du domaine. Sur les trois autres parois la condition imposée est une condition de sortie. Le pas de temps adopté pour les premières itérations est de 0,1s, ensuite une CFL de 0,2 est utilisée. Les caractéristiques utilisées pour les différents matériaux sont $\rho_{eau} = 998,2 \text{ kg.m}^{-3}$ et $\mu_{eau} = 0,001 \text{ kg.s.m}^{-1}$, $\rho_{air} = 1,225 \text{ kg.m}^{-3}$ et $\mu_{air} = 0,000018 \text{ kg.s.m}^{-1}$ pour l'eau et l'air, respectivement. Les conditions turbulentes sont une nouvelle fois prises en compte à l'aide du modèle de turbulence LES mixte. L'ensemble des caractéristiques géométriques et numériques sont regroupées dans la table 5.1.

TABLE 5.1 – Caractéristiques géométriques du système de génération de la houle.

Profondeur d'eau	h	0,2 m
Hauteur crête à creux	H	0,1 h
Longueur d'onde de la houle	L	10,3 h
Période de la houle correspondante	τ	1,50 s
Distance Source/Oscillateur	l	17,5 h
Largeur du domaine	–	90 h
Hauteur du domaine	–	1,5 h
Nombre d'élément de maillage	337 500	
Pas de temps initial (puis CFL=0,2)	dt	0,1 s
Masse volumique de l'eau	ρ_{Eau}	998,2 kg.m^{-3}
Viscosité dynamique de l'eau	μ_{Eau}	1.10^{-3} Pa.s
Masse volumique de l'air	ρ_{Air}	1,225 kg.m^{-3}
Viscosité dynamique de l'air	μ_{Air}	$1,8.10^{-5} \text{ Pa.s}$

Les instantanés de la figure 5.7 montrent l'évolution de la simulation numérique du générateur de houle sur THETIS. L'échelle verticale a été multipliée par 30 afin de rendre la figure exploitable. Sur cette figure, l'eau est colorée en gris clair et l'air en gris foncé. La source est située dans l'eau, c'est le trait foncé qui apparaît sur les figures 5.7b, 5.7c, 5.7d, 5.7e et 5.7f. La ligne bleue représente l'interface entre l'eau et l'air. Nous constatons la mise en place progressive de la houle à la surface de l'eau. La houle est régulière, il n'y a pas de perturbation et aucun signal basse ou haute fréquence n'apparaît.

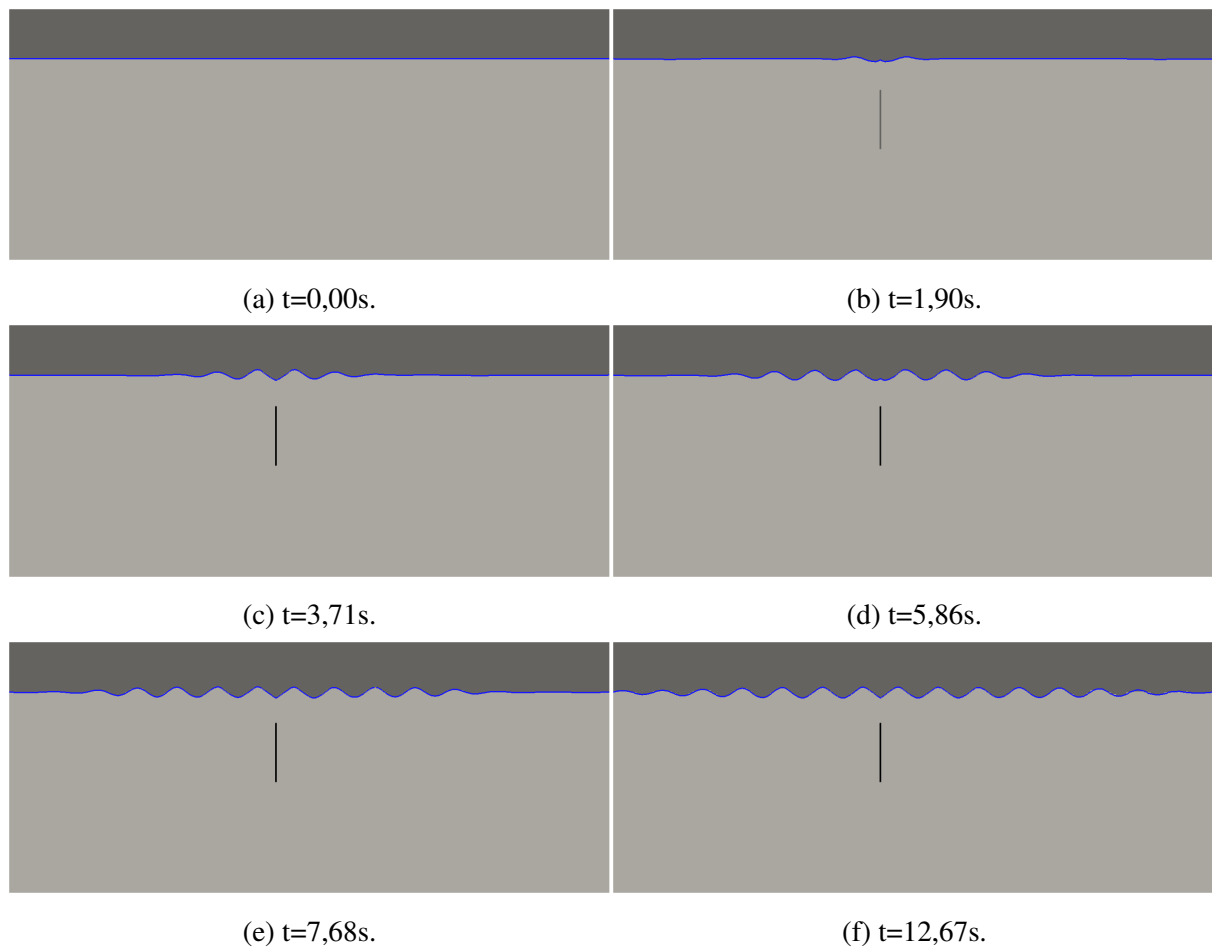


FIGURE 5.7 – Instantanés de la génération d'une houle régulière à l'aide d'un terme source à différents pas de temps.

L'instantané présenté figure 5.8 est le même que celui présenté sur la figure 5.7f à la différence que nous avons repéré les différentes zones du système étudié directement dessus. Les zones de dissipation de la houle apparaissent en vert. Si l'on observe l'évolution de la houle entre son entrée dans la zone de dissipation et la sortie du domaine, on constate que l'amplitude diminue de manière régulière. A la sortie du domaine l'amplitude est nulle. La zone où devrait être placé le système houlomoteur est représentée en bleu. Elle se trouve à bonne distance de la source, soit à environ deux longueurs d'onde de celle-ci.

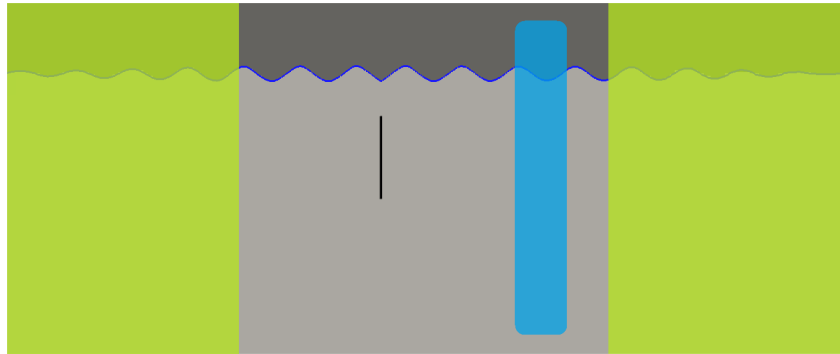


FIGURE 5.8 – Repérage des différentes zones du système étudié.

5.2.2.2 Caractéristiques du système houlomoteur

Maintenant que nous avons déterminé l'état de mer ainsi que les caractéristiques du domaine numérique du problème que nous allons étudier, il nous reste à définir le système houlomoteur en terme de géométrie (c.-à-d., hauteur D , largeur e , position du centre de l'axe de rotation Z_p) et de propriétés mécaniques (c.-à-d., densité ρ_{houlou} et amortissement).

L'objectif est de dimensionner le système le plus efficace possible en terme de récupération d'énergie. Cela signifie que le mouvement de réponse du système houlomoteur doit être le plus important possible. Le système doit osciller le plus possible afin de pouvoir récupérer un maximum d'énergie. Gomes et al. (2015) ont montré que la réponse d'un système de type volet oscillant était optimale lorsque sa fréquence naturelle était proche de la fréquence de l'excitation. Ce résultat intéressant est commun à tous les oscillateurs. Il rejoint d'ailleurs les résultats présentés dans le chapitre 4 où nous avons montré qu'il était également valable pour un oscillateur en translation immergé dans l'eau.

La détermination des caractéristiques du houlomoteur s'est faite en trois temps. Tout d'abords, nous avons déterminé les dimensions du système à l'aide de considérations géométriques. Ensuite nous avons réalisé une série de simulations numériques afin de déterminer la densité du houlomoteur. Enfin nous avons étudié le cas du système en mer afin de déterminer le coefficient d'amortissement idéal. Dans cette section nous ne présentons que les deux premières étapes, la troisième sera détaillée dans la section 5.2.4.

Les trois caractéristiques géométriques inconnues (c.-à-d., hauteur D , largeur e , position du centre de l'axe de rotation Z_p) ont été déterminées de telle sorte que l'immersion du système soit respecté et que le rapport hauteur sur largeur soit cohérent. Nous avons tout d'abord fixé la hauteur du houlomoteur afin de respecter son immersion dans l'eau. Pour cela nous avons

5.2. Étude d'un système houlomoteur

posé $D = \frac{2}{3}.h$. Ensuite nous avons déterminé la largeur e du houlomoteur de telle sorte que $e = \frac{D}{5}$. Concernant la position du centre de rotation, nous avons placé le proche possible du fond en considérant que la distance p entre le centre de rotation et le centre de gravité était égale à $\frac{D}{2}$.

Dans l'air, si l'on néglige les frottements fluide, l'équation du mouvement d'un pendule oscillant autour de sa position d'équilibre est suivante :

$$\left(\frac{e^2 + D^2 + 12.p^2}{12}\right).\ddot{\theta}_{pendule} + g.p.\sin(\theta_{pendule}) = 0 \quad (5.2)$$

avec e la largeur de l'oscillateur, D sa hauteur et p la distance entre son centre de gravité et son axe de rotation. On remarque que la masse de l'oscillateur n'entre pas en compte dans l'équation du mouvement. Nous ne pouvons donc pas déterminer la densité du houlomoteur à l'aide de cette équation. Cependant, elle nous a permis de calculer la période propre du système houlomoteur dans l'air. Pour une question de non linéarité, nous avons déterminé une solution analytique approchée de l'équation par la méthode de Runge-Kutta d'ordre 4. La figure 5.9 montre la réponse théorique de l'oscillateur dont nous venons de déterminer les caractéristiques géométriques. On constate que la période propre du système houlomoteur dans l'air est proche de 0,8s, soit environ deux fois plus petite que celle de la houle caractérisée section 5.2.2.1. On pourrait alors penser que notre système n'est pas optimisé mais ne nous y trompons pas ; notre système houlomoteur étant sensé récupérer l'énergie marine, c'est sa période propre dans l'eau que nous devons optimiser.

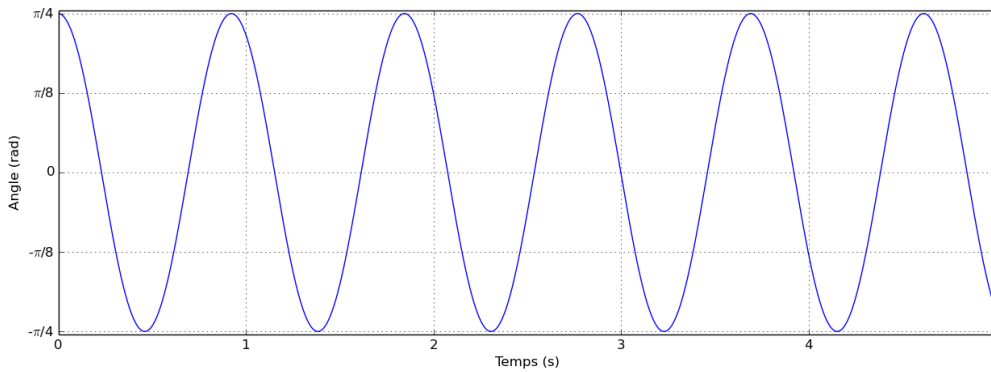


FIGURE 5.9 – Réponse théorique de l'oscillateur libre initialement écarté de sa position d'équilibre.

Après les caractéristiques géométriques, nous avons déterminé la densité du houlomoteur en optimisant la période propre du système dans l'eau à l'aide de simulations numériques. Pour cela nous avons simulé le système houlomoteur confiné dans l'eau, initialement écarté de sa position d'équilibre (la verticale). Le confinement du houlomoteur dans l'eau permet de

prendre en compte les frottements du fluide environnant et les effets de masses d'eau ajoutées mais permet surtout, via la poussée d'Archimède, de faire intervenir la densité du système. Nous avons ainsi réalisé plusieurs simulations numériques en modifiant à chaque fois la densité ρ_{houlo} du houlomoteur et pour chacune d'elles nous avons étudié la réponse du système houlomoteur afin d'obtenir sa fréquence d'oscillation. Nous avons également pris soin d'utiliser un domaine numérique de dimensions très supérieures à celles du système houlomoteur afin que celui-ci puisse se mouvoir correctement. Les propriétés de la simulation numérique (c.-à-d., domaine, viscosités, densités, ...) sont identiques à celles présentées dans la table 5.1. Le houlomoteur est quant à lui modélisé par un fluide de viscosité dynamique $\mu_{houlo} = 5.10^7 \text{ kg.s.m}^{-1}$. La figure 5.10 montre des instantanés d'une des simulations numériques réalisées ($\rho_{houlo} = 200 \text{ kg.m}^{-3}$). Ces instantanés permettent de mettre en avant le mouvement du fluide (c.-à-d., de l'eau) environnant.

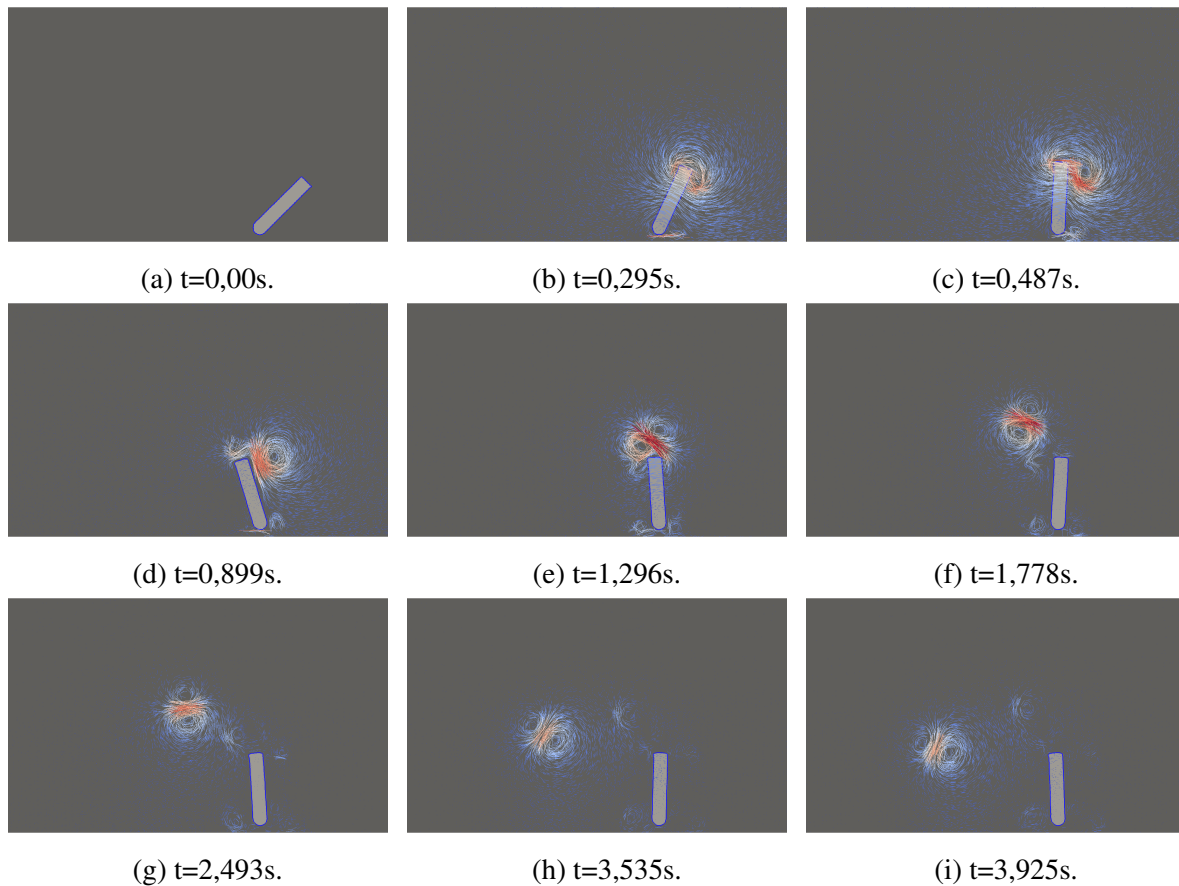


FIGURE 5.10 – Instantanés du mouvement d'oscillateur libre, initialement écart de sa position d'équilibre, confiné dans l'eau et à différents pas de temps.

La courbe représentée figure 5.11 donne la période propre du système immergé en fonction de sa masse volumique. On constate que pour une masse volumique comprise entre 50 kg.m^{-3} et

300 kg.m^{-3} , la période propre du système est comprise entre 1,5 s et 1,85 s. Nous avons décidé de fixer la masse volumique du système houlomoteur que nous allons étudier à 200 kg.m^{-3} , qui est une valeur commune pour ce genre de système. La période propre correspondante à ce choix est 1,74 s.

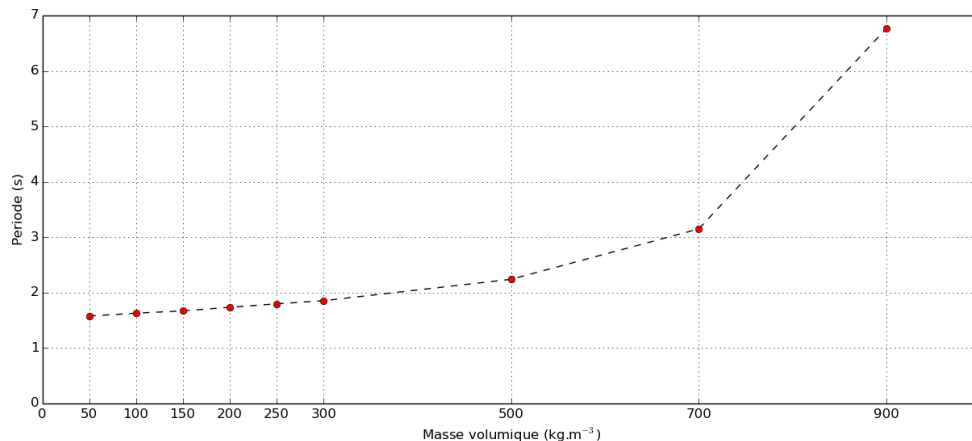


FIGURE 5.11 – Réponse théorique de l'oscillateur libre initialement écarté de sa position d'équilibre.

Le modèle numérique calibré, nous avons effectué une dernière vérification avant de réaliser l'étude du rendement du système houlomoteur par la simulation numérique présentée dans la section 5.2.3. Nous avons étudié le mouvement du système houlomoteur initialement écarté de sa position d'équilibre dans des conditions proches de son fonctionnement en mer, à savoir immergé sous la surface libre de l'eau. La réponse temporelle de l'oscillateur est présentée sur la 5.12. On remarque que le régime d'oscillation est un régime critique. L'interaction avec la surface libre de l'eau ne permet pas au système houlomoteur d'osciller autour de sa position d'équilibre. Cependant, comme nous le verrons plus tard, ce résultat ne signifie pas que le système ne pourra pas osciller lorsqu'il sera placé en mer.

La figure 5.13 montre des instantanés de la simulation numérique réalisée. La limite bleue représente les interfaces air/eau et eau/houlomoteur. L'air est représenté par la surface grise claire en partie haute, l'eau par la surface foncée et le système houlomoteur par la surface grise claire immergée sous la surface libre de l'eau. Encore une fois, les instantanés permettent de mettre en avant le mouvement des fluides et du système houlomoteur.

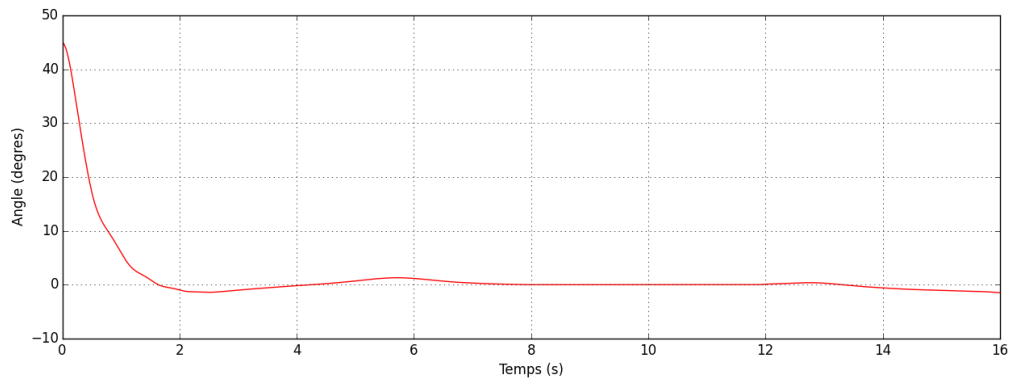


FIGURE 5.12 – Réponse de l'oscillateur libre, initialement écarté de sa position d'équilibre, immergé sous la surface libre de l'eau.

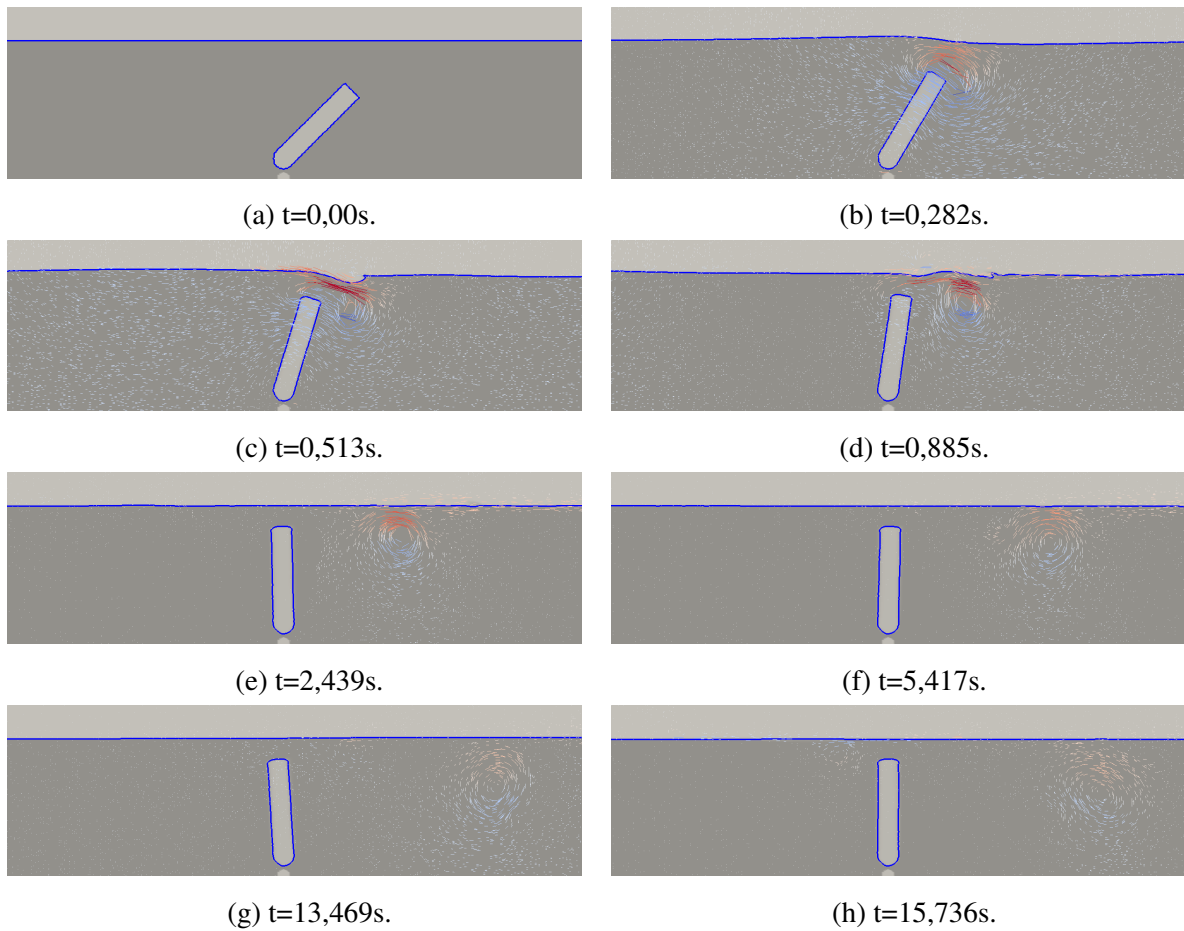


FIGURE 5.13 – Instantanés du mouvement d'oscillateur libre, initialement écart de sa position d'équilibre, immergé dans l'eau et à différents pas de temps.

5.2.3 Étude du rendement par la simulation numérique

Nous avons étudié le rendement du système calibré dans la section précédente selon deux configurations, la première dite en mer, la seconde dite devant ouvrage réfléchissant. Dans cette section nous présentons successivement les deux cas étudiés. Pour chacun d'eux nous commençons par une présentation du cas puis nous enchaînons avec les résultats obtenus.

5.2.4 Système en mer

5.2.4.1 Présentation du cas étudié

La première configuration étudiée est présentée figure 5.14. Le système oscillant (ou flap oscillant) est placé en pleine mer et il est soumis à une houle régulière. Les caractéristiques du système sont celles obtenues par calibration du modèle numérique. La configuration testée est une configuration 2D.

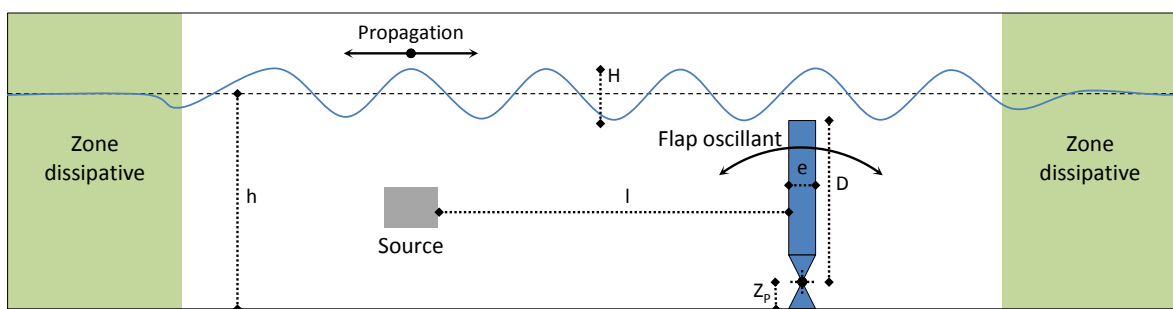


FIGURE 5.14 – Schéma du premier cas-test étudié, flap oscillant en mer.

Sans effectuer d'optimisation du coefficient PTO (c.-à-d., coefficient d'amortissement c), nous avons étudié la réponse de l'oscillateur pour trois valeurs de ce coefficient : $c = 0 \text{ N.s.rad}^{-1}$, $c = 3 \text{ N.s.rad}^{-1}$ et $c = 30 \text{ N.s.rad}^{-1}$.

5.2.4.2 Résultats

La figure 5.15 présente des instantanés de la simulation numérique. Sur ces instantanés, tout le domaine numérique est représenté. Sur la figure 5.15a le rapport d'échelle entre la verticale et l'horizontale est respecté, sur la figure 5.15b nous avons multiplié par 20 l'échelle verticale afin de rendre la figure exploitable. L'eau apparaît en rouge, l'air en bleu et le système houlomoteur en vert. La houle régulière imposée via le terme source est visible à la surface de l'eau. On note également l'efficacité de la zone de dissipation, la houle est totalement amortie au niveau des limites du domaine.

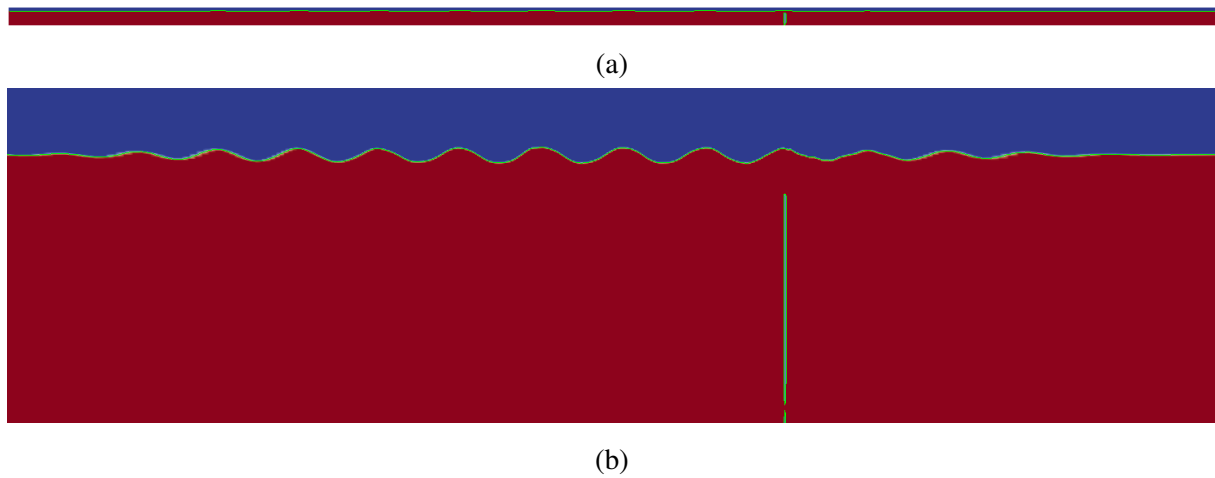


FIGURE 5.15 – Instantané de simulation numérique : ensemble du domaine numérique à $t=12,4s$.

La figure 5.16 propose un zoom au niveau de la zone du houlomoteur. Nous notons présence de tourbillons aux abords du système houlomoteur.

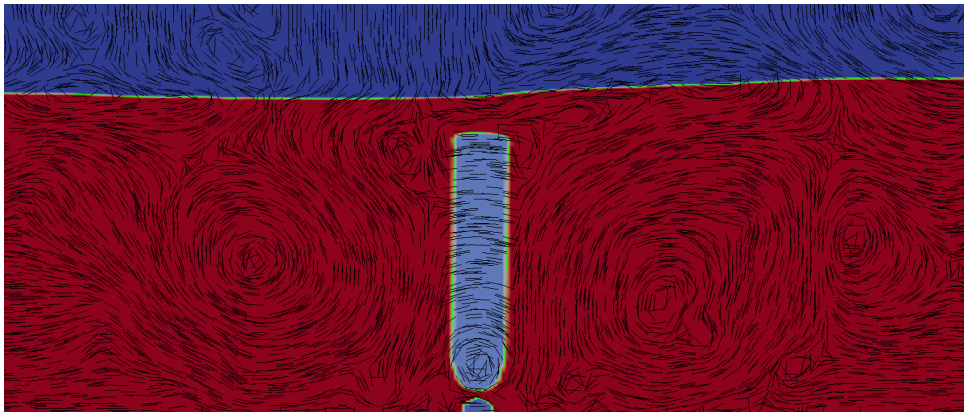


FIGURE 5.16 – Instantané de simulation numérique : zoom autour du système houlomoteur à $t=55,3s$.

La figure 5.17 montre la réponse du batteur à l'excitation de la houle régulière en fonction du temps pour le cas $c = 3 \text{ N.s.rad}^{-1}$. On note que malgré l'excitation régulière, la réponse du batteur n'est pas totalement sinusoïdale. La présence de tourbillons aux alentours du système houlomoteur pourrait en être la raison. L'amplitude moyenne du mouvement est de $\pm 3^\circ$. Pour le cas sans amortissement (c.-à-d., cas $c = 0 \text{ N.s.rad}^{-1}$), nous avons obtenu une amplitude moyenne du mouvement de $\pm 12^\circ$ alors que pour le cas $c = 30 \text{ N.s.rad}^{-1}$, elle est de $\pm 0,1^\circ$.

A partir de la réponse du batteur nous pouvons calculer la puissance instantanée récupérée

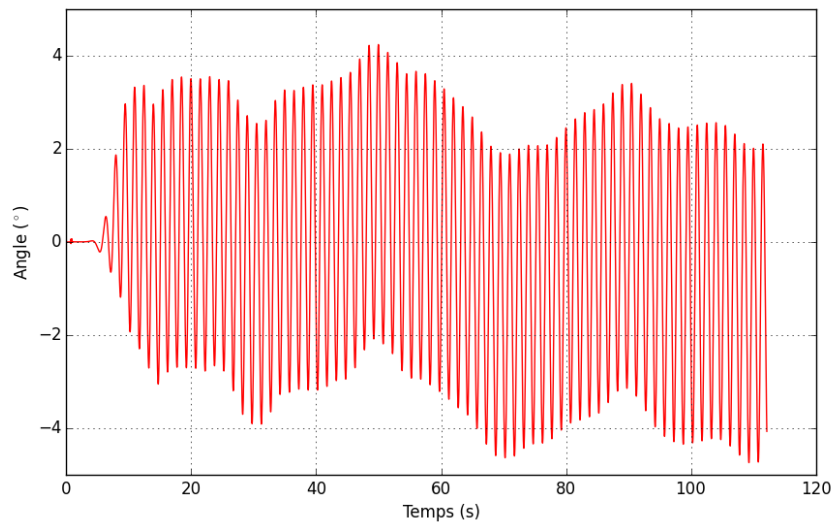


FIGURE 5.17 – Réponse du batteur à l'excitation de la houle régulière imposée.

par le système houlomoteur ($P_{instantanée} = C.\dot{\theta}^2$). La figure 5.18 donne la puissance instantanée récupérée par le système houlomoteur en fonction du temps, pour le cas $c = 3 \text{ N.s.rad}^{-1}$.

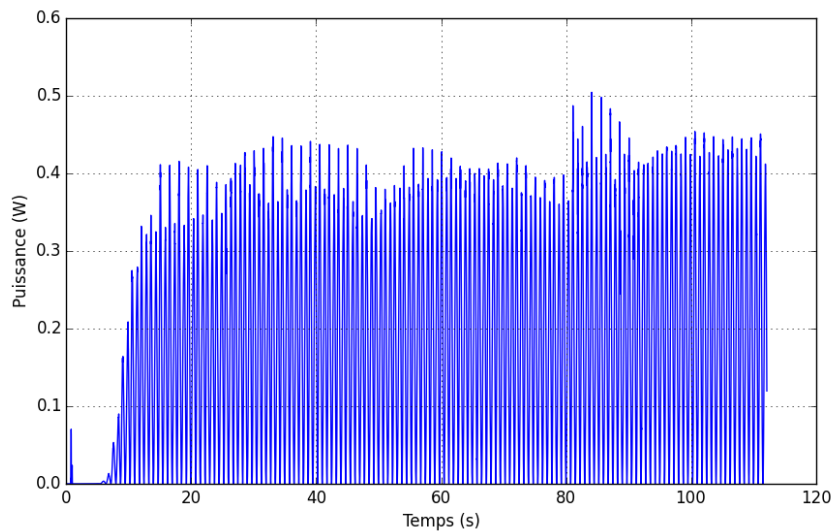


FIGURE 5.18 – Puissance instantanée récupérée par le batteur.

Le rendement du système se calcule en faisant le rapport entre l'énergie récupérée et l'énergie disponible. La formule utilisée est présentée dans l'équation 5.3. L'énergie disponible au dénominateur est l'énergie totale présente dans une longueur d'onde par mètre de largeur de

crête.

$$\eta = \frac{E_{\text{récupérée}}}{E_{\text{disponible}}} = \frac{\int_0^T C \cdot \dot{\theta}^2 dt}{\frac{1}{8} \cdot \rho \cdot g \cdot H^2 \cdot L} \quad (5.3)$$

Le système étudié a un rendement correct, $\eta = 20,5\%$. Les batteurs oscillants sont réputés pour être les systèmes avec les meilleurs rendements et nous sommes là dans l'ordre de grandeur des rendements de ces systèmes. Le rendement obtenu dans pour le cas $c = 0 \text{ N.s.rad}^{-1}$ est nul car il n'y a pas de PTO. Pour le cas $c = 30 \text{ N.s.rad}^{-1}$, nous obtenons un rendement très faible ($\eta = 1,3\%$) car l'amplitude du mouvement de l'oscillateur est très faible.

5.2.5 Système devant un ouvrage réfléchissant

5.2.5.1 Présentation du cas étudié

Dans la seconde configuration étudiée les caractéristiques géométriques du système et les conditions de houle prises en compte sont les mêmes que pour le cas du système en mer. L'unique différence avec le cas précédemment étudié est la présence d'un ouvrage réfléchissant derrière le flap oscillant. Un schéma de ce cas-test est disponible figure 5.19.

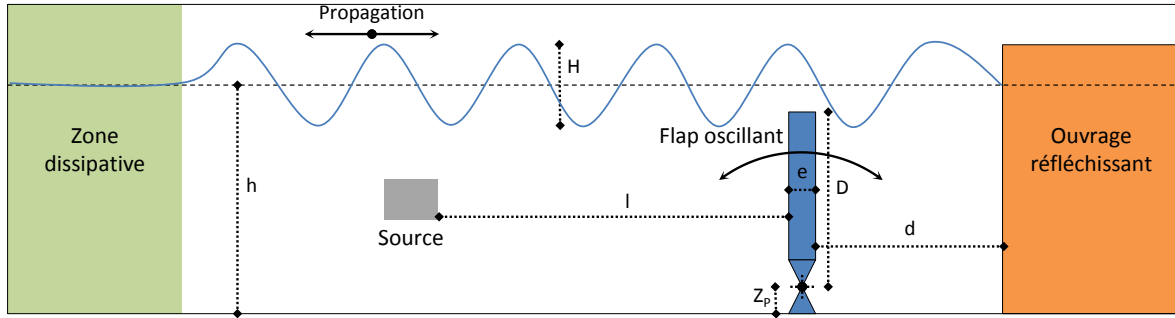


FIGURE 5.19 – Schéma du premier cas-test étudié, flap oscillant placé devant un ouvrage réfléchissant.

Le domaine de calcul est quasiment le même que celui du cas précédemment étudié hormis que nous avons remplacé la zone de dissipation située derrière l'ouvrage au profit d'un ouvrage réfléchissant simulé à l'aide d'une condition limite de glissement. Les caractéristiques des matériaux utilisées sont inchangées. Là encore, nous avons étudié la réponse de l'oscillateur pour trois valeurs de ce coefficient : $c = 0 \text{ N.s.rad}^{-1}$, $c = 3 \text{ N.s.rad}^{-1}$ et $c = 30 \text{ N.s.rad}^{-1}$.

L'étude du mouvement d'un tel système oscillant devant un ouvrage réfléchissant est intéressante car la présence d'un ouvrage réfléchissant la propagation de la houle entraîne la création d'une onde stationnaire devant cet ouvrage. La figure 5.20 illustre ce phénomène.

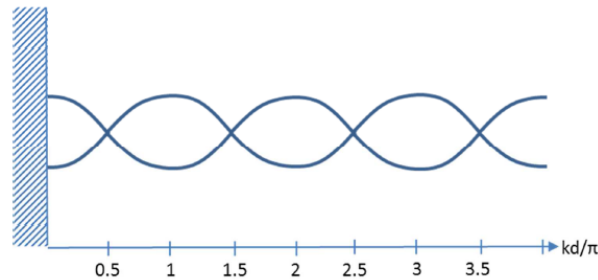


FIGURE 5.20 – Onde stationnaire développée devant un ouvrage.

Sarkar et al. (2014) et Baudry et al. (2015) ont montré que les minima du couple d'excitation en tangage se trouvaient au niveau des ventres de l'onde stationnaire, c'est à dire à $kd=m\pi$ où $k=\frac{2\pi}{\lambda}$ représente le nombre d'ondes, λ la longueur d'onde de la houle incidente et d la distance entre la flap et l'ouvrage. Quant aux maxima du couple d'excitation en tangage, il est montré qu'ils se trouvent au niveau des nœuds de l'onde stationnaire. Étant donnée la configuration étudiée, nous avons placé l'ouvrage à une distance $d=1,57$ m de l'ouvrage, soit au niveau d'un nœud de l'onde stationnaire.

5.2.5.2 Résultats

La figure 5.21 montre un instantané de la simulation numérique du cas étudié. De même que pour l'étude du système en mer, l'échelle verticale est multipliée par 20 afin de rendre la figure exploitable. Le code couleur adopté est le même que pour le cas précédent. A la différence du cas système en mer, la houle n'est pas amortie au niveau de la limite droite du domaine mais réfléchiée par la limite.

La figure 5.22 montre la réponse du batteur à l'excitation de la houle régulière en fonction du temps pour le cas $c = 3 \text{ N.s.rad}^{-1}$. La réponse du batteur est un peu plus régulière que celle pour un ouvrage en mer mais on remarque surtout que l'amplitude moyenne du mouvement est de $\pm 6^\circ$, soit le double de la valeur pour un système en mer. Pour le cas sans amortissement (c.-à-d., cas $c = 0 \text{ N.s.rad}^{-1}$, nous avons obtenu une amplitude moyenne du mouvement de $\pm 18^\circ$ alors que pour le cas $c = 30 \text{ N.s.rad}^{-1}$, elle est de $\pm 0,3^\circ$.

La figure 5.23 donne la puissance instantanée récupérée en fonction du temps par le système houlomoteur dans le cas $c = 3 \text{ N.s.rad}^{-1}$.

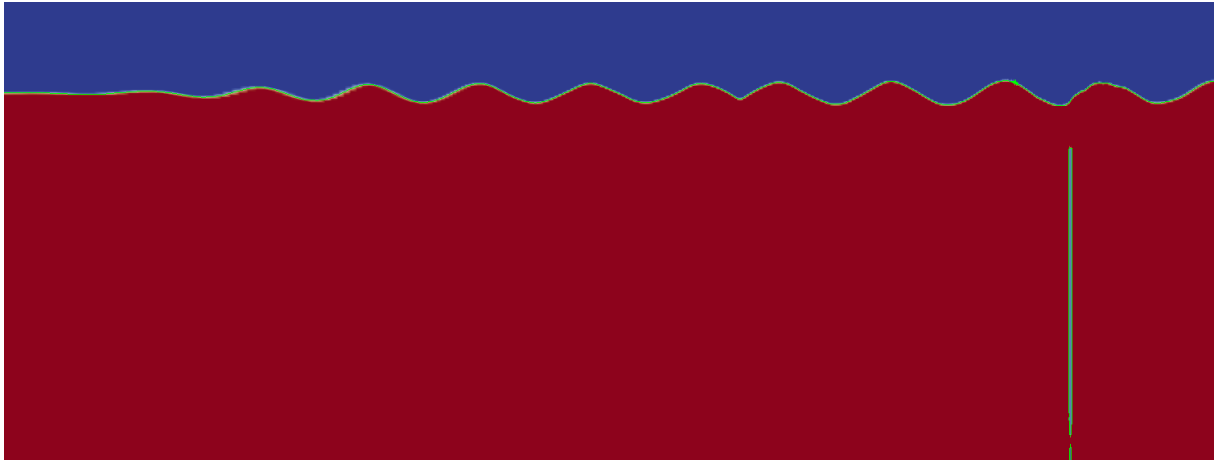


FIGURE 5.21 – Instantané de simulation numérique : ensemble du domaine numérique à $t=11,8s$.

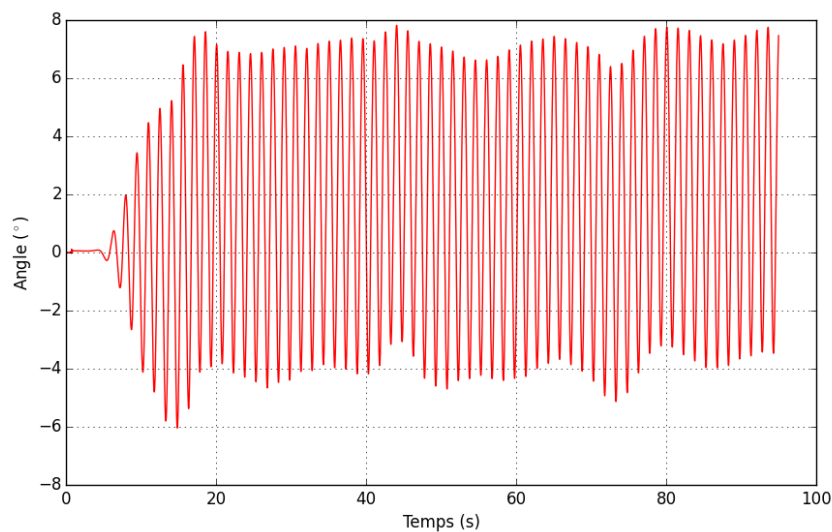


FIGURE 5.22 – Réponse du batteur à l'excitation de la houle régulière imposée.

Le rendement du système, calculé de la même façon que précédemment, est très élevé, $\eta = 59,7\%$. Cette valeur est quasiment trois fois plus élevée que pour l'ouvrage en mer alors que la houle régulière à l'origine du mouvement du système houlomoteur est la même. Cela s'explique par la présence de l'onde stationnaire créée devant l'ouvrage réfléchissant ainsi que par le bon positionnement du système par rapport à cette onde stationnaire. En effet, nous avons effectué la même étude de rendement pour un système positionné proche d'un ventre de l'onde stationnaire, le rendement obtenu était inférieur à $\eta = 5\%$

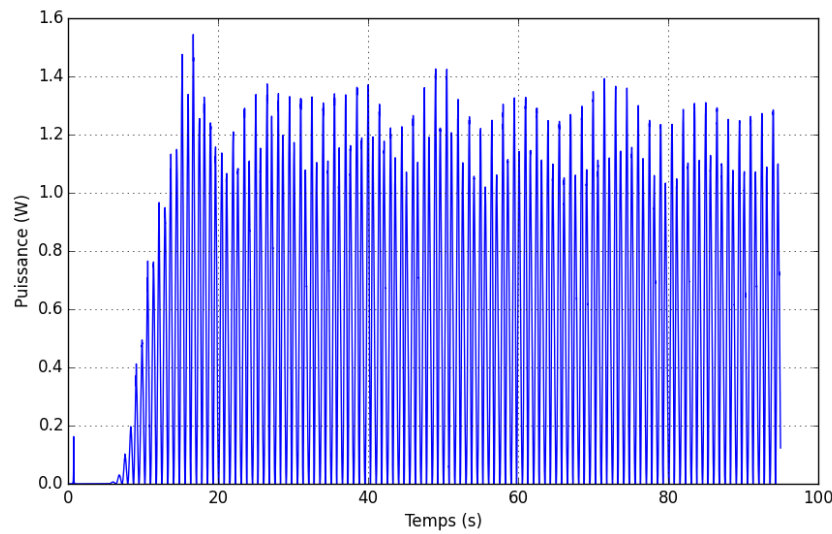


FIGURE 5.23 – Puissance instantanée récupérée par le batteur.

5.3 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons utilisé la méthode développée afin d'étudier le rendement d'un système houlomoteur oscillant immergé sous la surface de l'eau. Cette étude montre que le rendement de ce type de système est comparable à celui des systèmes oscillants semi-immergés de type oyster. L'étude montre également que le rendement de ce type de récupérateurs d'énergie est beaucoup plus important si le système est placé devant un ouvrage réfléchissant la houle comme une digue par exemple. Ceci est dû à l'apparition d'une onde stationnaire devant l'ouvrage réfléchissant. Hormis ces résultats généraux sur les oscillateurs oscillants, l'étude réalisée nous a permis de mettre en avant la création de tourbillons aux abords du récupérateur d'énergie. Dès lors il semble important d'étudier ce type de système à l'aide d'un code Navier-Stokes résolvant toute la physique du problème. En effet, l'énergie dissipée dans ces tourbillons est irrécupérable par le système oscillant. Se pose alors les questions de la fiabilité des modèles irrotationnels et celle de la récupération d'énergie des tourbillons.

5.4 Bibliographie du chapitre

- Baudry, V., Babarit, A., Clément, A., 2015. Développement d'un outil d'évaluation du rendement des dispositifs D2 de type batteur inversé. Tech. rep.
- EDF, 2008. Les énergies marines : une nouvelle source d'énergie renouvelable pour une production d'électricité sûre et sans CO2. Tech. rep.
- Gomes, R., Lopes, M., Henriques, J., Gato, L., Falcão, A., 2015. The dynamics and power extraction of bottom-hinged plate wave energy converters in regular and irregular waves. *Ocean Engineering* 96, 86–99.
- Hafsia, Z., Hadj, M. B., Lamloumi, H., Maalel, K., 2009. Internal inlet for wave generation and absorption treatment. *Coastal Engineering* 56 (9), 951–959.
- Le Méhauté, B., 1972. Progressive wave absorber. *Journal of Hydraulic Research* 10 (2), 153–169.
- Lin, P., Liu, P. L.-F., 1999. Internal wave-maker for Navier-Stokes equations models. *Journal of waterway, port, coastal, and ocean engineering* 125 (4), 207–215.
- Sarkar, D., Renzi, E., Dias, F., 2014. Wave farm modelling of oscillating wave surge converters. In : *Proceedings of the Royal Society of London A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*. Vol. 470. The Royal Society, p. 20140118.

Chapitre 6

Conclusion et perspectives

Sommaire

6.1	Conclusion	130
6.2	Perspectives	132

6.1 Conclusion

Le travail qui a été effectué lors de cette thèse porte sur l'interaction entre un fluide à surface libre et un solide rigide soumis à des efforts extérieurs de raideur et d'amortissement. Lorsque l'on étudie cette interaction, l'enjeu est de résoudre simultanément et au mieux l'équilibre entre l'écoulement du fluide et le mouvement du solide. Or les matériaux en interaction n'obéissent pas aux mêmes lois de comportement. L'écoulement du fluide est régi par les équations de Navier-Stokes alors que l'équilibre du solide est gouverné par les lois de Newton. Comme nous l'avons vu dans la première partie du manuscrit, il existe un grand nombre de méthodes numériques permettant de résoudre ce type de problème, toutes avec leurs avantages et leurs inconvénients.

Le choix a été fait de travailler avec le code THETIS, code VOF Navier-Stokes, et de mettre en place une méthode de pénalisation par la viscosité dynamique afin de simuler la présence d'un solide rigide dans le domaine de calcul. Ce choix fût guidé par des travaux antérieurs effectués au sein du laboratoire SIAME. Ensuite, au cours des trois années de thèse, nous avons développé la méthode afin d'atteindre les objectifs suivants :

1. Assurer et contrôler la non déformation de la zone fluide pénalisée tout au long des simulations numériques.
2. Maîtriser le mouvement de la zone fluide pénalisée à l'aide de conditions cinématiques.
3. Être capable de prendre en compte directement dans Navier-Stokes des efforts extérieurs de raideur et d'amortissement.

Pour assurer et contrôler la non déformation de la zone fluide pénalisée nous avons mis en place le coefficient de déformation C_{def} . Ce coefficient de déformation est calculé à chaque itération et rend compte de la déformation subie par la zone de fluide pénalisée au cours de celle-ci. Ensuite, ce coefficient est intégré sur la durée totale de la simulation numérique afin d'obtenir le coefficient de déformation totale $C_{tot} = \int_Y C_{def}(t) dt = \sum_i C_{def}(t_i) dt_i$. En fin de simulation numérique nous contrôlons que le coefficient C_{tot} est bien inférieur au critère de déformation maximum exigé : $C_{tot} < 0,1\%$. Ce critère correspond à une déformation volumique totale inférieure à 0,1%.

Afin de maîtriser le mouvement de la zone pénalisée nous avons mis en place des contraintes cinématiques à l'intérieur du domaine. Pour cela nous avons utilisé des conditions de pénalisation sur la vitesse semblables à des conditions limites que l'on impose aux limites du domaine numérique. Les mouvements de translation sont imposés en pénalisant la vitesse orthogonale à l'axe de translation en deux points de la zone pénalisée. Pour imposer un mouvement de

rotation, nous figeons un point de la zone pénalisée en imposant des vitesses verticales et horizontales nulles en ce point.

Pour prendre en compte des efforts extérieurs de type raideur et amortissement agissant sur la zone pénalisée, nous avons généralisé le concept d'accélération volumique. Les efforts en question sont transformés en une accélération volumique $\mathbf{A}_{\text{ext}}$ que l'on vient intégrer directement dans le vecteur des accélérations volumiques des équations de Navier-Stokes. La transformation des efforts en accélération volumique est un des points clé du développement de la méthode réalisé mais c'est également un point difficile. En effet, même si tous types d'effort peuvent être transformé de la sorte, la transformation dépend non seulement du type d'effort mais aussi du type de mouvement imposé à la zone pénalisée.

La méthode d'interaction entre un fluide à surface libre et un solide rigide soumis à des efforts extérieurs de raideur et d'amortissement ainsi développée a par la suite été testée à l'aide de différents cas de validations. Dans un premier la simulation d'une poutre encastree nous a permis de déterminer la valeur optimale de viscosité dynamique à mettre en œuvre afin de respecter le critère de rigidification mis en place. Par la suite nous avons validé le modèle d'interaction fluide-structure à l'aide d'un cas expérimental de chute libre d'une sphère dans un fluide. Cette étude a permis de vérifier la capacité du code THETIS à reproduire avec précision les efforts du fluide sur le solide rigidifié à faible Reynolds. Ensuite nous avons simulé numériquement un cas expérimental de ballonnement. Les bons résultats obtenus ont permis de valider la prise en compte d'effort extérieur dans THETIS. Enfin, nous avons simulé le mouvement en translation et en rotation d'un oscillateur masse-ressort-amortisseur initialement écarté de sa position d'équilibre et soumis uniquement à l'accélération gravitationnelle. Avec ce dernier cas de test nous avons validé deux aspects importants du développement de la méthode effectuée, à savoir la prise en compte d'efforts extérieurs de type raideur et amortissement ainsi que la pénalisation du mouvement de la zone rigidifiée.

Après avoir validé l'ensemble des évolutions apportées à la méthode nous avons réalisé l'étude numérique de deux applications technologiques à l'aide du code THETIS. La première est l'étude d'un système d'amortissement du ballonnement d'un fluide contenu dans une cuve. Le concept imaginé est très simple, il s'agit d'immerger un oscillateur masse-ressort-amortisseur dans la cuve et de régler les caractéristiques de l'oscillateur (c.-à-d. la masse m , la raideur k et l'amortisseur c) afin de limiter le mouvement de la surface libre. Dans un premier temps nous avons réalisé une maquette expérimentale afin d'obtenir des données de référence, ce qui nous a permis de valider une nouvelle fois le modèle numérique mais cette fois à haut Reynolds. Ensuite par diverses simulations numériques nous avons montré l'efficacité d'un tel système

comme amortisseur de ballotement, celui-ci permettant notamment un déplacement de la fréquence de résonance du fluide. Pour terminer nous nous sommes intéressés au rendement d'un système houlomoteur de type volet oscillant en tangage autour d'un axe fixe. Comme d'autre avant nous, nous avons montré l'efficacité d'un tel système et l'utilisation d'un code Navier-Stokes pour cela, a permis de mettre en avant l'apparition de tourbillon autour du système de récupération d'énergie.

6.2 Perspectives

Les développements effectués dans la méthode numérique d'interaction ouvrent un large panel de perspectives. Si les objectifs initiaux ont été atteints, les avancées importantes effectuées posent un certain nombre de questions sur lesquelles il serait intéressant de travailler.

Le premier point à développer concerne le coefficient de déformation et le critère de rigidification. Actuellement le coefficient de déformation totale est calculé à l'avancement de la simulation numérique mais le critère de rigidification est contrôlé en fin de simulation uniquement. Il serait intéressant de mettre en place un contrôle à chaque itération de manière à pouvoir, en cas de non respect de celui-ci, prendre les mesures nécessaires au cours de la simulation. Si la déformation est trop importante nous pourrions par exemple reconstruire le bloc de façon à lui rendre sa forme initiale. Même si cette idée est intéressante, les simulations réalisées ont montré que les déformations subies par les zones rigidifiées étaient très faibles et que le critère de rigidification était toujours vérifié.

Comme le montrent les différents cas de validation réalisés et les applications étudiées, les développements apportés ont uniquement étaient implémentés pour des calculs en 2D. Il est primordial de les implémenter rapidement en 3D. En effet, les puissances informatiques aujourd'hui disponibles notamment par l'utilisation de clusters et la parallélisation des codes de calcul devraient rendre possibles cette implémentation et la résolution de tels problèmes en 3D. Cette étape importante permettra d'améliorer les résultats des études de systèmes d'application comme ceux de l'amortisseur de ballotement et du système houlomoteur oscillant.

La résolution des problèmes au niveau des points triples est également une perspective nécessaire voire un objectif éminent. En effet, la résolution de ces problèmes permettrait de ne plus être limité à l'étude de systèmes immergés comme c'était le cas pour le système d'amortissement de ballotement et le système houlomoteur étudiés.

Concernant l'étude de l'amortisseur de ballonnement, outre l'utilisation de la 3D, il semblerait intéressant d'enrichir l'étude réalisée en étudiant par exemple l'influence de la fréquence propre du système oscillant sur les performances de l'amortisseur de ballonnement. Nous pensons qu'il serait intéressant d'approfondir cette étude afin d'optimiser les paramètres de l'oscillateur (c.-à-d. m , k et c) en fonction des caractéristiques du réservoir (c.-à-d. L et H) et de la fréquence de l'excitation extérieure. Il serait par exemple intéressant d'arriver à introduire un déphasage entre le mouvement de la surface libre et celui du système d'amortissement afin d'obtenir une dissipation d'énergie plus rapide et plus importante. Faute de temps, dans cette thèse nous nous sommes concentrés sur l'influence de l'inertie de l'oscillateur. Les premiers résultats obtenus laissent penser que ces deux caractéristiques jouent un rôle important mais il faudrait approfondir l'étude afin de pouvoir apporter des réponses claires et précises.

Enfin les dernières perspectives envisagées sont relatives à l'étude des systèmes houlomoteurs oscillants. Dans un premier temps nous souhaiterions étudier le rendement et la survivabilité de tels systèmes en modifiant la houle incidente. En effet, nous pourrions par exemple nous servir des données de houle récoltées par la bouée que nous avons au large de la côte basque pour étudier les possibilités de mise en place de systèmes houlomoteurs oscillants sur nos côtes. Il serait également intéressant de comparer les résultats obtenus à des calculs potentiels afin de quantifier la dissipation introduite par les tourbillons. D'autre part, comme nous l'avons vu un peu plus haut, la résolution des problèmes au niveau des points triples sera une avancée majeure vis à vis de l'étude des systèmes houlomoteurs. En effet, un grand nombre de ces systèmes n'étant pas totalement immergés, si nous trouvons comment gérer ces problèmes nous ne serons plus limités quant aux systèmes que nous pourrions étudier.

Bibliographie générale

- Abadie, S., Morichon, D., Grilli, S., Glockner, S., 2010. Numerical simulation of waves generated by landslides using a multiple-fluid Navier-Stokes model. *Coastal Engineering* 57 (9), 779–794.
- Altomare, C., Crespo, A., Rodgers, B., Dominguez, J., Gironella, X., Gomez-Gesteira, M., 2014. Numerical modelling of armour block sea breakwater with smoothed particle hydrodynamics. *Computers and Structures* 130, 34–45.
- Angot, P., 1999. Analysis of singular perturbations on the Brinkman problem for fictitious domain models of viscous flows. *Mathematical methods in the applied sciences* 22 (16), 1395–1412.
- Angot, P., Bruneau, C.-H., Fabrie, P., 1999. A penalization method to take into account obstacles in incompressible viscous flows. *Numerische Mathematik* 81 (4), 497–520.
- Antonio, F. d. O., 2010. Wave energy utilization : A review of the technologies. *Renewable and sustainable energy reviews* 14 (3), 899–918.
- Arikawa, T., Sato, M., Shimosako, K., Hasegawa, I., Yeom, G.-S., Tomita, T., 2012. Failure Mechanism of Kamaishi Breakwaters Due to the Great East Japan Earthquake Tsunami. *Coastal Engineering Proceedings* 1 (33), structures–16.
- Arquis, E., Caltagirone, J., 1984. Sur les conditions hydrodynamiques au voisinage d’une interface milieu fluide-milieu poreux : application à la convection naturelle. *CR Acad. Sci. Paris II* 299, 1–4.
- Baudry, V., Babarit, A., Clément, A., 2015. Développement d’un outil d’évaluation du rendement des dispositifs D2 de type batteur inversé. Tech. rep.
- Caltagirone, J.-P., Vincent, S., 2001. Sur une méthode de pénalisation tensorielle pour la résolution des équations de Navier–Stokes. *Comptes Rendus de l’Académie des Sciences-Series IIB-Mechanics* 329 (8), 607–613.
- Cruchaga, M., Celentano, D., Brei tkopf, P., Villon, P., Rassineux, A., 2006. A front remeshing technique for a Lagrangian description of moving interfaces in two-fluid flows. *International journal for numerical methods in engineering* 66 (13), 2035–2063.

- Cruchaga, M., Celentano, D., Breitskopf, P., Villon, P., Rassineux, A., 2010. A surface remeshing technique for a Lagrangian description of 3D two-fluid flow problems. *International journal for numerical methods in fluids* 63 (4), 415–430.
- Cruchaga, M. A., Celentano, D. J., Tezduyar, T. E., 2007. A Numerical model based on the mixed interface-tracking/interface-capturing technique (MITICT) for flows with fluid–solid and fluid–fluid interfaces. *International journal for numerical methods in fluids* 54 (6-8), 1021–1030.
- Cruchaga, M. A., Muñoz, C. M., Celentano, D. J., 2008. Simulation and experimental validation of the motion of immersed rigid bodies in viscous flows. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering* 197 (33), 2823–2835.
- Cruchaga, M. A., Oñate, E., 1997. A finite element formulation for incompressible flow problems using a generalized streamline operator. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering* 143 (1), 49–67.
- Cruchaga, M. A., Reinoso, R. S., Storti, M. A., Celentano, D. J., Tezduyar, T. E., 2013. Finite element computation and experimental validation of sloshing in rectangular tanks. *Computational Mechanics* 52 (6), 1301–1312.
- Daly, B. J., 1967. Numerical Study of Two Fluid Rayleigh-Taylor Instability. *Physics of Fluids (1958-1988)* 10 (2), 297–307.
- Daly, B. J., 1969. Numerical study of the effect of surface tension on interface instability. *Physics of Fluids (1958-1988)* 12 (7), 1340–1354.
- Donea, R., Giuliani, S., Halleux, J., 1982. An arbitrary Lagrangian-Eulerian finite element method for transient dynamic fluid-structure interactions. *Computer methods in applied mechanics and engineering* 33 (1), 689–723.
- Drew, B., Plummer, A., Sahinkaya, M. N., 2009. A review of wave energy converter technology. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part A : Journal of Power and Energy* 223 (8), 887–902.
- Duval, M., 2007. Etude du déferlement d’une onde de Stokes et de la dissipation associée par simulation directe.
- EDF, 2008. Les énergies marines : une nouvelle source d’énergie renouvelable pour une production d’électricité sûre et sans CO₂. Tech. rep.

- Fortin, M., Glowinski, R., 1982. Méthodes de lagrangien augmenté : applications à la résolution numérique de problèmes aux limites. Dunod.
- Gedikli, A., Ergüven, M., 1999. Seismic analysis of a liquid storage tank with a baffle. *Journal of Sound and Vibration* 223 (1), 141–155.
- Gingold, R. A., Monaghan, J. J., 1977. Smoothed particle hydrodynamics : theory and application to non-spherical stars. *Monthly notices of the royal astronomical society* 181 (3), 375–389.
- Glowinski, R., Pan, T., Hesla, T., Joseph, D., Periaux, J., 2001. A fictitious domain approach to the direct numerical simulation of incompressible viscous flow past moving rigid bodies : application to particulate flow. *Journal of Computational Physics* 169 (2), 363–426.
- Gomes, R., Lopes, M., Henriques, J., Gato, L., Falcão, A., 2015. The dynamics and power extraction of bottom-hinged plate wave energy converters in regular and irregular waves. *Ocean Engineering* 96, 86–99.
- Gray, J., Monaghan, J., Swift, R., 2001. SPH elastic dynamics. *Computer methods in applied mechanics and engineering* 190 (49), 6641–6662.
- Hadžić, I., Hennig, J., Perić, M., Xing-Kaeding, Y., 2005. Computation of flow-induced motion of floating bodies. *Applied mathematical modelling* 29 (12), 1196–1210.
- Hafsia, Z., Hadj, M. B., Lamoulmi, H., Maalel, K., 2009. Internal inlet for wave generation and absorption treatment. *Coastal Engineering* 56 (9), 951–959.
- Harlow, F. H., Welch, J. E., et al., 1965. Numerical calculation of time-dependent viscous incompressible flow of fluid with free surface. *Physics of fluids* 8 (12), 2182.
- Hirt, C. W., Nichols, B. D., 1981. Volume of fluid (VOF) method for the dynamics of free boundaries. *Journal of computational physics* 39 (1), 201–225.
- Kassiotis, C., Ibrahimbegovic, A., Matthies, H., 2010. Partitioned solution to fluid–structure interaction problem in application to free-surface flows. *European Journal of Mechanics-B/Fluids* 29 (6), 510–521.
- Kwok, K., 1991. Damping and control of structures subjected to dynamic loading. *Structures Subjected to Dynamic Loading*, Ed. by Narayanan and Roberts, Elsevier Applied Science, London.

- Larocque, J., 2008. Modélisation et simulation numérique d'écoulements incompressibles turbulents diphasiques à phases non miscibles : application à l'interaction d'un jet turbulent avec une surface libre dans une cavité. Ph.D. thesis, Bordeaux 1.
- Le Méhauté, B., 1972. Progressive wave absorber. *Journal of Hydraulic Research* 10 (2), 153–169.
- Lesieur, M., 2014. Turbulence (Edition 2013). EDP sciences.
- Lin, P., Liu, P. L.-F., 1999. Internal wave-maker for Navier-Stokes equations models. *Journal of waterway, port, coastal, and ocean engineering* 125 (4), 207–215.
- Lubin, P., 2004. Simulation des Grandes Echelles appliquée au déferlement plongeant des vagues.
- Lubin, P., Vincent, S., Abadie, S., Caltagirone, J.-P., 2006. Three-dimensional large eddy simulation of air entrainment under plunging breaking waves. *Coastal engineering* 53 (8), 631–655.
- Maleki, A., Ziyaeifar, M., 2008. Sloshing damping in cylindrical liquid storage tanks with baffles. *Journal of Sound and Vibration* 311 (1), 372–385.
- Modi, V., Akinturk, A., 2002. An efficient liquid sloshing damper for control of wind-induced instabilities. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 90 (12), 1907–1918.
- Nistor, I., Palermo, D., Cornett, A., Al-Faesly, T., 2011. Experimental and numerical modeling of tsunami loading on structures. *Coastal Engineering Proceedings* 1 (32), 2.
- Panigrahy, P., Saha, U., Maity, D., 2009. Experimental studies on sloshing behavior due to horizontal movement of liquids in baffled tanks. *Ocean Engineering* 36 (3), 213–222.
- Patankar, S., 1980. Numerical heat transfer and fluid flow. CRC Press.
- Peskin, C. S., 1972. Flow patterns around heart valves : a numerical method. *Journal of computational physics* 10 (2), 252–271.
- Peskin, C. S., 2002. The immersed boundary method. *Acta numerica* 11, 479–517.
- Pianet, G., Vincent, S., Leboi, J., Caltagirone, J., Anderhuber, M., 2010. Simulating compressible gas bubbles with a smooth volume tracking 1-fluid method. *International Journal of Multiphase Flow* 36 (4), 273–283.

- Randles, P., Libersky, L., 1996. Smoothed particle hydrodynamics : some recent improvements and applications. *Computer methods in applied mechanics and engineering* 139 (1), 375–408.
- Randrianarivelo, T., Pianet, G., Vicent, S., Caltagirone, J., 2005. Numerical modelling of solid particles motion using a new penalty method. *Int. J. Numer. Meth. Fluids* 47, 1245–1251.
- Richter, T., Wick, T., 2010. Finite elements for fluid–structure interaction in ALE and fully Eulerian coordinates. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering* 199 (41), 2633–2642.
- Ritz, J., Caltagirone, J., 1999. A numerical continuous model for the hydrodynamics of fluid particle systems. *International Journal for Numerical Methods in Fluids* 30 (8), 1067–1090.
- Sarkar, D., Renzi, E., Dias, F., 2014. Wave farm modelling of oscillating wave surge converters. In : *Proceedings of the Royal Society of London A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*. Vol. 470. The Royal Society, p. 20140118.
- Sarthou, A., Vincent, S., Caltagirone, J., Angot, P., 2008. Eulerian–Lagrangian grid coupling and penalty methods for the simulation of multiphase flows interacting with complex objects. *International Journal for Numerical Methods in Fluids* 56 (8), 1093–1099.
- Ten Cate, A., Nieuwstad, C., Derksen, J., Van den Akker, H., 2002. Particle imaging velocimetry experiments and lattice-Boltzmann simulations on a single sphere settling under gravity. *Physics of Fluids (1994-present)* 14 (11), 4012–4025.
- Veeramani, C., Mineev, P. D., Nandakumar, K., 2007. A fictitious domain formulation for flows with rigid particles : A non-Lagrange multiplier version. *Journal of Computational Physics* 224 (2), 867–879.
- Vincent, S., Randrianarivelo, T., Pianet, G., Caltagirone, J., 2007. Local penalty methods for flows interacting with moving solids at high Reynolds numbers. *Computers and Fluids* 36, 902–913.
- Yu, Y.-H., Li, Y., 2013. Reynolds-Averaged Navier–Stokes simulation of the heave performance of a two-body floating-point absorber wave energy system. *Computers & Fluids* 73, 104–114.
- Yu, Z., 2005. A DLM/FD method for fluid/flexible-body interactions. *Journal of computational physics* 207 (1), 1–27.

