COLLEGES SCIENCES
BRETAGNE POUR L'INGENIEUR
LOIRE ET LE NUMERIQUE

ENSTA INSTITUT POLYTECHNIQUE DE PARIS

THESE DE DOCTORAT DE

L'ECOLE NATIONALE SUPÉRIEURE
DE TECHNIQUES AVANCÉES
INSTITUT POLYTECHNIQUE DE PARIS – CAMPUS DE BREST

ECOLE DOCTORALE N° 648
Sciences pour l'Ingénieur et le Numérique
Spécialité : Mécanique des milieux fluides

Par

Franki Lionel TAUSSE KAMDOUM

Etudes expérimentale et théorique de la réponse hydroélastique de structures tubulaires métalliques suite à un impact hydrodynamique

Thèse présentée et soutenue à Brest le 31 Mars 2026
Unité de recherche : Institut de Recherche Dupuy de Lôme – UMR CNRS 6027

Rapporteurs avant soutenance :

Elisabeth LACAZADIEU	Professeure, Université Polytechnique Hauts-de-France, Valenciennes
Sylvain GUILLOU	Professeur, Université de Caen Normandie, Cherbourg-en-Cotentin

Composition du Jury :

Présidente :	**Christine ESPINOSA**	Professeure, ISAE-SUPAERO, Toulouse
Examinateurs :	**Grégory PINON**	Professeur, Université Le Havre Normandie, Le Havre
	Alan TASSIN	Chercheur en Hydrodynamique, IFREMER, Plouzané
Dir. de thèse :	**Nicolas JACQUES**	Maître de Conférences HDR, ENSTA, Brest
Co-dir. de thèse :	**Romain HASCOET**	Enseignant-chercheur, ENSTA, Brest
	Aboulghit EL MALKI ALAOUI	Enseignant-chercheur, ENSTA, Brest

THÈSE

Discipline : Mécanique des milieux fluides

Laboratoire : Institut de Recherche Dupuy de Lôme (IRDL)

École Doctorale : Sciences Pour l'Ingénieur et le Numérique (SPIN)

Rédigée par

Franki Lionel TAUSSE KAMDOUM

Études expérimentale et théorique de la réponse hydroélastique de structures tubulaires métalliques suite à un impact hydrodynamique

Thèse encadrée par :

M.	Nicolas JACQUES	*Maître de Conférences HDR*	Directeur de thèse
M.	Romain HASCOËT	*Enseignant-chercheur*	Co-encadrant de thèse
M.	Aboulghit EL MALKI ALAOUI	*Enseignant-chercheur*	Co-encadrant de thèse

À mes parents,

Remerciements

Je tiens à remercier tout d'abord l'ensemble des membres du jury pour le temps accordé à l'examen de mon travail de thèse ainsi que pour la qualité des échanges pendant la soutenance.

Je veux également remercier d'une part, mon directeur de thèse Nicolas JACQUES pour les innombrables discussions, ses précieux conseils tout au long de ma thèse et sa très grande disponibilité qui m'a été précieuse pour aller au bout des différentes hypothèses qu'il me tenait à cœur de tester. D'autre part, je voudrais témoigner ma gratitude à mes co-encadrants de thèse Romain HASCOËT et Aboulghit EL MALKI ALAOUI pour les précieux conseils et le regard critique qui m'ont été très utiles pour les différentes avancées réalisées dans ma thèse.

Je voudrais témoigner ma reconnaissance à l'ensemble des personnes de l'ENSTA qui ont agrémenté par les discussions nombreuses et diverses cette expérience unique de vie.

Il me tient également à cœur de remercier Stéphane GILLET et Nacera BEDRICI qui m'ont mis le pied à l'étrier en ce qui concerne la mécanique expérimentale et qui continuent de m'accompagner au-delà.

Enfin, toute ma gratitude va à mes frères et sœurs qui m'ont sans cesse poussé et accompagné dans l'ensemble de mon parcours. Je veux également témoigner ma gratitude infinie à toutes les personnes rencontrées durant l'ensemble de mon parcours, qui m'ont inspiré, supporté, poussé et tendu la main afin que je puisse en arriver là.

Le présent mémoire présente des travaux réalisés au sein de l'Institut de Recherche Dupuy de Lôme (IRDL) dans le cadre d'une thèse financée par la région Bretagne et l'École Nationale Supérieure des Techniques Avancées (ENSTA).

Table des matières

Table des figures **xiii**

Liste des tableaux **xxiv**

1 Introduction **1**
1.1 Contexte et motivation 1
1.2 Revue de la littérature 11
1.2.1 Effort d'impact 15
1.2.2 Couplage hydroélastique 37
1.3 Objectifs de la thèse et organisation du manuscrit 44

2 Modélisation semi-analytique de la réponse élastique d'un tube cylindrique lors d'un impact hydrodynamique **47**
2.1 Description du problème d'impact 47
2.2 Modélisation de la structure 49
2.3 Modélisation des chargements hydrodynamiques 53
2.3.1 Modèle de Logvinovich Modifié (MLM) 54
2.3.2 Modèle MLM-FBC 58
2.4 Couplage fluide-structure 63
2.5 Présentation de quelques résultats de simulation 66
2.6 Influence des couplages fluide-structure et amortissement hydrodynamique 71
2.7 Conclusion 77

3 Mise en place d'essais d'impacts hydroélastiques de structures tubulaires **79**
3.1 Dispositif expérimental 79
3.2 Choix de la configuration du tube pour les essais 81
3.3 Matériel et instrumentation 84
3.3.1 Description des échantillons testés 85
3.3.2 Instrumentation 85
3.4 Résultats 97
3.4.1 Détermination de l'instant d'impact 98
3.4.2 Répétabilité des essais 99
3.4.3 Vérification de la symétrie 109
3.5 Conclusion 111

4 Analyse des résultats expérimentaux et comparaison aux prédictions du modèle théorique **113**
4.1 Analyse modale du tube en aluminium 113

4.1.1 Fréquences propres du tube instrumenté sec . . . 114
4.1.2 Caractérisation de l'amortissement structurel . . . 119
4.2 Réponse hydroélastique du tube . . . 126
4.2.1 Comparaison des signaux de déformation . . . 126
4.2.2 Comparaison des signaux d'accélération . . . 135
4.2.3 Comparaison des signaux d'effort . . . 137
4.3 Effet de la vitesse d'impact et des conditions initiales sur la déformation maximale . . . 138
4.4 Caractérisation de l'amortissement hydrodynamique . . . 142
4.5 Prise en compte d'effets tridimensionnels dans le chargement hydrodynamique 149
4.6 Conclusion . . . 158

5 Conclusion générale et perspectives 161
5.1 Conclusion générale . . . 161
5.2 Perspectives . . . 163
5.2.1 Perspectives de modélisation et d'extension du cadre théorique . . . 163
5.2.2 Perspectives de validation numérique et de compréhension fine des mécanismes . . . 164
5.2.3 Perspectives expérimentales . . . 164
5.2.4 Perspectives industrielles . . . 164

A Éléments complémentaires sur le modèle semi-analytique 167
A.1 Détails sur la technique de décomposition modale . . . 167
A.2 Équation modale avec prise en compte d'un amortissement structurel . . . 168
A.3 Étude de la convergence du nombre de points d'intégration spatiale, du nombre de modes et du pas de temps d'intégration . . . 171

B Éléments complémentaires sur le dispositif expérimental et les essais réalisés 175
B.1 Estimation de l'amortissement par la méthode des amplitudes . . . 175
B.2 Méthode des ondelettes . . . 177
B.3 Conversion de la tension mesurée par la jauge en déformation via le quart de pont Wheaston . . . 180
B.4 Certificats des capteurs d'effort . . . 181
B.5 Figures complètes sur la répétabilité des essais . . . 185
B.6 Figures sur la symétrie des essais (signaux de déformation) . . . 195
B.7 Signaux de déformation en J_1 dans la phase pré-impact (tube horizontal) . 199

Bibliographie 203

Table des figures

1.1 Exemples de structures marines. 4
1.2 Vague déferlante sur le phare de La Jument (Source : Mathieu Rivrin/ Solent News). 5
1.3 Illustration du phénomène de ballottement (Zhu, 2006). 7
1.4 Le whipping et ses conséquences. 8
1.5 Slamming de coque de la frégate De Grasse (Tassin, 2010). 9
1.6 Conteneurs déplacés suite à l'envahissement par de "l'eau verte" du pont d'un navire (Buchner, 2002). 10
1.7 Catamaran HSS 1500 endommagé suite au slamming sur la partie inférieure de son pont (Ali-Lavroff et al., 2010). 10
1.8 Illustration de la phase d'impact d'un cylindre grâce au modèle d'écoulement laminaire sur STAR CCM+ (Larsen, 2013). La surface en bleue représente l'air. La surface en rouge représente l'eau. La surface blanche correspond au cylindre. Les autres couleurs correspondent à un mélange diphasique au niveau de l'interface air-eau, diffuse avec la méthode numérique utilisée. 12
1.9 Illustration grâce au modèle d'écoulement laminaire sur STAR CCM+ de la phase de séparation suite à l'impact avec l'eau d'un cylindre semi-flottant (Larsen, 2013). La surface en bleue représente l'air. La surface en rouge représente l'eau. La surface blanche correspond au cylindre. Les autres couleurs correspondent à un mélange diphasique au niveau de l'interface air-eau, diffuse avec la méthode numérique utilisée. 13
1.10 Illustration de la cavité formée suite à un impact d'une balle de billard dans l'eau (Truscott and Techet, 2009). 14
1.11 Illustration des effets 3D lors de l'impact d'un dièdre de longueur finie. (a) Position des capteurs sur le dièdre. (b), (c) et (d) comparaison des coefficients de pression sur le dièdre à trois instants différents (Wen et al., 2023). Les résultats sont donnés pour le cas des essais expérimentaux et la méthode $2D$ des éléments de frontière BEM (Zhao et al., 1996) ainsi que pour le modèle numérique 3D (FVM), proposé par Wen et al. (2023). . . . 17
1.12 Modèles d'impact de von Karman et Wagner. Le problème considéré est l'impact avec une vitesse V de la surface de l'eau initialement au repos par un demi-cylindre. La surface de l'eau est matérialisée en bleue et les traits noirs épais matérialisent la surface mouillée linéarisée de largeur $2a(t)$. . . . 19
1.13 Illustration du modèle de Wagner linéarisé. 21
1.14 Formulation composite de l'impact d'un dièdre sur la surface libre de l'eau initialement au repos. 23

1.15 Coefficient adimensionné de slamming obtenus par différents modèles dans le cas de l'impact du cylindre. Les résultats expérimentaux de Cointe and Armand (1987) sont aussi présentés. 25
1.16 Masse ajoutée adimensionnée pour un dièdre après séparation, prédite par le modèle proposé par Wang et al. (2019) et comparaison avec les simulations numériques pour $\beta = 30°$. La ligne représente les prédictions du modèle et les symboles colorés représentent les résultats des simulations numériques. h est la profondeur de pénétration après l'instant de séparation et c_0 la demi-largeur du dièdre. 26
1.17 Évolution de l'effort de slamming sur un dièdre impactant avec un angle de relèvement de 30° la surface libre de l'eau Oger et al. (2006). les résultats du modèle SPH proposé par Oger et al. (2006) sont comparés à ceux analytiques et expérimentaux proposés par Zhao et al. (1996). 30
1.18 Illustration obtenus par Camilleri et al. (2015) concernant l'impact d'un dièdre. (a) Positions des capteurs. (b) Résultats des mesures des pics de pression au niveau de chaque capteur de pression dans le cas des simulations numériques 2D et 3D. 31
1.19 Effort verticale de slamming lors de l'impact d'un dièdre (Seng et al., 2012). (a) Dimensions du dièdre 3D et du bassin numérique. (b) Comparaison des résultats numériques 2D et 3D avec ceux des essais de Zhao et al. (1996) . 32
1.20 Illustration du dispositif expérimental pour les essais en chute libre utilisé par De Backer et al. (2009). (a) Vue de face. (b) Vue de profil. 34
1.21 Évolution de la pression en fonction du temps lors de l'impact hydrodynamique d'un cylindre. Les résultats sont présentés pour 5 angles de relèvement différents et à la même vitesse d'impact $V = 4.1$m/s (Van Nuffel et al., 2014). 36
1.22 Évolution de la pression maximale en fonction de la vitesse d'impact lors de l'impact d'un cylindre pour les 5 angles de relèvement (Van Nuffel et al., 2014). 37
1.23 Déflexion verticale d'une plaque lors d'un impact hydrodynamique (Faltinsen, 1997). Les résultats théoriques sont comparés aux résultats expérimentaux de Aarsnes (1994) dans le cas d'une chute libre de 0.5 m sur la surface d'une vague régulière. 39
1.24 Déformation normalisée en fonction du paramètre adimensioné de slamming de Faltinsen (1999) $\tau_B = \frac{\tan\beta}{V}\sqrt{\frac{EI}{\rho L^3}}$. Résultats des calculs pour différentes vitesses d'impact adimensionnées (croix, cercles, triangles et carrés), théorie quasi-statique des plaques orthotropes (pointillés) et théorie hydroélastique des poutres (ligne pleine). 40
1.25 Diagramme de prise en compte de l'hydroélasticité proposé par Bereznitski (2001). 41
1.26 Effets de l'hydroélasticité et de la présence d'air sur le déplacement maximal selon l'angle de relèvement et la fréquence propre du premier mode sec lors de l'impact d'un dièdre élastique (Bereznitski, 2001). 42
1.27 Différents régimes dynamique lors de l'impact d'un dièdre élastique (Malenica et al., 2022). 42

2.1 Illustration du problème d'impact considéré. 48

2.2 (a), (b) et (c) Déformées modales des trois premiers modes propres de la poutre pour trois valeurs de τ_R. $\tau_R = 0$ correspond au cas de la poutre simplement appuyée-libre, $\tau_R = 10$ au cas de la poutre appuyée à un ressort de raideur de rotation finie-libre et $\tau_R = \infty$ au cas encastrée-libre. (d) Comparaison des trois premiers modes dans le cas $\tau_R = 10$. 53

2.3 Paramétrisation du problème d'impact. Le trait plein bleu représente la surface libre et les tirets bleus représentent la surface mouillée. 54

2.4 Problème d'impact linéarisé dans la théorie de Wagner. Le trait bleu continu représente la surface libre et les tirets bleus représentent la surface mouillée. 58

2.5 Illustration du problème d'impact dans le MLM-FBC. Le trait bleu continu représente la surface libre du liquide, les tirets rouge représentent le prolongement fictif du corps et les tirets bleus représentent la surface mouillée réelle du corps. 59

2.6 Évolution de la demi-largeur mouillée réelle en fonction de la profondeur de pénétration adimensionnée. 61

2.7 Évolution du Coefficient de slamming adimensionné pour un cylindre en fonction de la profondeur de pénétration adimensionnée $\frac{h}{R}$. Les résultats théoriques de C_s sont comparés aux résultats expérimentaux de Cointe and Armand (1987) (avant séparation) et à ceux de Campbell and Weynberg (1980) (après séparation). 62

2.8 Évolution du Coefficient de masse ajoutée adimensionné pour un cylindre en fonction de la profondeur de pénétration adimensionnée $\frac{h}{R}$. Les résultats de C_a sont présentés à la fois pour le modèle proposé par Tassin et al. (2014) et pour le cas sans modification sur le terme de pression de masse ajoutée. Le cas considéré dans le travail de thèse, qui est un prolongement du cas sans modification du terme P_a à partir de sa valeur maximale C_a^{max}, est aussi représenté. 63

2.9 Illustration du problème d'impact bidimensionnel associé à chaque section de la poutre. La ligne de surface libre représentée est l'intersection entre le plan de la section et la surface libre. 65

2.10 Évolution de l'effort tranchant en M dans le cas rigide pour différents angles d'impact à la vitesse de 7 m/s. (a) $\gamma = 0°$ et (b) $\gamma = 5°$, 10°, 15°. 67

2.11 Évolution de l'effort tranchant sur la poutre rigide en fonction du temps dans le cas $\gamma = 5°$. Les points **A**, **B** et **C** illustrent respectivement le moment d'impact de la première tranche, le moment d'impact de la dernière tranche et le moment où le coefficient de slamming au niveau de cette dernière tranche atteint sa valeur asymptotique. 68

2.12 Évolution de l'effort tranchant en M dans le cas rigide et du tube élastique pour différents angles d'impact et une vitesse de 7 m/s. Le nombre de modes choisis est $N = 24$ modes. (a) $\gamma = 0°$ et (b) $\gamma = 5°$. 69

2.13 Réponse en amplitude des trois premiers modes de la barre en aluminium. (a), (c) et (e) cas horizontal ($\gamma = 0°$). (b), (d) et (f) cas incliné ($\gamma = 5°$). . 70

2.14 Évolution du rapport entre la déformation donnée par le modèle (en $x = 0$ et $z = -R$) et la déformation quasi-statique asymptotique (atteinte pour des temps très longs), en fonction du temps normalisé par la période propre du premier mode de la barre sèche. Le but est de mettre en exergue l'effet de différents paramètres sur l'amortissement hydrodynamique. (a) Effet de la vitesse. (b) Effet de l'élancement ($L = 300$ mm équivaut à un élancement de 15 et $L = 250$ mm équivaut à un élancement de 12.5). (c) Effet du module d'Young. (d) Effet du type de métal. 74
2.15 Influence des différents termes de couplage sur l'évolution du rapport entre la déformation dynamique et la déformation quasi-statique asymptotique, en fonction du temps normalisé par la période propre du premier mode de la barre et du tube secs en $x = 0$ et $z = -R$. Le but est de mettre en exergue les effets de couplages de masse ajoutée et de slamming. Le cas de référence est obtenu avec le modèle complet. Le cas sans couplage correspond à un chargement hydrodynamique corps rigide et le cas sans couplage de slamming ne prend en compte que le couplage de masse ajoutée dans l'effort hydodynamique. 76

3.1 Machine de choc de l'ENSTA avec l'un des tubes instrumentés utilisés pour les essais. 80
3.2 Illustration de la configuration des essais et de certaines contraintes expérimentales. 81
3.3 Exemple de signal de vitesse utilisé pour les simulations réalisées pour le choix des dimensions du tube. L'impact a lieu à t= 0 s et la vitesse de consigne demandée est de 5 m/s. 83
3.4 Illustration des résultats obtenus pour toutes les configurations testées pour le choix du tube avec deux vitesses de consigne : 5 m/s et 10 m/s. 84
3.5 Configuration horizontale ($\gamma = 0°$) : (a) Tube instrumenté. (b) Illustration de la position des capteurs. 85
3.6 Configuration inclinée ($\gamma = 5°$) : (a) Tube instrumenté. (b) Illustration de la position des capteurs. 86
3.7 Jauge collée sur un tube. 87
3.8 Évolution du maximum de déformation longitudinale sur le dessus du tube en fonction de la position de la jauge pour un impact à une vitesse de consigne de 7 m/s. Les résultats ont été obtenus avec le modèle théorique présenté dans le chapitre 2. Le nombre de modes utilisés est $N = 8$ modes et $\tau_R = \infty$. 88
3.9 Dérivée seconde normalisée de la déformée modale des 3 premiers modes propres du tube sec en fonction de la position sur le tube ($\tau_R = \infty$). 89
3.10 Caractéristiques techniques de l'accéléromètre en A_1. 90
3.11 Accéléromètre placé sur le tube à la position A_1. 91
3.12 Évolution du maximum d'accélération le long du tube pour un impact à une vitesse de consigne de 7 m/s. Les résultats ont été obtenus avec le modèle théorique présenté dans le chapitre 2. Le nombre de modes utilisés est $N = 8$ modes et $\tau_R = \infty$. 92

3.13 Déformée modale normalisée des 3 premiers modes propres d'accélération du tube sec en fonction de la position sur le tube ($\tau_R = \infty$). 92
3.14 Mesure de l'effort : (a) Dispositif de mesure de l'effort, (b) Capteur d'effort 93
3.15 Dispositif d'étalonnage des capteurs d'effort. Le grand cadre rouge est un zoom du dispositif comprenant les capteurs à étalonner (petit cadre rouge). 94
3.16 Courbes d'étalonnage capteur par capteur. De haut en bas on a respectivement : Capteur C_1, Capteur C_2 et Capteur C_3 95
3.17 Force appliquée sur les trois capteurs F_a en fonction de la force mesurée par les capteurs F_m 96
3.18 Force appliquée sur les capteurs F_a en fonction de la force mesurée par les capteurs F_m (cas avec pré-contrainte). 97
3.19 Dispositif couramment utilisé pour déterminer le moment d'impact : (a) Dispositif de détection de l'instant d'impact (El Malki Alaoui et al., 2012). (b) Illustration de la variation du signal de la tension de sortie suite au court-circuit. 98
3.20 Localisation du moment d'impact : (a) Exemple de signal d'accélération mesuré en bout de tube avec matérialisation de l'instant d'impact. (b) Variation du signal de la tension de sortie avec matérialisations du moment où la tension mesurée commence à varier rapidement (en rouge) et du moment d'impact donné par l'accéléromètre en bout de tube (en noir). . . 99
3.21 Répétabilité des signaux de vitesse obtenus par intégration des signaux d'accélération en A_0 pour différentes vitesses de consigne dans le cas de la configuration horizontale. Les points en magenta représentent la fin de la phase à vitesse quasi-constante considérée. 101
3.22 Répétabilité des signaux de vitesse obtenus par intégration des signaux d'accélération en A_0 pour différentes vitesses de consigne (configuration inclinée). Les points en magenta représentent la fin de la phase à vitesse quasi-constante considérée. 102
3.23 Répétabilité du signal d'accélération en A_1 mesurée pour une vitesse de consigne de 7 m/s dans le cas de la configuration horizontale ($\gamma = 0°$). . . . 104
3.24 Répétabilité du signal d'accélération mesurée en A_1 pour une vitesse de consigne de 7 m/s dans le cas de la configuration inclinée. 104
3.25 Répétabilité du signal de déformation en J_1 mesurée pour une vitesse de consigne de 7 m/s dans le cas de la configuration horizontale. Afin d'améliorer la lisibilité de la courbe, -ϵ est présentée à la place de ϵ. 105
3.26 Répétabilité du signal de déformation mesurée en J_2 pour une vitesse de consigne de 7 m/s dans le cas de la configuration horizontale. 106
3.27 Répétabilité du signal de déformation mesurée en J_1 pour une vitesse de consigne de 7 m/s dans le cas de la configuration inclinée. 106
3.28 Répétabilité de l'effort mesuré pour une vitesse de consigne de 7 m/s dans le cas de la configuration horizontale. 107
3.29 Répétabilité de l'effort mesuré pour une vitesse de consigne de 7 m/s dans le cas de la configuration inclinée. 108
3.30 Évolution des signaux de déformation des jauges en J_1 et J_{1s} (placées symétriquement) dans le cas de la configuration horizontale (essai 2 pour la vitesse de consigne de 7 m/s). 109

3.31 Évolution des signaux de déformation des jauges en J_1 et J_{1s} (placées symétriquement) dans le cas de la configuration inclinée (essai 3 pour la vitesse de consigne de 7 m/s). 110
3.32 Évolution des signaux d'accélération en A_1 et A_{1s} (placées symétriquement) dans le cas de la configuration inclinée (essai 3 pour la vitesse de consigne de 7 m/s). 110

4.1 Marteau utilisé et illustration des zones d'impact sur le tube horizontal. Notons que même si le marteau est instrumenté (il intègre un capteur d'effort), aucun enregistrement de cet effort n'a été réalisé. 114
4.2 Signaux d'accélération en A_1 et A_{1s} suite à un impact au marteau près de J_2 (côté accéléromètre en A_1). 115
4.3 Analyse fréquentielle des signaux d'accélération en A_1 et A_{1s} suite à un impact au marteau près de J_2. 116
4.4 Analyse fréquentielle des signaux d'accélération en A_1 pour des impacts au marteau à différents endroits sur le tube. 116
4.5 Analyse fréquentielle des signaux d'accélération en A_1 et A_{1s} ainsi que de la moyenne de ces signaux suite à un impact au marteau près de J_2. 117
4.6 Comparaison de l'évolution de la déformation obtenue expérimentalement (valeur moyenne des déformations en J_1 et J_{1s}) aux résultats du modèle semi-analytique pour deux valeurs de τ_R dans la phase pré-impact hydrodynamique dans le cas d'une vitesse de consigne de 7 m/s. 119
4.7 Distribution temps-fréquence (scalogramme) de la moyenne des signaux d'accélération en A_1 et A_{1s} pour trois impacts à différents endroits sur le tube. De haut en bas : impact au niveau de A_1, impact près de J_2 et impact sous A_0. 120
4.8 Courbe de l'amplitude en fonction de la fréquence à trois instants donnés dans le cas d'un impact près de J_2. 121
4.9 Évolution du logarithme de l'amplitude du premier mode obtenue via la méthode des ondelettes en fonction du temps. Pour chacune des courbes un ajustement (trait en noir) du type $ae^{-bt} + ct + d$ est effectué. 122
4.10 Évolution de l'amortissement structurel réduit du premier mode du tube en aluminium creux (configuration horizontale). (a) Évolution en fonction du temps dans le cas d'essais d'impact au marteau. (b) Évolution en fonction de la vitesse moyenne de déplacement dans la phase pré-impact obtenue avec les signaux de la jauge en J_1. 124
4.11 Comparaison des signaux de déformation en J_1 dans la phase pré-impact pour différentes vitesses de pénétration moyennes (tube, configuration horizontale). Les valeurs des vitesses moyennes de pénétration sont données au dessus de chaque figure. Un amortissement de Rayleigh correspondant à un taux d'amortissement de 3.2% pour le premier mode est introduit dans le modèle semi-analytique, voir annexe A.2. 125
4.12 Comparaison de l'évolution des signaux de déformation en J_1 pour différentes vitesses de pénétration moyenne (configuration horizontale). Les valeurs des vitesses moyennes de pénétration sont données au dessus de chaque figure. 128

4.13 Comparaison de l'évolution des signaux de déformation en J_2 pour différentes vitesses de pénétration moyenne (configuration horizontale). Les valeurs des vitesses moyennes de pénétration sont données au dessus de chaque figure. 129

4.14 Comparaison de l'évolution des signaux de déformation en J_1 pour différentes vitesses de pénétration moyenne dans le cas de la configuration inclinée ($\gamma = 5°$).Les valeurs des vitesses moyennes de pénétration sont données au dessus de chaque figure. 130

4.15 Illustration de la méthode utilisée pour déterminer le changement de période de vibration du tube (mode 1) induit par la masse ajoutée. (a) Exemple d'évolution du signal de déformation en J_1 en fonction du temps dans le cas d'un impact horizontale du tube creux en aluminium pour une vitesse moyenne de $\overline{V} = 5.11\ m/s$. (b) Estimation des périodes moyennes dans les zones pré-impact et post-impact. L'instant $t = 0$ est le moment d'impact du tube. Pour identifier plus facilement les maxima, nous avons réalisé un lissage du signal à l'aide d'un fit par série de Fourier. Sur la figure de droite, les ronds bleus sont une estimation de la moyenne des périodes durant la phase pré-impact pour différentes vitesses de pénétration tandis que les ronds cyan le sont durant la phase post-impact. 131

4.16 Illustration de la méthodologie utilisée pour estimer la réponse quasi-statique du tube. Des signaux de déformation en J_1 dans le cas de la vitesse de pénétration moyenne de $\overline{V} = 5.11$ m/s (configuration horizontale) sont considérés. Les traits bleus et rouges en pointillés représentent les régressions linéaires des points médians entre deux extréma successifs (les ronds sur la figure) dans la zone où les coefficients hydrodynamiques ont théoriquement atteint leurs valeurs asymptotiques. 133

4.17 Comparaison de l'évolution des signaux d'accélération en A_1 en fonction du temps dans le cas de la configuration horizontale (tube creux en aluminium), pour une vitesse moyenne de pénétration de $\overline{V} = 6.59$ m/s (essai 2, vitesse de consigne de 7 m/s). 136

4.18 Comparaison de l'évolution des signaux d'accélération en A_1 en fonction du temps dans le cas de la configuration inclinée (tube creux en aluminium), pour une vitesse moyenne de pénétration de $\overline{V} = 6.84$ m/s (essai 3, vitesse de consigne de 7 m/s). T_{impact} est le moment où survient l'impact du mors tel que relevé au chapitre 3 (voir table 3.5). 137

4.19 Comparaison de l'évolution des signaux d'effort sur le tube en fonction du temps dans le cas de la configuration inclinée (tube creux en aluminium), pour une vitesse moyenne de pénétration de $\overline{V} = 8.37$ m/s (essai 2, vitesse de consigne de 10 m/s). 138

4.20 Comparaison de l'évolution des signaux de déformation en J_1 du tube creux en aluminium pour différentes vitesses d'impact (configuration horizontale). La courbe noire correspond à un cas de pénétration du tube à vitesse constante (prise égale à la vitesse au moment du premier contact) et en supposant que le tube ne vibre pas avant impact ($u_0(x) = 0$ et $\dot{u}_0(x) = 0$ dans l'équation (2.2)). La courbe rouge correspond au cas où la cinématique réelle de l'essai, $V(\mathrm{t})$, est prise en compte et où une condition initiale non-nulle pour le mode 1 est identifiée à partir des signaux expérimentaux de déformation dans la phase pré-impact. 140

4.21 Évolution des valeurs maximales (en valeur absolue) de déformation mesurées en J_1 en fonction de la vitesse d'impact pour l'ensemble des essais de la configuration horizontale du tube en aluminium. Les résultats expérimentaux sont comparés à ceux du modèle pour trois cas de simulations. Les lignes en pointillés correspondent à des régressions linéaires obtenues à partir des points de même couleur. 141

4.22 Évolution des valeurs maximales (en valeur absolue) de déformation mesurées en J_1 en fonction de la vitesse d'impact pour l'ensemble des essais de la configuration inclinée du tube en aluminium. Les résultats expérimentaux sont comparés à ceux du modèle pour trois cas de simulations. 142

4.23 Évolution du taux d'amortissement du premier mode du tube creux en aluminium en fonction de la vitesse moyenne de pénétration pour l'ensemble des essais de la configuration horizontale. Les ronds (bleus, rouges, verts et noirs) correspondent aux taux d'amortissement obtenus avec la méthode des amplitudes (voir annexe B.1), à partir des résultats expérimentaux et de simulations, tandis que le trait rouge en pointillés correspond à la prédiction théorique de l'amortissement hydrodynamique fournie par le modèle semi-analytique (voir équation (2.45)) et le trait vert en pointillés à celle du modèle avec amortissement structurel (voir équation (A.14)). Les barres d'erreur sont calculées pour un intervalle de confiance de 95% (soit 1.96σ, avec σ l'écart-type). 144

4.24 Évolution du taux d'amortissement du premier mode de la barre en aluminium en fonction de la vitesse moyenne de pénétration pour l'ensemble des essais de la configuration horizontale. Les ronds (bleus, rouges et verts) correspondent aux taux d'amortissement obtenus avec la méthode des amplitudes (voir annexe B.1), à partir des résultats expérimentaux et de simulations. Le trait rouge en pointillés correspond à la prédiction théorique de l'amortissement hydrodynamique fournie par le modèle semi-analytique (voir équation (2.45)) et le trait vert en pointillés à celle du modèle avec amortissement structurel (voir équation (A.14)). Les barres d'erreur sont calculées pour un intervalle de confiance de 95% (soit 1.96σ, avec σ l'écart-type). 146

4.25 Évolution du taux d'amortissement du premier mode du tube creux en aluminium en fonction de la vitesse moyenne de pénétration pour l'ensemble des essais de la configuration inclinée. Les ronds (bleus, rouges et verts) correspondent aux taux d'amortissement obtenus avec la méthode des amplitudes (voir annexe B.1), à partir des résultats expérimentaux et de simulations. Le trait rouge en pointillés correspond à la prédiction théorique de l'amortissement hydrodynamique fournie par le modèle semi-analytique (voir équation (2.45)) et le trait vert en pointillés à celle du modèle avec amortissement structurel (voir équation (A.14)). Les barres d'erreur sont calculées pour un intervalle de confiance de 95% (soit 1.96σ, avec σ l'écart-type). 148

4.26 Illustration de la distribution supposée des coefficients hydrodynamiques $C(x,t)$ le long du tube. La position $x_c(t)$ est la position à partir de laquelle des effets de bords affectent le chargement agissant sur le tube. C^{2D} représente les coefficients hydrodynamiques bidimensionnels. 151

4.27 Illustration de la réponse du tube en aluminium lorsque la distribution du chargement est telle qu'illustrée à la figure 4.26. Des signaux de déformation en J_1 dans le cas de la vitesse de pénétration moyenne de $\overline{V} = 5.11$ m/s (configuration horizontale) sont présentés. Le trait bleu en pointillés représente la régression linéaire des points médians entre deux extréma successifs dans la lorsque les coefficients hydrodynamiques ont théoriquement atteint leurs valeurs asymptotiques et le trait magenta en pointillés représente la réponse quasi-statique du tube. Les résultats sont obtenus pour ($p_c = 0.27$, $n_s = 3$, $n_a = 37$) et l'amortissement structurel est pris en compte dans les simulations. 153

4.28 Évolution des valeurs maximales de déformation en fonction de la vitesse d'impact pour l'ensemble des essais de la configuration horizontale du tube en aluminium. Les résultats expérimentaux sont comparés à ceux obtenus avec le modèle, avec et sans correction 3D (avec $p_c = 0.27$, $n_s = 3$, $n_a = 37$). Dans les deux cas, l'amortissement structurel est pris en compte dans les simulations. 154

4.29 Évolution du taux d'amortissement du premier mode du tube en aluminium en fonction de la vitesse moyenne de pénétration pour l'ensemble des essais de la configuration horizontale en J_1. Les ronds (bleus, verts et magenta) correspondent aux taux d'amortissement obtenus avec la méthode des amplitudes respectivement pour les mesures expérimentales, le modèle sans correction 3D et avec correction 3D (dans les deux cas avec prise en compte de l'amortissement structurel). Les barres d'erreur sont calculées pour un intervalle de confiance de 95% (soit 1.96σ, avec σ l'écart-type). . . 156

4.30 Évolution du taux d'amortissement du premier mode de la barre en aluminium en fonction de la vitesse moyenne de pénétration pour l'ensemble des essais de la configuration horizontale en J_1. Les ronds (bleus, rouges et verts) correspondent aux taux d'amortissement obtenus avec la méthode des amplitudes respectivement pour les mesures expérimentales, le modèle sans correction 3D et avec correction 3D (dans les deux cas avec prise en compte de l'amortissement structurel). Les barres d'erreur sont calculées pour un intervalle de confiance de 95% (soit 1.96σ, avec σ l'écart-type). . . 157

A.1 Évolution de l'erreur relative sur la mesure de l'effort tranchant en M en fonction du temps dans le cas d'un chargement statique. 171
A.2 Évolution de la réponse élastique de la barre en fonction du temps pour trois valeurs différentes du nombre de points d'intégration spatiale n. La courbe en noire représente l'effort corps rigide. 172
A.3 Évolution de la réponse élastique de la barre en fonction du temps pour trois valeurs différentes du pas d'intégration dt. La courbe en noire représente l'effort corps rigide. 173

B.1 Illustration de l'estimation du taux d'amortissement d'un mode par la méthode des amplitudes. (a) Lissage du signal de déformation par une série de Fourier d'ordre 8 et identification des extrema successifs dans la zone où les coefficients hydrodynamiques ont atteint leurs valeurs asymptotiques. (b) Régression linéaire du logarithme de la valeur absolue de la différence entre deux extrema successifs. Le taux d'amortissement est estimée grâce à la pente de la régression linéaire. 177
B.2 Quart de pont Wheaston 180
B.3 Certificat du capteur en C_1 182
B.4 Certificat du capteur en C_2 183
B.5 Certificat du capteur en C_3 184
B.6 Mesures des signaux d'accélération en bout de tube pour l'ensemble des essais dans le cas de la configuration horizontale pour la vitesse de consigne de 3 m/s. 185
B.7 Mesures des signaux d'accélération en bout de tube pour l'ensemble des essais dans le cas de la configuration horizontale. pour la vitesse de consigne de 5 m/s 186
B.8 Mesures des signaux d'accélération en bout de tube pour l'ensemble des essais dans le cas de la configuration horizontale pour la vitesse de consigne de 10 m/s. 186
B.9 Mesures des signaux d'accélération en bout de tube pour l'ensemble des essais dans le cas de la configuration inclinée pour la vitesse de consigne de 3 m/s. 187
B.10 Mesures des signaux d'accélération en bout de tube pour l'ensemble des essais dans le cas de la configuration inclinée pour la vitesse de consigne de 5 m/s. 187
B.11 Mesures des signaux d'accélération en bout de tube pour l'ensemble des essais dans le cas de la configuration inclinée pour la vitesse de consigne de 10 m/s. 188

B.12 Mesures des signaux de déformation en J_1 pour quatre vitesses de consigne différentes dans le cas de la configuration horizontale. 189
B.13 Mesures des signaux de déformation en J_2 pour quatre vitesses de consigne différentes dans le cas de la configuration horizontale. 190
B.14 Mesures des signaux de déformation en J_1 pour quatre vitesses de consigne différentes dans le cas de la configuration inclinée. 191
B.15 Mesures des signaux d'effort sur le tube pour l'ensemble des essais dans le cas de la configuration horizontale pour la vitesse de consigne de 3 m/s. . . 192
B.16 Mesures des signaux d'effort sur le tube pour l'ensemble des essais dans le cas de la configuration horizontale pour la vitesse de consigne de 5 m/s. . . 193
B.17 Mesures des signaux d'effort sur le tube pour l'ensemble des essais dans le cas de la configuration horizontale pour la vitesse de consigne de 10 m/s. . 193
B.18 Mesures des signaux d'effort sur le tube pour l'ensemble des essais dans le cas de la configuration inclinée pour la vitesse de consigne de 3 m/s. 194
B.19 Mesures des signaux d'effort sur le tube pour l'ensemble des essais dans le cas de la configuration inclinée pour la vitesse de consigne de 5 m/s. 194
B.20 Mesures des signaux d'effort sur le tube pour l'ensemble des essais dans le cas de la configuration inclinée pour la vitesse de consigne de 10 m/s. . . . 195
B.21 Mesures des signaux de jauge en J_1 sur tube dans le cas de la configuration horizontale pour la vitesse de pénétration moyenne de 2.93 m/s. 196
B.22 Mesures des signaux de jauge en J_1 sur tube dans le cas de la configuration horizontale pour la vitesse de pénétration moyenne de 5.11 m/s. 196
B.23 Mesures des signaux de jauge en J_1 sur tube dans le cas de la configuration horizontale pour la vitesse pénétration moyenne de 8.32 m/s. 197
B.24 Mesures des signaux de jauge en J_1 sur tube dans le cas de la configuration inclinée pour la vitesse de pénétration moyenne de 3.03 m/s. 197
B.25 Mesures des signaux de jauge en J_1 sur tube dans le cas de la configuration inclinée pour la vitesse de pénétration moyenne de 4.98 m/s. 198
B.26 Mesures des signaux de jauge en J_1 sur tube dans le cas de la configuration inclinée pour la vitesse de pénétration moyenne de 8.38 m/s. 198
B.27 Évolution des signaux de déformation du tube horizontal en J_1 dans la phase pré-impact. La courbe en bleu représente la mesure expérimentale et celle en noire la prédiction théorique pour une valeur du paramètre $\tau_R = 9.2$ (sans amortissement structurel). Le cas représenté est l'essai 2 de la vitesse de consigne 3 m/s. 199
B.28 Évolution des signaux de déformation du tube horizontal en J_1 dans la phase pré-impact. La courbe en bleu représente la mesure expérimentale et celle en noire la prédiction théorique pour une valeur du paramètre $\tau_R = 9.2$ (sans amortissement structurel). Le cas représenté est l'essai 2 de la vitesse de consigne 5 m/s. 200
B.29 Évolution des signaux de déformation du tube horizontal en J_1 dans la phase pré-impact. La courbe en bleu représente la mesure expérimentale et celle en noire la prédiction théorique pour une valeur du paramètre $\tau_R = 9.2$ (sans amortissement structurel). Le cas représenté est l'essai 2 de la vitesse de consigne 10 m/s. 201

Liste des tableaux

1.1 Expressions de la demi-largeur mouillée et de l'effort hydrodynamique (lors d'une chute libre) sur un dièdre et un cylindre selon l'approche de von Karman. . . . 20
1.2 Expression de la fonction décrivant la forme du corps et de la demi-largeur mouillée dans le cas d'un dièdre et d'un cylindre selon l'approche de Wagner. 22

2.1 Équations de fréquence et conditions aux limites correspondantes pour des valeurs extrêmes de K. . . . 50
2.2 Valeurs des nombres d'onde adimensionnés χ_k des 5 premiers modes propres de la poutre pour plusieurs valeurs de τ_R. . . . 51
2.3 Valeurs des différents paramètres physiques. . . . 66

3.1 Spécifications techniques des jauges. . . . 86
3.2 Positionnement des jauges sur les échantillons. Les valeurs données correspondent à la distance du centre des jauges par rapport aux extrémités du mors. . . . 87
3.3 Facteur de calibration des différents capteurs d'effort. . . . 94
3.4 Recapitulatif des vitesses obtenues lors des essais réalisés avec des tubes en aluminium. V_0 correspond à la vitesse à l'instant où le contact du tube avec l'eau est détecté ($t = 0$). $\overline{V}$ correspond à la vitesse moyenne entre $t = 0$ et la fin de la phase à vitesse quasi-constante (matérialisée par des points en magenta sur les figures précédentes). . . . 103
3.5 Recapitulatif des durées d'impact dans le cas de la configuration inclinée. La durée d'impact T_{impact} est définie comme étant la durée entre le moment où le tube touche l'eau et celui où le mors impact l'eau. V_0 correspond à la vitesse au moment où le tube touche l'eau et $\overline{V}$ la vitesse moyenne sur la durée d'impact. . . . 108

4.1 Valeurs moyennes des fréquences des trois premiers modes secs du tube en fonction du lieu d'impact. . . . 117
4.2 Valeurs du paramètre τ_R pour différentes configurations du tube et de la barre en aluminium. γ correspond à l'angle d'inclinaison. . . . 119
4.3 Recapitulatif des valeurs maximales de déformation en J_1 et J_2 pour les différentes vitesses de consigne (configuration horizontale). $\Delta\epsilon^{J_1}_{max}$ et $\Delta\epsilon^{J_2}_{max}$ représentent les écarts relatifs entre les valeurs maximales des déformations du modèle semi-analytique (avec amortissement) et les résultats expérimentaux respectivement en J_1 et J_2. . . . 132

4.4 Recapitulatif des valeurs maximales de déformation en J_1 pour les différentes vitesses de consigne (configuration inclinée). $\Delta\epsilon_{max}^{J_1}$ représente l'écart relatif entre les valeurs maximales des déformations du modèle semi-analytique (avec amortissement) et les résultats expérimentaux en J_1. 132
4.5 Récapitulatif des valeurs moyennes de déformation quasi-statique pour les différentes vitesses de consigne (tube creux en aluminium, configuration horizontale). 135
4.6 Récapitulatif des valeurs moyennes de déformation quasi-statique en J_1 pour les différentes vitesses de consigne (tube creux en aluminium, configuration inclinée). 135
4.7 Récapitulatif des valeurs du taux d'amortissement en J_1 pour les différentes vitesses de consigne (tube, configuration horizontale). $\Delta\zeta^{J_1}$ représente l'écart relatif entre les valeurs du taux d'amortissement du modèle semi-analytique (avec amortissement) et les résultats expérimentaux en J_1. 144
4.8 Récapitulatif des valeurs du taux d'amortissement en J_1 pour les différentes vitesses de consigne (barre, configuration horizontale). $\Delta\zeta^{J_1}$ représente l'écart relatif entre les valeurs du taux d'amortissement du modèle semi-analytique (avec amortissement) et les résultats expérimentaux en J_1. 147
4.9 Récapitulatif des valeurs du taux d'amortissement en J_1 pour les différentes vitesses de consigne (tube, configuration inclinée). $\Delta\zeta^{J_1}$ représente l'écart relatif entre les valeurs du taux d'amortissement du modèle semi-analytique (avec amortissement) et les résultats expérimentaux en J_1. 149
4.10 Recapitulatif des valeurs moyennes de déformation quasi-statique et maximale en J_1 pour les différentes vitesses de consigne (tube en aluminium). Les résultats théoriques ont été obtenus avec le modèle intégrant la correction 3D et l'amortissement structurel. 154
4.11 Recapitulatif des valeurs du taux d'amortissement en J_1 pour les différentes vitesses de consigne (tube en aluminium). $\Delta\zeta^{J_1}$ représente l'écart relatif entre les valeurs du taux d'amortissement du modèle semi-analytique (avec prise en compte de la correction 3D et de l'amortissement structurel) et les résultats expérimentaux en J_1. 157
4.12 Recapitulatif des valeurs du taux d'amortissement en J_1 pour les différentes vitesses de consigne (barre en aluminium). $\Delta\zeta^{J_1}$ représente l'écart relatif entre les valeurs du taux d'amortissement du modèle semi-analytique (avec prise en compte de la correction 3D et de l'amortissement structurel) et les résultats expérimentaux en J_1. 158

Chapitre 1

Introduction

Ce travail de thèse s'intéresse à la description de la réponse des structures marines soumises à un impact hydrodynamique. Dans ce chapitre introductif, nous commencerons par situer le sujet dans son contexte sociétal, industriel et scientifique, afin d'en exposer les enjeux et la motivation qui en découle. Une revue bibliographique sera ensuite proposée, portant sur les principales approches disponibles pour l'analyse des efforts hydrodynamiques et du phénomène d'impact hydroélastique affectant les structures marines. Enfin, les objectifs de la thèse seront précisés, ainsi que l'organisation générale du manuscrit.

1.1 Contexte et motivation

Tout au long de l'histoire de notre humanité, la mer et ses affluents ont joué un rôle essentiel dans le maintien de l'équilibre et le développement des activités humaines. Selon les besoins spécifiques exprimés (pêche, transport de marchandises, etc.), les conditions environnementales (vagues, vents, glace, etc.) et la profondeur marine, différents types de structures marines ont été conçues (flottantes ou posées). La figure 1.1 illustre quelques exemples. Chacune de ces infrastructures est cruciale pour les activités humaines.

- **L'éolien offshore** (figure 1.1a) : c'est une source d'énergie renouvelable émergente, sa part dans la production d'électricité mondiale croît d'année en année avec la Chine comme champion mondial (Zhang and Wang, 2022). Selon la profondeur de la mer, des éoliennes fixes, comme les monopiles en eaux peu profondes, ou des éoliennes flottantes en eaux profondes, sont installées. Un exemple marquant de la prise de conscience au plus haut niveau du potentiel éolien est le discours du président de la République Française à Belfort, le 10 février 2022, annonçant un objectif de 40 GW de puissance éolienne offshore d'ici 2050, soit la construction de plus d'une cinquantaine de parcs éoliens en mer. Pour répondre à la demande électrique croissante, estimée par RTE (2022) à une hausse de 30% entre 2020 et 2050, un premier parc de 80 éoliennes a été inauguré en mai 2022 au large de Saint-Nazaire. Ce parc symbolise le premier pas de la France vers une industrie éolienne offshore, illustrant sa volonté d'exploiter son

vaste littoral pour soutenir sa transition énergétique vers une production d'électricité décarbonée, en complément de son parc nucléaire qui représente environ 87% de sa production électrique (EDF, 2024).

- **Le navire marchand** (figure 1.1b) : en tant que moyen de transport commercial très prisé, le navire marchand est le principal moyen de transport de marchandise (UNCTAD, 2024), avec une part de 80% du volume du commerce international de biens. Ce secteur dont la croissance annuelle était de 2% en 2024 est un incontournable du commerce mondial en raison d'avantages logistiques, économiques et environnementaux.
- **Le catamaran** : c'est un type de navire multi-usage présentant deux coques. Le HSV-2 *swift* (Jacobi et al., 2014), illustré à la figure 1.1c en est un exemple. Il a notamment été utilisé par la marine américaine pour réaliser des essais en mer dans des conditions sévères au large de la Norvège et du nord-ouest du Royaume-Uni, dans l'Atlantique Nord (Brady et al., 2004). Construit en aluminium par Incat Tasmania, ce navire a été jugé particulièrement adapté de par ses propriétés structurelles optimisées : son faible poids relatif, combiné à une conception robuste, lui permet d'atteindre des vitesses élevées tout en garantissant une intégrité structurelle préservée, même dans des environnements hydrodynamiques et météorologiques exigeants.
- **Le méthanier** : c'est un navire constitué de citernes de géométries variées qui permettent de transporter du gaz naturel liquéfié (GNL). La figure 1.1d présente un méthanier à sphères. Il s'agit pour la plupart de grands navires utilisant un système d'isolation thermique à membranes, tels que les types MARK III ou NO 96 développés par la société Gaztransport et Technigaz (GTT), fixé à la structure du navire et permettant de transporter le gaz sous forme liquide à basse température ($-165°C$) (Malenica et al., 2006; Ten et al., 2011). La mise en arrêt des gazoducs Nord Stream (1 et 2) a donné un coup d'accélérateur à l'activité des méthaniers. En effet, ces navires qui transportent le GNL ont vu depuis 2022 leur part d'activité fortement augmenter dans l'acheminement de gaz vers l'Europe en provenance principalement des États-Unis. Cette explosion de la demande de gaz liquéfié a conduit à une explosion des commandes pour la construction des méthaniers avec les carnets de commande remplis pour les principaux constructeurs.
- **L'unité flottante de production, stockage et déchargement ou FPSO (Floating Production Storage and Offloading) en anglais** : il s'agit d'un bâtiment conçu pour traiter et stocker les hydrocarbures issus des puits sous-marins à proximité (figure 1.1e). En plus de sa capacité à être facilement déployé d'un puits à un autre, il permet également de décharger périodiquement le pétrole brut stocké vers un navire-citerne navette, qui le transporte ensuite vers une installation à terre pour traitement. Cela en fait un substitut aux pipelines en eaux profondes, particulièrement dans les zones à faible rendement.
- **Le semi-submersible** : c'est une plateforme partiellement immergée, composée d'un pont situé au-dessus de la surface de l'eau, soutenu par des colonnes reposant sur des coques submergées. Ces coques jouent un rôle essentiel dans la stabilité de la structure, en particulier dans des conditions maritimes difficiles, en atténuant l'effet des vagues et des mouvements de la mer. Le faible niveau de pilonnement caractéristique de ce type de plateforme (Faltinsen, 1993) explique son utilisation fréquente dans les opérations de forage en mer. Toutefois, son champ d'application ne se limite pas à ce domaine, il peut également servir de base à des grues destinées à la construction des fondations

d'éoliennes offshore (voir figure 1.1f), témoignant ainsi de sa polyvalence.



(a) Éoliennes (Byrne and Houlsby, 2003).



(b) Navire marchand (Furuno, 2025).



(c) Catamaran HSV-2 (Jacobi et al., 2014).



(d) Méthanier à sphères (Wikipédia, 2025).



(e) FPSO (Buchner, 2002).



(f) Semi-submersible (Jiang, 2021).

FIGURE 1.1 – Exemples de structures marines.

L'engouement croissant pour le développement des structures marines ne doit pas occulter la complexité technique pluridisciplinaire que leur conception et leur mise en œuvre impliquent. En premier lieu, il convient de rappeler que parler de structures en mer implique de s'intéresser à l'interaction entre une structure matérielle et un fluide, l'eau en occurrence. Dans le cas des navires, la problématique de l'interaction fluide-structure peut être abordée à travers leur tenue à la mer, c'est-à-dire l'étude de leur comportement et de leur performance sous l'effet des charges hydrodynamiques induisant divers mouvements tels que le tangage, le pilonnement ou encore le roulis. Ces mouvements, sources d'inconfort (mal de mer, difficultés de navigation, etc.), soulèvent également des enjeux majeurs de sécurité et d'opérabilité. Ainsi, certains bâtiments, comme les navires hydrographiques, sont équipés de système anti-rouli permettant de compenser ces mouvements en temps réel. Dans des configurations extrêmes, la combinaison du mouvement global du navire (incluant la cargaison), des impacts hydrodynamiques, du vent, et de la présence d'eau sur le pont peut entraîner des conséquences dommageables pour l'intégrité de la structure. Pour illustrer l'importance de la problématique des interactions fluide-structure en ingénierie marine et côtière, explorons quelques phénomènes particuliers :

— **Les vagues déferlantes** : Les eaux peu profondes constituent un environnement privilégié pour l'installation de structures offshore posées sur le fond marin, telles que les phares (figure 1.2) ou les éoliennes offshore monopiles. Dans ces zones, les vagues déferlantes sont couramment observées : ce sont des vagues dont la crête se renverse lorsque la cambrure atteint un seuil critique, transformant l'énergie ondulatoire en énergie cinétique turbulente (Ibrahim, 2020). Ce phénomène irréversible provoque une perte d'énergie significative. Pour analyser la physique des vagues déferlantes frappant des parois verticales rigides et les chargements engendrés, la théorie du piston de Bagnold/Mitsuyasu (Bagnold, 1939; Mitsuyasu, 1966) est souvent utilisée. De nombreux travaux expérimentaux, notamment sur des cylindres verticaux (Zhao et al., 1996; Paulsen et al., 2019; Hulin, 2024), ont souligné l'importance de prendre en compte l'effet de ces vagues dans le dimensionnement des structures offshore. Par exemple, dans le cas des monopiles, les charges totales induites par les vagues déferlantes peuvent être jusqu'à trois fois supérieurs à ceux générés par des vagues non déferlantes de cambrure comparable (Kjeldsen et al., 1986).



FIGURE 1.2 – Vague déferlante sur le phare de La Jument (Source : Mathieu Rivrin/ Solent News).

— **Le ballottement** : il s'agit du mouvement des fluides à surface libre contenus dans un réservoir soumis à une accélération. La figure 1.3 illustre un exemple typique de ce phénomène dans les réservoirs des méthaniers. Ce phénomène est bien documenté dans le domaine du transport routier, notamment en raison du taux élevé de renversement des camions-citernes transportant des liquides comparativement à ceux transportant des marchandises solides (Ranganathan, 1990; Popov, 1991). Il a été démontré que ces camions sont 4.8 fois plus susceptibles de se renverser en raison des forces et moments additionnels générés par le ballottement, ce qui explique leur faible stabilité au roulis (Modaressi-Tehrani et al., 2006).

Dans le secteur offshore, les pétrolier et les méthaniers transportant du GNL sont également confrontés à ce problème, qui peut être particulièrement sévère pour deux raisons principales (Faltinsen, 1993) : la possible coïncidence entre la période naturelle du mouvement du fluide et les périodes propres du mouvement du navire, ainsi que le faible amortissement de ce mouvement. Lorsque la fréquence d'excitation est proche de la fréquence naturelle du réservoir, le mouvement du fluide s'amplifie considérablement, provoquant des pressions locales et des forces globales élevées, deux facteurs critiques à prendre en compte dans la conception navale.

Afin de se préserver de potentiels risques, certains navires intègrent des dispositifs anti-roulis tels que les réservoirs anti-roulis (contenant des fluides pour contrôler le roulis), les quilles de roulis (structures fixées à la coque pour réduire le roulis) et les ailerons stabilisateurs (qui modifient leur angle pour contrer le roulis grâce à la force créée). Par ailleurs, Ten et al. (2011) soulignent que les méthaniers modernes sont beaucoup plus grands et disposent de capacités accrues par rapport aux générations précédentes (de 138 000 m^3 à 240 000 m^3), avec la possibilité de transporter le GNL à différents niveaux de remplissage. Cette évolution impose d'intégrer, dès la conception, la résistance aux impacts dus au ballottement, qui génère des charges structurelles extrêmes susceptibles de compromettre la structure du navire et son système de confinement (Faltinsen and Timokha, 2009).

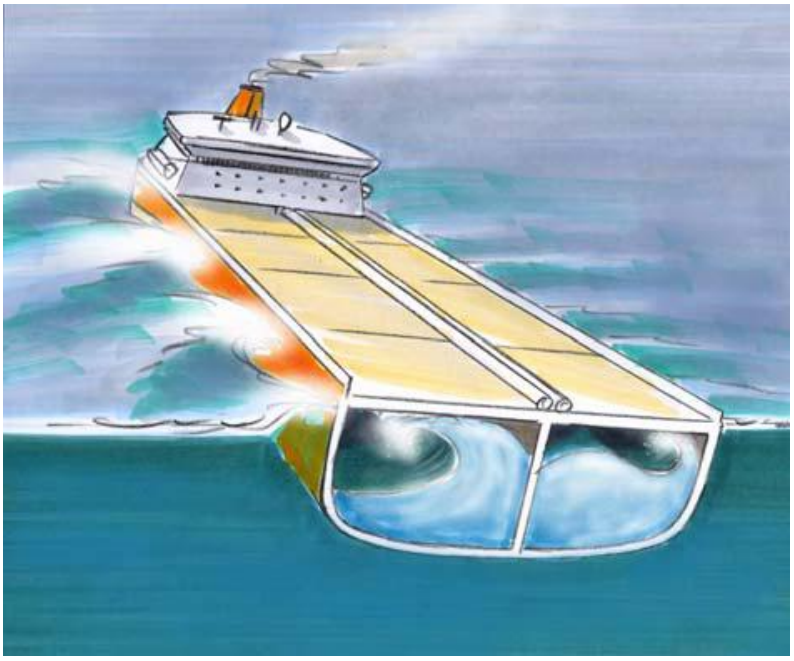


FIGURE 1.3 – Illustration du phénomène de ballottement (Zhu, 2006).

— **Le springing et le whipping** : il s'agit de problèmes qui touchent particulièrement les grands navires pour lesquels les moments de flexion, les forces de cisaillement et les moments de torsion induits par les vagues sont importants (Faltinsen, 1993). Le springing est définit par Storhaug (2007) comme une vibration stationnaire ou apparemment stationnaire à la résonance due aux charges de vagues oscillantes et aux impacts de vagues qui excitent le mode vertical 2-noeuds. Cette excitation peut être linéaire (vagues de petites longueurs d'onde par rapport à la longueur du navire) ou non linéaire. La prise en compte du phénomène de springing est très importante pour les grands navires océaniques et les transporteurs des Grands Lacs ; en augmentant le niveau de ballast dans le réservoir de pointe avant, ils peuvent réduire les effets du springing de 10% à 15% lors de la navigation (Lopes and Troymann, 1989). Comme illustré à la figure 1.4a, le whipping quant à lui est une vibration élastique en régime transitoire de la coque du navire pouvant être due à un impact de vagues. Il peut contribuer à augmenter de 20% la contrainte induite par les vagues dans la coque (Senjanović et al., 2014) agravant ainsi un risque de défaillance par dépassement de la limite ultime (réponse maximale). C'est notamment ce qui est arrivé au MSC Napoli (figure 1.4b), où le whipping a contribué à causer une rupture structurelle près de la salle des machines (Branch, 2008) forçant l'équipage à abandonner le navire. Ce dernier a ensuite été intentionnellement échoué par un remorqueur dans la baie de Lyme. Des travaux de mesures menés sur un pétrolier en condition de ballast et de chargement ont montré que les phénomènes de springing et de whipping affectaient significativement l'endommagement par fatigue du navire, notamment suite aux impacts de slamming (Lacey and Chen, 1995).



(a) Expression artistique du whipping (Faltinsen, 2017).



(b) Rupture de coque du MSC Napoli (Branch, 2008).

FIGURE 1.4 – Le whipping et ses conséquences.

— **Le tossage ou slamming** : c'est un phénomène qui se caractérise par des charges hydrodynamiques brèves et localisées sur une structure offshore. Ces chargements dépendent entre autres de la géométrie de la structure, de ses caractéristiques mécaniques (comportement structural) et de sa vitesse d'impact relative avec l'eau. Éviter le phénomène de slamming peut représenter des coûts supplémentaires pour les navires (Dallinga, 2006) car il constitue la raison principale de réduction de vitesse pour les navires naviguant en mer de face ou de quart avant (Aerteen, 1968). Dans certaines conditions extrêmes, le slamming peut provoquer de sévères dommages par dépassement de la limite ultime des matériaux, dans d'autres conditions il peut engendrer de fortes vibrations de la poutre de coque, à l'origine du phénomène de whipping (Kawakami et al., 1977; Storhaug, 2007) néfaste pour la résistance à la fatigue de ceux-ci. Pour les navires, on peut distinguer globalement quatre types de slamming (Abrate, 2011).
  - **Le slamming de coque** : il survient lorsque la coque du navire réentre dans l'eau après avoir été partiellement ou totalement hors de celle-ci (Abrate, 2011). Selon les conditions de mer et la vitesse du navire, ce phénomène peut causer des dommages importants. La figure 1.5 illustre le slamming de coque de la frégate De Grasse, après une sortie du navire de l'eau il impacte violemment la surface de celle-ci en retombant. Sa modélisation est comparable à celle de l'amerrissage forcé des avions, sujet des premières études sur le slamming (von Karman, 1929; Wagner, 1932).
  - **Le slamming d'étrave** : comme son nom l'indique il se produit lors d'un impact d'une vague avec l'étrave du navire. Une fréquence trop importante des impacts de slamming peut conduire à une fatigue prématurée de la structure du navire et donc à la ruine de celle-ci.



(a) Navire hors de l'eau. (b) Navire impactant la surface de l'eau.

FIGURE 1.5 – Slamming de coque de la frégate De Grasse (Tassin, 2010).

- **Envahissement du pont et impact sur les superstructures (green water)** : c'est le déferlement de l'eau sur le pont d'un navire pouvant survenir lors de tempêtes violentes (figure 1.6). Le terme "eau verte" ou "green water" en Anglais fait référence à l'eau de mer perçue comme verte dans cette situation plutôt que bleue et est utilisé pour faire la distinction entre la grande quantité d'eau qui déferle sur le pont du navire et les embruns présent autour de l'eau de mer qui sont légers et souvent mousseux (Buchner, 2002). C'est un facteur très important à prendre en compte pour assurer la sécurité et l'opérabilité des navires. Il a d'ailleurs été mis en cause dans la catastrophe du M. V. Derbyshire (Faulkner, 2001) survenue en 1980 lors d'un typhon au Japon. C'est à ce jour le plus gros navire britannique perdu en temps de paix. Une étude menée par Gie (1969) sur 243 navires Néerlandais entre 1959 et 1964 a montré qu'éviter l'envahissement du pont a été la raison principale de changement de cap et de vitesse de ceux-ci.



(a) Position initiale des conteneurs. (b) Position après impact "d'eau verte".

FIGURE 1.6 – Conteneurs déplacés suite à l'envahissement par de "l'eau verte" du pont d'un navire (Buchner, 2002).

- **Le slamming de pont mouillé (wet deck slamming en Anglais)** : c'est le slamming de la face inférieure du pont reliant deux coques d'un navire multicoques à l'instar du catamaran (Abrate, 2011). La figure 1.7 montre l'état du catamaran à haute vitesse HSS 1500 après avoir subit un impact hydrodynamique sur la patie inférieure de son pont.



FIGURE 1.7 – Catamaran HSS 1500 endommagé suite au slamming sur la partie inférieure de son pont (Ali-Lavroff et al., 2010).

Comme indiqué par Jacques et al. (2010), avec les agressions accidentelles (collisions entre navires, collisions avec les grands poissons marins, etc.), les efforts induits par le slamming peuvent faire partie des plus importants que subissent les navires (et plus largement les structures offshore). Pour relever les défis posés par ce phénomène et proposer

des équipements offshore aptes aux différents aléas liés à l'environnement marin, les principaux axes de recherche et développement doivent considérer trois points clés et intriqués. Tout d'abord, l'estimation des forces de slamming agissant sur les structures afin de prévoir les risques de défaillance par dépassement de la résistance ultime de celle-ci. Ensuite, le choix des matériaux, le développement de modèles mathématique et l'analyse numérique qui permettront à la fois de mesurer la résistance du matériau, son adaptabilité et d'analyser l'influence du couplage fluide-structure (du fait de la brièveté des impacts la pression hydrodynamique peut être tributaire de la réponse structurelle) en plus de la réduction des différents coûts liés à la conception de la structure. Enfin, mener des évaluations expérimentales sur des modèles simples dans des conditions contrôlées afin d'avoir une base d'étude et de comparaison fiable pour les modèles mathématiques et numériques utiles au dimensionnement de structures offshore plus sûres et ayant une durée de vie plus longue.

1.2 Revue de la littérature

Les impacts hydrodynamiques ne sont pas restreints au domaine des structures marines et offshore, ils sont aussi présents dans le domaine aérospatial (voir par exemple les travaux de Seddon and Moatamedi (2006) et Abrate (2011)). C'est d'ailleurs de l'étude de l'amerrissage des hydravions qu'ont été proposés les premiers modèles sur l'impact hydrodynamique par von Karman (1929) et Wagner (1932).

De manière générale, l'impact d'un projectile dans l'eau se fait souvent en trois phases (Tassin et al., 2014) :

— **La phase d'impact** : elle débute au moment où le projectile entre en contact avec la surface de l'eau. La figure 1.8 illustre une simulation numérique de cette phase dans le cas d'un cylindre impactant une surface d'eau initialement au repos, elle met en évidence la formation de jets latéraux. Ces jets résultent de l'effet de remontée d'eau ("piled-up effect"), décrit par Wagner (1932), où le fluide est projeté le long de la surface du projectile. Ce phénomène est crucial pour comprendre la dynamique de cette phase (Greenhow and Lin, 1983). Durant cette phase, également appelée phase de slamming (Wang et al., 2015a), la surface mouillée s'étend rapidement et les particules d'eau à proximité du corps subissent de fortes accélérations, générant d'importantes charges hydrodynamiques d'origine inertielle. C'est à ce moment que surviennent généralement les efforts les plus élevés, essentiels pour l'analyse de la réponse structurale de l'objet impactant. Korobkin and Pukhnachov (1988) ont montré que l'étude de la ligne de contact entre le fluide et le projectile permettait de caractériser les mécanismes physiques associés à cette phase. Pour un dièdre entrant verticalement dans l'eau, Dobrovol'Skaya (1969) a utilisé une approche de similarité pour déterminer la distribution des pressions en fonction de l'angle de relèvement β. Zhao and Faltinsen (1993) ont observé que lorsque $\beta \geq 45°$, la pression maximale se situait à la pointe du dièdre, tandis que pour $\beta \leq 30°$, des pressions très localisées mais intenses apparaissaient à la racine du jet. Dans le cas d'un cylindre impactant horizontalement, Cointe and Armand (1987) ont montré que la force maximale survient au moment du premier contact avec l'eau. Ainsi, la phase d'impact, durant

laquelle la pression hydrodynamique maximale est généralement atteinte, revêt une importance majeure dans l'évaluation des efforts subis par une structure lors d'un impact.

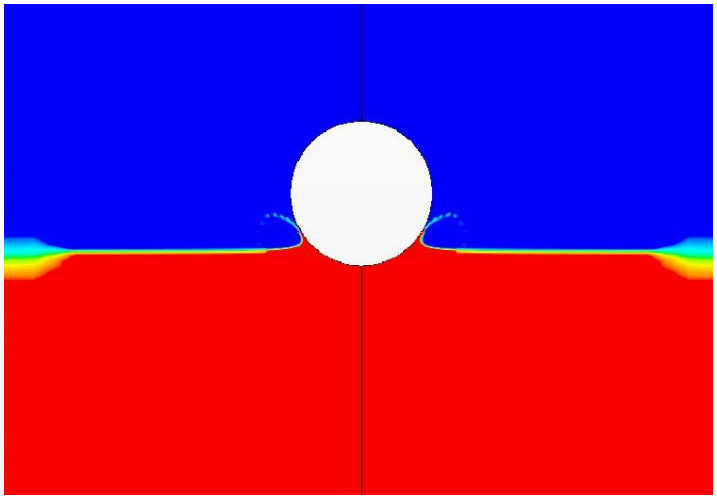


FIGURE 1.8 – Illustration de la phase d'impact d'un cylindre grâce au modèle d'écoulement laminaire sur STAR CCM+ (Larsen, 2013). La surface en bleue représente l'air. La surface en rouge représente l'eau. La surface blanche correspond au cylindre. Les autres couleurs correspondent à un mélange diphasique au niveau de l'interface air-eau, diffuse avec la méthode numérique utilisée.

— **La phase de séparation** : elle correspond à l'étape qui suit immédiatement la phase d'impact. Comme l'expliquent Tassin et al. (2014), elle débute lorsque l'expansion de la surface mouillée cesse. Cette phase se caractérise par le détachement du fluide de la surface du corps impactant, et sa durée varie selon la géométrie du corps ; elle diffère notamment entre les formes lisses (comme le cylindre) et non-lisses (comme le dièdre). La figure 1.9 illustre, par modélisation numérique, cette phase dans le cas de l'impact d'un cylindre horizontal sur l'eau. Durant cette phase, le jet se sépare tangentiellement de la surface du corps, formant un angle d'environ 60° avec la surface libre du fluide non perturbé, dans le cas du cylindre (Tassin et al., 2014; Morvan, 2019). Différents mécanismes physiques peuvent affecter le phénomène de séparation. Larsen (2013) a observé que dans ses simulations numériques, la séparation lors de l'impact ne survient que lorsque la viscosité du fluide est prise en compte. Des travaux expérimentaux ont montré que la nature de la surface du solide (hydrophile ou hydrophobe) influence la séparation et peut même l'empêcher dans certains cas (Duez et al., 2007, 2008). Sun (2007) dans son étude de l'impact d'un cylindre, a retenu un critère basé sur la variation du gradient de pression entre la surface mouillée et l'extrémité du jet lors de la pénétration du cylindre, pour décrire la séparation de l'écoulement du fluide dans des simulations sans viscosité (écoulement potentiel). Cette phase de transition entre l'impact initial et la formation de la cavité est d'une grande importance en ingénierie navale car elle marque une chute significative des charges hydrodynamiques sur la structure. Elle doit donc impérativement être prise en compte dans l'analyse de la réponse dynamique des structures (Tassin et al., 2014).

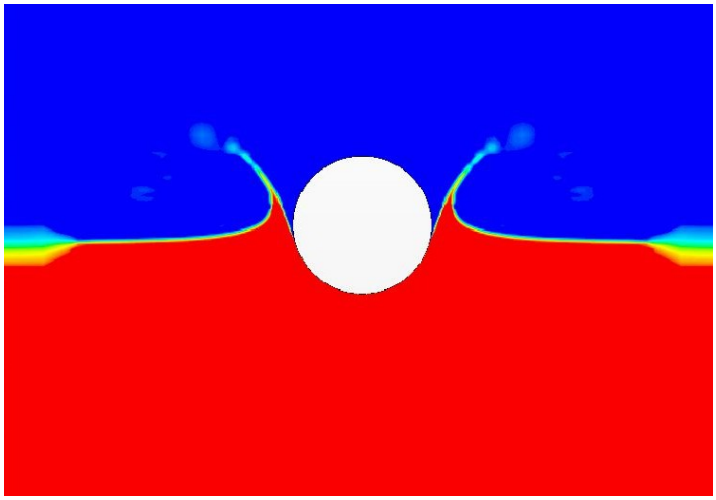


FIGURE 1.9 – Illustration grâce au modèle d'écoulement laminaire sur STAR CCM+ de la phase de séparation suite à l'impact avec l'eau d'un cylindre semi-flottant (Larsen, 2013). La surface en bleue représente l'air. La surface en rouge représente l'eau. La surface blanche correspond au cylindre. Les autres couleurs correspondent à un mélange diphasique au niveau de l'interface air-eau, diffuse avec la méthode numérique utilisée.

— **La phase de formation de la cavité** : comme indiqué par Lee et al. (1997), le transfert d'énergie cinétique du projectile vers le fluide est le mécanisme dominant qui régit la formation de cavités. Lors de l'impact avec la surface libre, une cavité d'air se forme autour du projectile (Abrate, 2011) et se développe jusqu'à ce que la différence de pression entre l'intérieur de la cavité et le fluide environnant équilibre les effets inertiels induits, ramenant ainsi progressivement le fluide à son état initial (Lee et al., 1997). Selon Mackey (1979), cette évolution se divise en deux phases : une phase où la cavité est ouverte, suivie d'une phase de cavité fermée. La figure 1.10 illustre ce processus dans le cas de l'impact d'une bille de billard sur l'eau. On y observe la formation d'une espèce de "cratère" (de rayon R) à l'endroit de l'impact. Duclaux et al. (2007) ont étudié l'évolution temporelle de la cavité depuis sa formation jusqu'à son étranglement, dans le cas de l'impact d'une sphère. Notons U la vitesse d'impact de la sphère, R_0 son rayon et H sa profondeur sous la surface libre au moment de l'étranglement. Ils ont montré que deux dynamiques différentes émergent, selon la relation entre le rapport $\frac{H}{R_0}$ et le nombre de Froude Fr (défini comme $Fr = U/\sqrt{gR_0}$, g étant l'accélération de la pesanteur). Après la fermeture de la cavité, le projectile reste momentanément entouré d'air, avant d'être totalement immergé dans l'eau, sauf si sa vitesse est suffisamment élevée pour faire chuter la pression en dessous du seuil de cavitation. Dans ce cas, de la vapeur d'eau se forme autour du projectile (Truscott et al., 2014), créant une cavité de vapeur : on parle alors de projectile supercavitant. Ce phénomène a été largement étudié, notamment par Plesset and Prosperetti (1977); Ashley (2001); Weiland and Vlachos (2012).



FIGURE 1.10 – Illustration de la cavité formée suite à un impact d'une balle de billard dans l'eau (Truscott and Techet, 2009).

Comme le soulignent Scolan and Korobkin (2001), lorsqu'un corps de forme connue pénètre la surface libre de l'eau avec une loi de mouvement définie, la résolution du problème d'impact repose sur quatre éléments essentiels : la détermination de l'écoulement du fluide, de la distribution des pressions exercées sur le corps, de la géométrie du domaine fluide et de la zone de contact avec le corps. Cependant, comme l'ont montré Korobkin and Pukhnachov (1988), il s'agit d'un problème particulièrement complexe, car la séparation entre les zones mouillées et non mouillées sur la surface du corps ne peut être définie a priori.

D'un point de vue mécanique, lorsqu'un corps rigide de masse M et de géométrie quelconque entre en contact avec la surface de l'eau, il est soumis à plusieurs forces extérieures (Abrate, 2011) : son poids Mg, la poussée d'Archimède F_B, la force capillaire F_c liée à la tension superficielle de l'eau, la force de traînée en régime permanent F_D et la force d'impact F (notons que les évolutions de ces différents termes ne sont pas indépendantes). En notant h la profondeur de pénétration du corps dans le fluide, l'évolution du mouvement peut être décrite en appliquant la relation fondamentale de la dynamique, qui lie ces forces à l'accélération du système.

$$M\ddot{h} = Mg - F_B - F_c - F_D - F, \tag{1.1}$$

Comme l'a expliqué Oliver (2002), une grande partie des recherches sur l'impact fluide-solide, en particulier à grande vitesse, repose sur une hypothèse fondamentale : durant le court laps de temps caractéristique de l'impact (souvent appelé temps de slamming), les effets d'inertie du fluide dominent largement les autres phénomènes physiques, tels que la tension superficielle, la gravité, la viscosité, la compressibilité ou encore la présence éventuelle d'un coussin d'air. Cette hypothèse simplificatrice est souvent un pilier central de la modélisation de ce type de phénomènes, et requiert plusieurs conditions pour être valide (Morvan, 2019; Oliver, 2002; Molin, 2022) :

- **Le fluide est considéré parfait et incompressible** : puisque le fluide considéré est l'eau, dont la viscosité cinématique à 20° C est de l'ordre de 10^{-6} m^2/s, le nombre de Reynolds associé à l'écoulement est très souvent élevé. Cette situation pour laquelle il n'y a pas de détachement de couche limite permet de justifier l'approximation d'un fluide parfait, en négligeant les effets visqueux, lors de la phase d'impact. Par ailleurs, la vitesse du son dans l'eau étant d'environ 1500 m/s, tandis que la vitesse caractéristique de l'écoulement est souvent de l'ordre de quelques mètres par seconde, le nombre de Mach est très faible.
  Notons cependant que la compressibilité joue un rôle lors des tous premiers instants de l'impact d'un corps arrondi (Korobkin, 1992, 1994). De plus, les effets de compressibilité peuvent être importants si des bulles gazeuses sont présentent dans le liquide (fluide aéré) (Peregrine and Thais, 1996; Bullock et al., 2001; Ma et al., 2016; Elhimer et al., 2017, 2022).
- **On néglige la tension superficielle et la gravité** : la tension superficielle à l'interface eau-air est de l'ordre de 10^{-4} N/m. Son effet peut être négligé, car elle conduit généralement à une valeur très élevée du nombre de Weber, indiquant que les forces d'inertie dominent largement les forces capillaires. De plus, le temps caractéristique de l'écoulement étant très court par rapport au rapport entre la vitesse d'écoulement et l'accélération gravitationnelle, cela implique que l'accélération du fluide est largement supérieure à celle de la pesanteur. Ainsi, l'influence de la gravité peut également être considérée comme négligeable dans l'analyse de l'impact lors des premiers instants Wang et al. (2019); Sun et al. (2022).

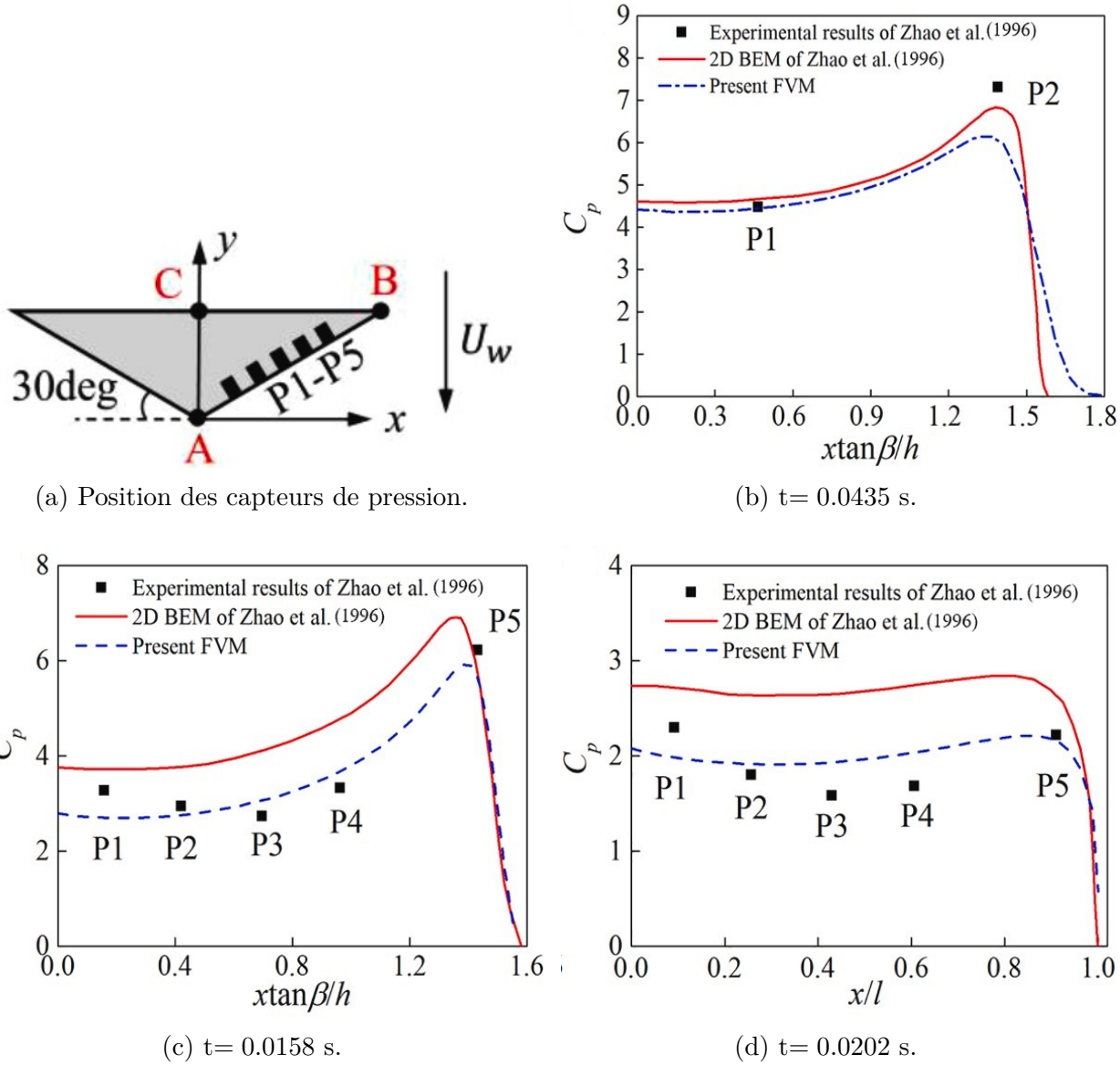
De cette hypothèse, les forces extérieures qui s'appliquent sur le corps impactant se résument à l'effort d'impact. (1.1) devient :

$$-M\ddot{h} = F, \tag{1.2}$$

1.2.1 Effort d'impact

Pour analyser le phénomène de slamming sur les structures marines, il est courant de s'appuyer sur l'étude de formes géométriques simplifiées, permettant de mieux cerner les mécanismes physiques en jeu. Ainsi, plutôt que d'examiner directement le slamming des coques de navires, les chercheurs se tournent fréquemment vers l'étude du slamming d'un dièdre (Dobrovol'Skaya, 1969; Zhao and Faltinsen, 1993; Khabakhpasheva and Korobkin, 2013; Shams et al., 2017). De la même manière, le slamming d'un cylindre (Faltinsen et al., 1977; Sun and Faltinsen, 2006; Silva et al., 2018) est souvent étudié en raison de sa similarité avec l'impact d'une section de certaines parties de la coque de navires (Whelan, 2004). Pour certaines applications offshore spécifiques, l'impact de formes alternatives telles que le cône (Scolan, 2004; Khabakhpasheva et al., 2024) peut également être considéré. Afin de passer des modèles bidimensionnels (2D) à une représentation plus réaliste tridimensionnelle (3D), il est courant d'utiliser la méthode des tranches. Celle-ci consiste à estimer l'effort hydrodynamique total comme la somme des efforts exercés sur chaque section 2D du corps impactant. Cependant, dans le cas réel de l'écoulement, observé lors de l'entrée d'un corps dans l'eau, les forces hydrodynamiques tendent à être surestimées par cette méthode. Cela est attribuée aux effets tridimensionnels (Wen et al., 2023). Dans ce cadre,

Wen et al. (2023) ont réalisé une étude numérique des effets 3D lors de l'impact à vitesse constante de dièdres. Les résultats obtenus ont été comparés aux données expérimentales ainsi qu'aux prédictions du modèle 2D développé par Zhao et al. (1996). La figure 1.11 présente à la fois la disposition des capteurs de pression sur le dièdre et l'évolution du coefficient de pression adimensionné $C_p = \frac{p-p_a}{0.5\rho U_w^2}$; p étant la pression mesurée par chaque capteur, p_a la pression atmosphérique, ρ la densité du fluide et U_w la vitesse d'impact, en fonction de la largeur mouillée adimensionnée x/l ($l = h/tan(\beta)$). Les résultats montrent que le modèle 2D surestime globalement la pression, tandis que le modèle numérique fondé sur la méthode des volumes finis (FVM), intégrant les effets 3D, présente une meilleure concordance avec les observations expérimentales.



(a) Position des capteurs de pression.

(b) t= 0.0435 s.

(c) t= 0.0158 s.

(d) t= 0.0202 s.

FIGURE 1.11 – Illustration des effets 3D lors de l'impact d'un dièdre de longueur finie. (a) Position des capteurs sur le dièdre. (b), (c) et (d) comparaison des coefficients de pression sur le dièdre à trois instants différents (Wen et al., 2023). Les résultats sont donnés pour le cas des essais expérimentaux et la méthode $2D$ des éléments de frontière BEM (Zhao et al., 1996) ainsi que pour le modèle numérique 3D (FVM), proposé par Wen et al. (2023).

Les travaux de Wang et al. (2021) ont également mis en évidence une réduction des efforts dans le cas de l'impact d'un cylindre.

L'estimation de l'effort hydrodynamique lors d'un impact peut se faire grâce à trois approches complémentaires : approche analytique, approche numérique et approche expérimentale.

Approches analytiques

Les premières recherches théoriques sur la prédiction des forces d'impact suite à l'entrée dans l'eau d'un corps solide se sont revélées très difficiles car la solution du problème dépend grandement du changement de la forme de la surface de l'eau. Celle-ci étant très non linéaire, cela rend difficile une résolution analytique exacte du dit problème, rendant nécessaire l'introduction d'hypothèses simplificatrices. Aujourd'hui, l'essentiel des modèles théoriques développés s'inspirent des travaux de von Karman (1929) et Wagner (1932), qui se sont intéressés à l'impact vertical d'un dièdre (structure rigide bidimensionnelle) sur la surface libre d'un liquide au repos, comme l'illustre la figure 1.12. Le problème ainsi posé avait pour but de calculer l'effort hydrodynamique sur un hydravion lors de son amerrissage.

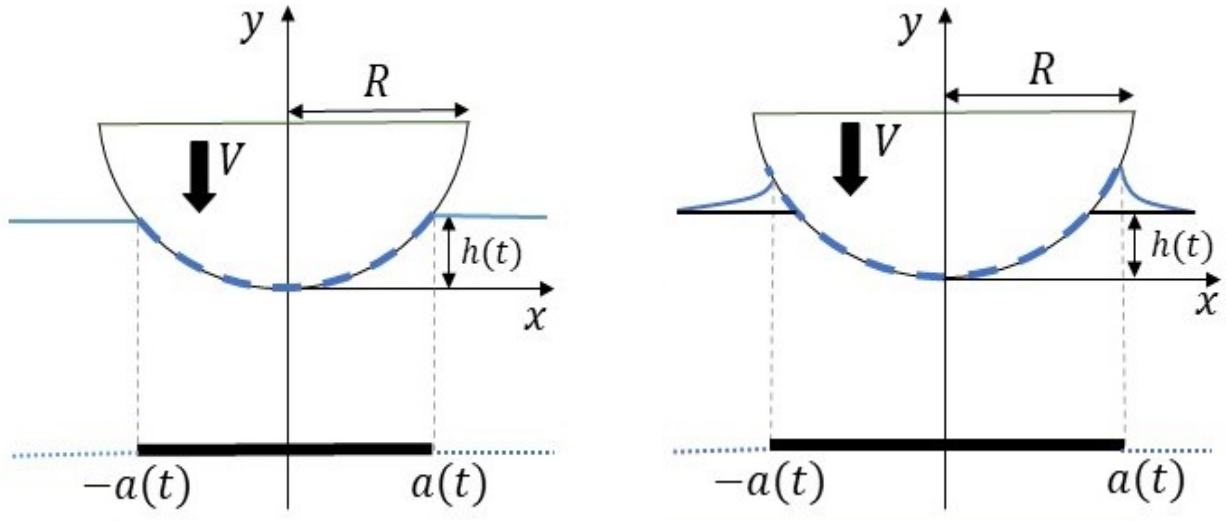
La figure 1.12a illustre le modèle d'impact proposé par von Karman pour résoudre ce problème. Dans ce modèle, l'élévation de la surface libre du liquide lors de l'impact est négligée et la surface mouillée considérée est l'intersection géométrique entre la surface du corps et celle du fluide au repos. Pour résoudre le problème, von Karman introduit le concept de masse ajoutée et utilise le principe de conservation de la quantité de mouvement du système corps-fluide. Concrètement, considérons un dièdre rigide (ou tout autre corps solide) de masse M, se déplaçant verticalement avec une vitesse initiale constante V vers la surface de l'eau au repos. Lors de l'impact, sa vitesse diminue progressivement au cours de la pénétration, (nous la noterons $\dot{h}$, où h désigne la profondeur de pénétration dans le fluide). Selon von Karman, cette décélération du corps s'accompagne d'une augmentation apparente de sa masse par l'intermédiaire d'une masse ajoutée M_a liée au mouvement du fluide causé par le solide. Ainsi, par conservation de la quantité de mouvement, cette masse ajoutée évolue avec le temps et doit être prise en compte pour évaluer précisément la force d'impact. Par conservation de la quantité de mouvement, on a :

$$MV = (M + M_a)\dot{h}. \tag{1.3}$$

La mise en évidence de cette équation simple permet à von Karman de proposer, par dérivation temporelle, une expression analytique de l'effort hydrodynamique exercé sur un dièdre, et par extension, de formuler l'équation du mouvement intégrant la masse ajoutée. Plus précisément, en dérivant l'équation (1.3) par rapport au temps, puis en remplaçant le terme $M\ddot{h}$ par $-F_h$, conformément à l'équation (1.2), on obtient la relation suivante :

$$F_h(t) = \frac{d}{dt}\left(M_a\dot{h}\right) = M_a\ddot{h} + \frac{dM_a}{dh}\dot{h}^2, \tag{1.4}$$

Cette équation montre que l'effort hydrodynamique total peut être décomposé comme la somme de deux termes : un terme inertiel, proportionnel à l'accélération du corps, lié à la masse ajoutée (appelé terme de masse ajoutée) et un terme de slamming, proportionnel au carré de la vitesse de pénétration, issu de la variation de la masse ajoutée avec la profondeur de pénétration.



(a) Modèle de Von Karman. (b) Modèle original de Wagner.

FIGURE 1.12 – Modèles d'impact de von Karman et Wagner. Le problème considéré est l'impact avec une vitesse V de la surface de l'eau initialement au repos par un demi-cylindre. La surface de l'eau est matérialisée en bleue et les traits noirs épais matérialisent la surface mouillée linéarisée de largeur $2a(t)$.

À partir de l'équation (1.3), on peut exprimer la vitesse et l'accélération de pénétration du corps de la manière suivante :

$$\dot{h} = \frac{M}{M + M_a} V \Rightarrow \ddot{h} = -\frac{\dot{h}^3}{MV} \frac{dM_a}{dh}. \tag{1.5}$$

En injectant cette expression dans l'équation (1.2), on obtient une nouvelle formulation de l'effort hydrodynamique pour le cas spécifique d'un corps en chute libre :

$$F_h = \frac{\dot{h}^3}{V} \frac{dM_a}{dh}. \tag{1.6}$$

La relation (1.6) met en évidence le fait que, si la masse ajoutée est connue, il est possible de calculer l'effort hydrodynamique exercé sur un corps impactant une surface libre d'eau au repos. Von Karman proposa de prendre pour la masse ajoutée la moitié de celle d'une plaque plane de largeur $2a$ (a étant la demi-largeur mouillée, voir figure 1.12) :

$$M_a = \frac{\pi}{2} \rho a^2. \tag{1.7}$$

Le tableau 1.1 fournit les expressions analytiques de cette demi-largeur mouillée (Abrate, 2011), ainsi que celles de l'effort hydrodynamique (lors d'une chute libre) pour deux géométries : le dièdre et le cylindre.

Géométrie	a	F_h
Dièdre	$\frac{h}{\tan\beta}$	$\frac{\pi\rho}{v\tan^2\beta}h\dot{h}^3$
Cylindre	$\sqrt{2Rh-h^2}$	$\frac{\dot{h}^3}{V}\pi\rho(R-h)$

TABLEAU 1.1 – Expressions de la demi-largeur mouillée et de l'effort hydrodynamique (lors d'une chute libre) sur un dièdre et un cylindre selon l'approche de von Karman.

En ce qui concerne le cylindre, l'instant initial d'impact est aussi l'instant pour lequel l'effort hydrodynamique est maximal (Cointe and Armand, 1987; Abrate, 2011). Grâce à l'expression de F_h pour le cylindre, on trouve comme prédiction de l'effort hydrodynamique maximale par l'approche de von Karman :

$$F_h^{max} = \pi\rho RV^2, \tag{1.8}$$

L'approche de von Karman sous-estime l'effort maximal sur le cylindre (Cointe and Armand, 1987) et de manière générale sur les autres géométries. Néanmoins, elle fournie une expression simple permettant d'estimer l'effort hydrodynamique et peut également permettre d'avoir une image de l'échange d'énergie cinétique entre le corps impactant et le fluide. Soit ΔT_c la variation d'énergie cinétique du corps impactant et ΔT_e la variation d'énergie cinétique de l'eau. On a :

$$\begin{aligned} \Delta T_c &= \frac{1}{2}M(V^2-\dot{h}^2), \\ \Delta T_e &= \frac{1}{2}M_a\dot{h}^2, \end{aligned} \tag{1.9}$$

Le rapport entre la variation d'énergie cinétique de l'eau et la variation d'énergie cinétique du corps donne :

$$\frac{\Delta T_e}{\Delta T_c} = \frac{M}{2M+Ma}, \tag{1.10}$$

ce rapport semble indiquer que moins de 50% de l'énergie dissipée par le corps lors de l'impact est réellement transférée au fluide. D'après Payne (1993), le travail nécessaire pour mettre en mouvement la masse ajoutée dans l'eau est inférieur au travail mécanique total produit par l'impact. Il en a conclu que, dans le cas d'un fluide infini, le travail manquant serait probablement tranféré aux jets (qui ne sont pas modélisés dans l'approche de von Karman). Abondant dans ce sens, Molin et al. (1996) ont montré que juste après l'impact, l'énergie perdue par le corps était répartie de manière équilibrée entre l'accélération de la masse fluide environnante et la formation des jets latéraux.

La figure 1.12b illustre le modèle d'impact proposé par Wagner, qui, contrairement à celui de von Karman, prend en compte la déformation de la surface libre au moment de l'impact. Ce modèle va s'appuyer lui aussi sur l'approximation du "corps plat" et la théorie de l'écoulement potentiel pour proposer un traitement mathématique du problème. Wagner introduit la notion de correction mouillée pour intégrer l'effet dit "piled-up" (Korobkin, 2004) : il s'agit de la remontée de la surface libre du fluide le long du corps impactant. Dans l'article original de 1931, le dièdre est supposé pénétrer l'eau à vitesse constante $\dot{h} = V$, avec un faible angle de relèvement β, ce qui permet selon Wagner de linéariser l'équation de Bernoulli (le cas d'une vitesse variable peut également être traité) ainsi que

les conditions aux limites sur la surface libre non pertubée. Dans ce cadre, la condition de surface libre devient une condition de potentiel nul, et la surface mouillée est remplacée par une plaque plane, dont la largeur (encore inconnue) est déterminée au cours de la résolution. La condition de Wagner impose que les déplacements des particules fluides restent finis aux bords de la plaque plane, c'est-à-dire aux points $x = \pm a(t)$.

Dans ce modèle, l'effort hydrodynamique est obtenu par intégration de la pression sur la surface mouillée. L'écoulement est supposé irrotationnel (conformément au théorème de Kelvin, puisque le fluide est initialement au repos), et le fluide est considéré en profondeur infinie, ce qui permet de négliger les effets de fond marin. On suppose aussi que lors des premiers instants d'impact, la largeur mouillée évolue plus vite que la pénétration du corps dans l'eau c'est-à-dire que la condition $h(t) << a(t)$ soit vérifiée. La figure 1.13 résume ce modèle, basé sur l'approximation du disque plat et la linéarisation de l'équation de Bernoulli. La pression au point x de la largeur mouillée est donc donnée par :

$$P(x,t) = -\rho \frac{\partial \varphi(x,t)}{\partial t}, \tag{1.11}$$

φ est le potentiel de vitesse tel que :

$$\begin{cases} \Delta\varphi = 0, & y < 0 \\ \varphi = 0, & y = 0 \text{ et } |x| > a(t) \\ \dfrac{\partial \varphi}{\partial y} = -V, & y = 0 \text{ et } |x| < a(t) \\ \varphi = 0, & y = 0 \text{ et } t = 0 \\ \varphi \to 0, & (x^2 + y^2) \to \infty \end{cases} \tag{1.12}$$

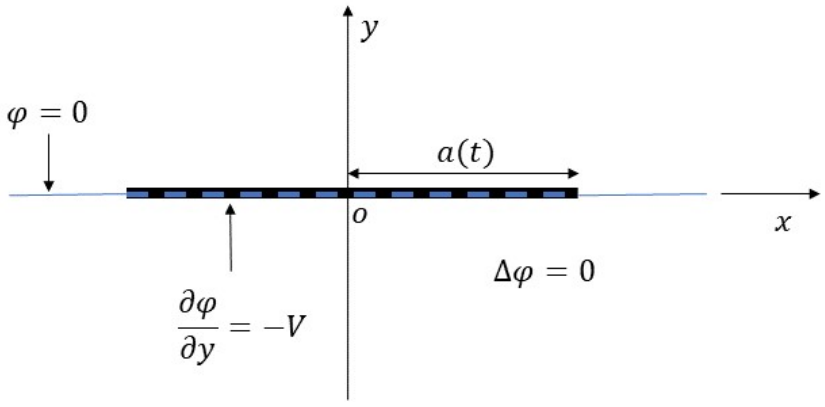


FIGURE 1.13 – Illustration du modèle de Wagner linéarisé.

La résolution du système d'équations (1.12), comme présentée par Newman (1977) et Oliver (2002), permet d'obtenir une expression analytique du potentiel de vitesse au niveau de la surface mouillée sous la forme :

$$\varphi(x,t) = -V\sqrt{a^2(t) - x^2}. \tag{1.13}$$

La demi-largeur mouillée $a(t)$ est obtenue grâce à la condition de Wagner, exprimée comme suit (Newman, 1977; Korobkin, 2004; Tassin et al., 2014; Morvan, 2019) :

$$\int_0^{\frac{\pi}{2}} f(a(t)\sin(\theta))d\theta = \frac{\pi}{2}h(t), \tag{1.14}$$

$f(x)$ est la fonction géométrique décrivant la forme du corps (elle sera détaillée au Chapitre 2 de ce manuscrit). Les expressions précises de $f(x)$ ainsi que celles de la demi-largeur mouillée $a(h)$ pour les cas particuliers du dièdre et de la parabole (équivalente à celle d'un cylindre aux premiers instants d'impact pour lesquels $x << R$) sont répertoriées dans le tableau 1.2.

Géométrie	f	a
Dièdre	$\lvert x\rvert \tan\beta$	$\frac{\pi}{2}\frac{h}{\tan\beta}$
Parabole	$\frac{x^2}{2R}$	$2\sqrt{Rh}$

Tableau 1.2 – Expression de la fonction décrivant la forme du corps et de la demi-largeur mouillée dans le cas d'un dièdre et d'un cylindre selon l'approche de Wagner.

En dérivant l'expression du potentiel de vitesse donnée par l'équation (1.13), par rapport au temps, on obtient une expression de la pression exercée sur la zone mouillée :

$$P(x,t) = \frac{a\dot{a}}{\sqrt{a^2-x^2}}\rho V. \tag{1.15}$$

L'on observe que cette formule présente une singularité en $x = \pm a$, où la pression devient infinie (le champ de pression est néanmoins intégrable afin de calculer la force hydrodynamique totale).

Le modèle original de Wagner ne permet pas de décrire complètement le champ de pression sur la surface de contact. En s'intéressant au cas d'impact d'un dièdre, Greenhow (1987) a montré que lors de la phase initiale d'impact d'un corps solide sur un fluide, le domaine fluide se divisait en trois parties (voir figure 1.14) : le domaine extérieur, correspondant à celui considéré dans le modèle de Wagner, la zone de la racine du jet, située à la base du jet émergent et la zone du jet elle-même. Le modèle initial de Wagner néglige les effets dans la racine et la zone du jet, ce qui engendre la singularité de la pression. Pour remédier à cette singularité, Watanabe (1986) a utilisé une technique d'expansion asymptotique raccordée, qui permet de relier la zone de la racine du jet au domaine extérieur décrit par Wagner. Howison et al. (1991) ont généralisé cette approche au problème d'impact des corps bidimensionnels de forme quelconque, pour de faibles angles de relèvement.

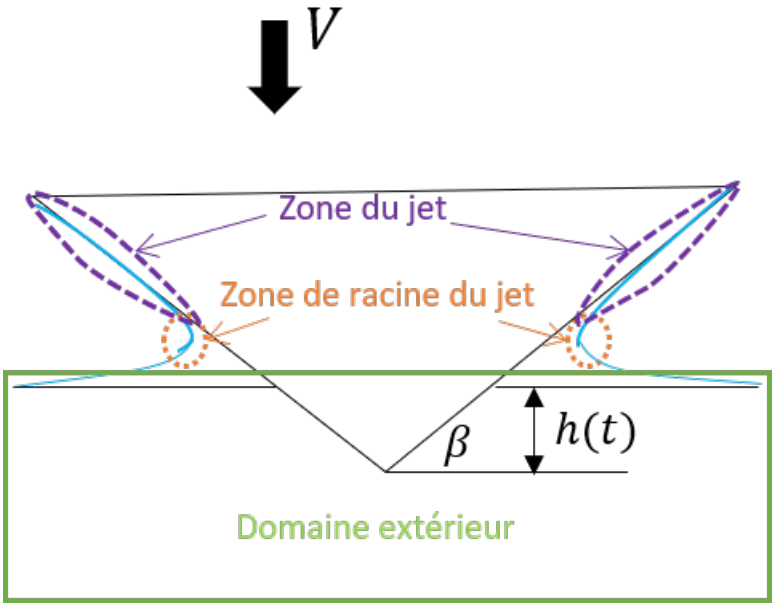


FIGURE 1.14 – Formulation composite de l'impact d'un dièdre sur la surface libre de l'eau initialement au repos.

Zhao et al. (1996) ont proposé une version généralisée du modèle de Wagner, qui repose sur deux modifications essentielles : les conditions aux limites linéarisées ne sont plus imposées sur la surface libre non perturbée, mais sur le plan horizontal situé à la hauteur de la remontée du jet et la condition sur la géométrie du corps est appliquée à sa position réelle. Cette approche permet une meilleure estimation de la distribution de pression et de la force de slamming que le modèle original de Wagner, mais nécessite un traitement numérique bien plus complexe. Toutefois, dans le cas d'un dièdre présentant un angle de relèvement compris entre 20° et 40°, cette méthode tend à surestimer l'effort hydrodynamique. En conservant les mêmes hypothèses de linéarisation et de conditions initiales, mais en résolvant le problème aux valeurs limites à chaque instant via une transformation conforme, Mei et al. (1999) ont proposé une solution analytique applicable théoriquement à l'ensemble des géométries, notamment celles représentées par les formes de Lewis (Landweber and Macagno, 1967; Von Kerczek and Tuckk, 1969). Il s'agit de géométries permettant une représentation analytique du domaine d'écoulement sur un demi-plan. Les résultats obtenus montrent une bonne estimation du coefficient de slamming (effort adimensionné de slamming) dans le cas du dièdre pour un angle de relèvement supérieur à 20°. Néanmoins, on a une sous-estimation de ce coefficient dans le cas du cylindre, notamment aux premiers instants de l'impact. Comme indiqué par Korobkin (2004), dans le cas de l'impact d'un dièdre, intégrer la pression sur toute la surface mouillée, y compris les zones à pression négative (comme le font Mei et al. (1999)), améliore l'estimation de l'effort hydrodynamique pour de grands angles de relèvement. En revanche, négliger les pressions négatives (comme dans le modèle de Zhao et al. (1996)) donne de meilleures estimations pour de faibles angles de relèvement. Cela souligne l'importance d'une prise en compte précise du comportement de l'écoulement et de la pression autour des points de contact entre le corps et le fluide. Pour répondre à cette problématique, Khabakhpasheva et al. (2014) ont développé une nouvelle formulation du modèle généralisé de Wagner, dans

laquelle le problème est ramené à deux équations intégrales non linéaires. Cette approche permet à la fois de déterminer la transformation conforme du domaine d'écoulement et de calculer la position du point de contact entre le corps et la surface libre. Logvinovich (1969) a repris l'approximation du disque plat de Wagner, à laquelle il a ajouté un terme correctif au potentiel de vitesse. Ce terme permet, via l'équation de Bernoulli non linéarisée, de générer des pressions hydrodynamiques positives au niveau du point de contact. De plus, il impose que la vitesse d'écoulement au point de pression nulle soit le double de celle du point de contact, cette dernière étant déterminée par la condition de Wagner. Les résultats de son modèle montrent une bonne concordance avec les données expérimentales et les simulations numériques. Korobkin (2004) a établi que le coefficient de slamming (effort adimensionné de slamming) pour un cylindre, dans le cadre du modèle original de Logvinovich (OLM), peut être exprimé analytiquement comme suit :

$$C_s(t) = 2\pi + \sqrt{\frac{h}{R}}\left(0.84 \ln\left(\frac{h}{R}\right) - 5.72\right) - 6.13\,\frac{h}{R}. \tag{1.16}$$

Dans le même article, il a proposé un autre modèle appelé modèle modifié de Logvinovich (MLM) permettant d'étendre le modèle original de Logvinovich aux autres types de corps. La figure 1.15 montre les coefficients de slamming obtenus grâce aux modèles de von Karman (VKM), de Wagner original (OWM), de Wagner généralisé (GWM) tel que proposé par Khabakhpasheva et al. (2014) et aux modèles de Logvinovich (OLM et MLM). La comparaison de l'évolution du coefficient de slamming pour chaque modèle aux résultats expérimentaux de Cointe and Armand (1987) montre que le modèle de Logvinovich modifié et le modèle de Wagner généralisé permettent d'avoir une assez bonne estimation de l'effort hydrodynamique jusqu'à $\frac{h}{R} \approx 0.23$. Comme indiqué par Khabakhpasheva et al. (2014), le modèle de Logvinovich modifié reste en accord avec les résultats du modèle GWM pour des angles de relèvement inférieurs ou égaux à 70°. Comme l'ont souligné Tassin et al. (2014), le modèle de Wagner généralisé a tendance à s'éloigner des prédictions expérimentales de Campbell and Weynberg (1980) pour $\frac{h}{R} \geq 0.35$. Ils ont proposé un modèle par prolongement fictif du corps qui permette de prendre en compte la phase de séparation pour améliorer les prédictions du modèle de Logvinovich modifié. Ce modèle sera développé au Chapitre 2 du présent manuscrit.

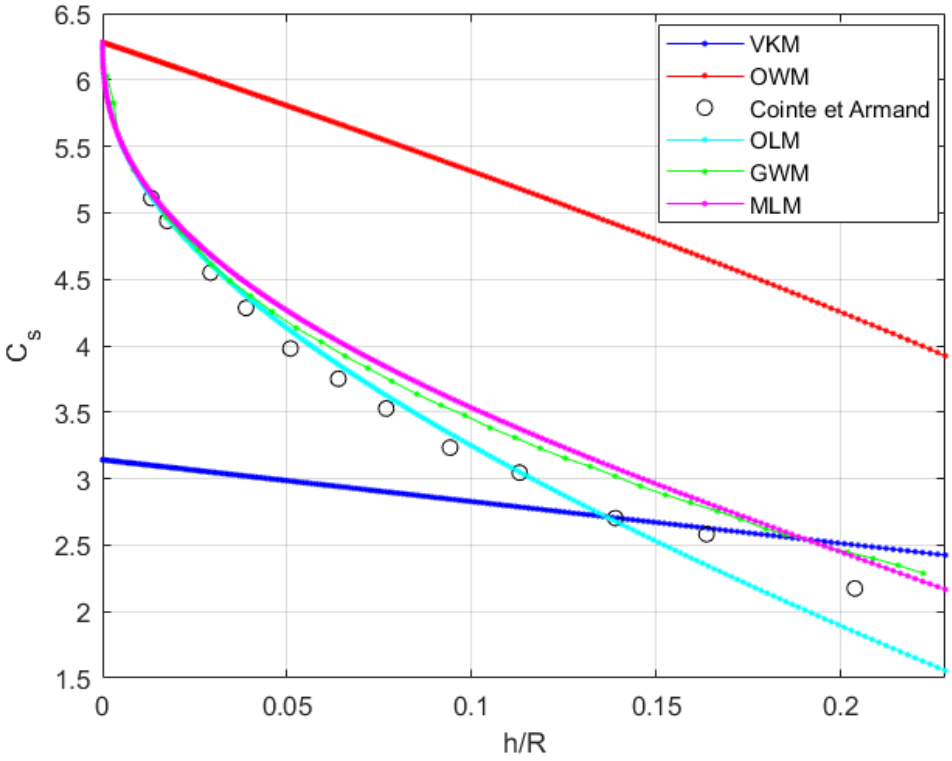
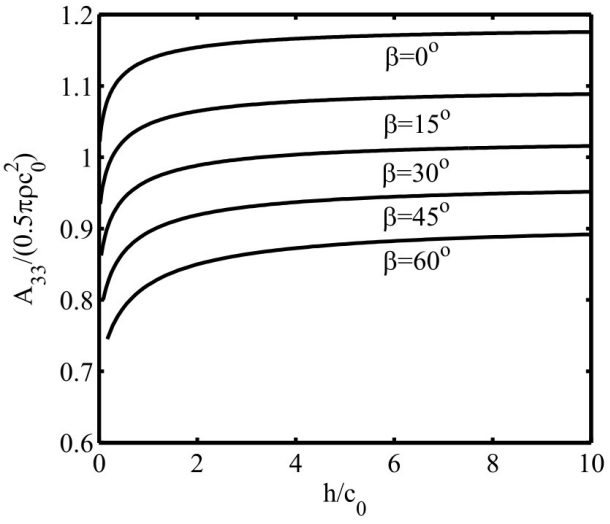
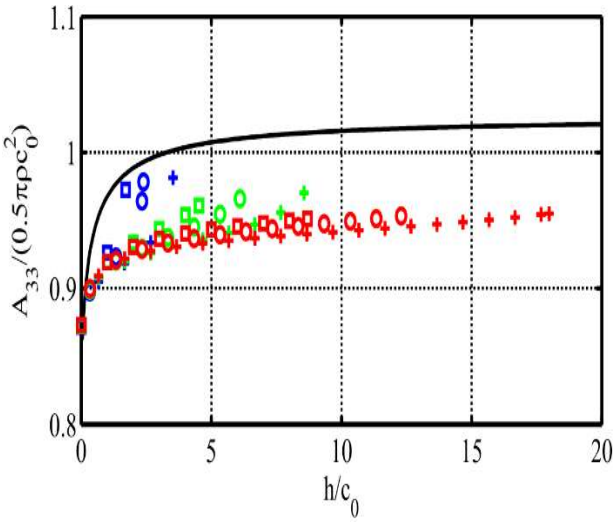


FIGURE 1.15 – Coefficient adimensionné de slamming obtenus par différents modèles dans le cas de l'impact du cylindre. Les résultats expérimentaux de Cointe and Armand (1987) sont aussi présentés.

Certains travaux se sont intéressés à l'estimation du coefficient adimensionné de masse ajoutée après séparation. En particulier, Wang et al. (2019) ont proposé des modèles physiques simplifiés visant à estimer les forces exercées sur un corps rigide pénétrant la surface libre d'un fluide, en tenant compte de la présence d'une cavité ouverte et uniforme. Ils se sont plus particulièrement intéressés à l'évolution de la masse ajoutée avec la profondeur de pénétration, ainsi qu'aux paramètres physiques qui l'influencent. La figure 1.16a illustre l'évolution de la masse ajoutée prédite par leur modèle après séparation dans le cas d'un impact vertical d'un dièdre sur de l'eau initialement au repos, pour plusieurs angles de relèvement. Les résultats du modèle sont comparés aux simulations numériques pour un angle de relèvement $\beta = 30°$ (figure 1.16b). On observe d'une part, une augmentation rapide de la masse ajoutée dans les premiers instants après la séparation, suivie d'une stabilisation rapide de cette valeur (ce comportement est confirmé par les simulations), d'autre part, on a une diminution de la masse ajoutée lorsque l'angle de relèvement du dièdre augmente. Ils ont pu démontré avec ce travail que les paramètres majeurs affectant la masse ajoutée sont la géométrie du corps impactant et la profondeur de pénétration.



(a) Évolution de la masse ajoutée adimensionnée en fonction de la profondeur de pénétration du dièdre dans l'eau (après l'instant de séparation) pour plusieurs angles de relèvement.



(b) Comparaison entre la masse ajoutée adimensionnée prédite par le modèle de Wang et al. (2019) et les simulations numériques pour $\beta = 30°$.

FIGURE 1.16 – Masse ajoutée adimensionnée pour un dièdre après séparation, prédite par le modèle proposé par Wang et al. (2019) et comparaison avec les simulations numériques pour $\beta = 30°$. La ligne représente les prédictions du modèle et les symboles colorés représentent les résultats des simulations numériques. h est la profondeur de pénétration après l'instant de séparation et c_0 la demi-largeur du dièdre.

Approches numériques

Les modèles analytiques ont montré une bonne capacité à prédire les efforts hydrodynamiques lors de l'impact sur des géométries simples et des problèmes 2D. En revanche, lorsqu'il s'agit de géométries complexes, le recours à des méthodes numériques devient

souvent indispensable. Ces méthodes relèvent du domaine de la mécanique des fluides numérique (CFD, Computational Fluid Dynamics), basées sur la résolution des équations d'Euler ou de Navier-Stokes. Certains modèles s'appuient sur la théorie potentielle de Wagner, pour modéliser numériquement l'impact (Constantinescu, 2006; Donguy, 2002; Peseux et al., 2005). Ces modèles, basés sur la résolution du problème potentiel linéarisé, utilisent généralement la méthode des éléments finis. Cependant, cette approche est limitée aux impacts avec de faibles angles de relèvement, comme le stipule la formulation originale de Wagner. Pour traiter des situations avec des angles plus importants, des travaux comme ceux de Zhao and Faltinsen (1993) ont introduit des modèles reposant sur la méthode des éléments de frontière, adaptés à la résolution du problème potentiel non linéaire. Des améliorations notables ont été apportées par Battistin and Iafrati (2003) ainsi que par Sun and Faltinsen (2006). Comme relevé par Zhu (2006), dans le cas d'écoulements violents associés à de fortes déformations de la surface libre, les méthodes fondées sur la résolution complète des équations d'Euler ou de Navier-Stokes sont généralement plus robustes. Parmi elles, on retrouve la méthode SPH (Smoothed Particle Hydrodynamics) et les méthodes de différences finies et de volumes finis, couplées à des techniques de suivi ou de capture de surface libre comme la méthode VOF (Volume of Fluid) ou Level Set (LS). De manière générale, les méthodes CFD peuvent être classées en méthodes sans maillage à l'instar de la méthode SPH et en méthodes avec maillage. Les méthodes avec maillage peuvent être subdivisées en trois catégories (Fekken, 2004). Tout d'abord, on a les méthodes lagrangiennes (méthodes à maillage mobile) pour lesquelles le maillage suit le mouvement du fluide et épouse la géométrie exacte des interfaces (surface libre, parois solides). L'application des conditions aux limites est précise, sans diffusion numérique à l'interface. Ces méthodes sont efficaces pour des géométries faiblement déformées. Toutefois, elles peuvent devenir lourdes en temps de calcul dans le cas de surfaces libres fortement déformées ou de corps en mouvement arbitraire, car elles nécessitent un remaillage fréquent. Ensuite, on a les méthodes euleriennes (méthodes à maillage fixe) pour lesquelles l'interface n'est pas suivi explicitement mais reconstruite à partir des variables de champ sur un maillage fixe via les fractions volumiques (voir par exemple les travaux de Kleefsman et al. (2005) et Qian et al. (2006)). Cette méthode est adaptée pour des problèmes avec de grandes déformations de surface libre et ne nécessite pas un remaillage, ce qui simplifie la discrétisation et facilite la gestion des changements de topologie. Cependant, comme indiqué par Fekken (2004), la difficulté d'appliquer précisément les conditions aux limites à l'emplacement exact de la frontière génère une incertitude sur la localisation de l'interface (de l'ordre d'une cellule de maillage) et une perte de précision si les détails de l'interface ne sont pas capturés par le maillage. Notons aussi les méthodes de couplage Euler-Lagrange (voir par exemple les travaux de Aquelet et al. (2006)) dans lesquelles l'écoulement fluide est décrit à l'aide d'un formalisme Eulérien, tandis qu'un maillage Lagrangien est utilisée pour le solide.

En modélisation numérique CFD, les équations aux dérivées partielles régissant l'écoulement sont discrétisées en systèmes d'équations algébriques, résolubles par ordinateur. La modélisation repose sur trois équations fondamentales : l'équation de continuité (conservation de la masse), la conservation de la quantité de mouvement (2e loi de Newton) et la conservation de l'énergie. Ces équations traduisent les principes physiques universels de la dynamique des fluides et s'appliquent indifféremment à tout type d'écoulement, leur forme mathématique restant inchangée. Comme l'a indiqué Johannessen (2012), la

résolution d'un problème d'écoulement par CFD suit une démarche méthodique et universelle, indépendante du logiciel utilisé. Elle commence par la modélisation mathématique (choix du modèle spécifique et des conditions aux limites physiques), celle-ci dépend des phénomènes physiques que l'on cherche à modéliser. Vient ensuite la formulation numérique : construction du maillage, sélection des schémas de discrétisation temporelle et spatiale, définition des conditions initiales et aux limites numériques, et résolution des équations discrétisées (en veillant à la stabilité et à la cohérence). Après l'implémentation informatique (programmation structurée et exécution du code), les résultats sont analysés et visualisés pour en tirer des conclusions pratiques, répondant ainsi aux problèmes hydrodynamiques posés. Un aperçu des principales méthodes numériques utilisées dans le domaine des impacts hydrodynamiques est donné ci-dessous :

- **Méthode des éléments de frontière (BEM)**
  Cette méthode repose sur la théorie potentielle et a été utilisée dans divers contexte pour résoudre les problèmes d'impact hydrodynamique. Kashiwagi (1996) l'a utilisée pour étudier les mouvements non linéaires induits par les vagues sur un corps flottant. Greco et al. (2004) l'ont utilisée pour examiner l'envahissement d'eau sur le pont d'un navire, avec des vagues plongeantes fortement non linéaires. Xu et al. (2008) ont couplé la méthode BEM à une solution analytique (pour le jet) basée sur l'approximation des écoulements quasi-unidimensionnels pour étudier l'impact hydrodynamique d'un dièdre asymétrique pénétrant obliquement à vitesse constante l'eau initialement au repos. Un des travaux majeurs illustrant l'efficacité de la méthode des éléments de frontière est celui de Zhao and Faltinsen (1993). Ils ont appliqué cette méthode à l'étude de l'impact d'un corps bidimensionnel de section arbitraire pénétrant dans l'eau. Leur approche se distingue par la gestion précise des jets d'eau formés à l'interface entre la surface libre et le corps, une bonne conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie. La méthode a été validée par comparaison avec les solutions issues de la méthode des similarités de Dobrovol'Skaya (1969), notamment pour l'impact vertical à vitesse constante des dièdres avec différents angles de relèvement. Dans une autre étude, Greenhow (1988) a utilisé une méthode des éléments de frontière fondée sur le théorème de Cauchy pour analyser l'entrée et la sortie d'eau d'un cylindre rigide. Plus récemment, Sun and Faltinsen (2006) ont également utilisé la méthode des éléments de frontière pour simuler l'écoulement lors de l'impact hydrodynamique d'un cylindre circulaire horizontal. En combinant la méthode numérique avec une solution analytique locale, ils ont pu modéliser efficacement la séparation de l'écoulement (non visqueux) sur la surface courbe du cylindre.
- **Méthode SPH (Smoothed Particle Hydrodynamics)**
  La méthode SPH est une approche particulaire lagrangienne utilisée pour la simulation numérique des écoulements fluides. Initialement développée par Lucy (1977) et Gingold and Monaghan (1977) pour modéliser la fission d'étoiles en rotation rapide, cette méthode se distingue des techniques classiques basées sur les différences finies. En effet, SPH repose sur des particules mobiles qui transportent l'ensemble des informations du fluide et dont le mouvement est gouverné par les équations du fluide. Ces particules constituent à la fois le support de calcul et la structure de résolution, simplifiant ainsi considérablement l'implémentation numérique. Rapidement, cette méthode a trouvé de nombreuses applications, allant de la propagation d'ondes solitaires (Monaghan and Kos, 1999) aux impacts de corps solides sur l'eau (Monaghan et al., 2003), démontrant

ainsi sa polyvalence dans le traitement des écoulements à surface libre complexes. Ses principaux avantages résident dans sa nature lagrangienne, qui facilite le traitement de problèmes multidimensionnels ou asymétriques en concentrant les points de calcul uniquement dans les zones occupées par la masse, évitant ainsi le gaspillage de ressources dans les régions vides. De plus, la méthode SPH intègre aisément divers phénomènes physiques tout en offrant robustesse et précision, même au-delà de son cadre théorique strict.

Landrini (2003) a montré l'efficacité de SPH pour simuler le ballottement d'un fluide dans un réservoir, avec une bonne concordance entre résultats numériques et expérimentaux. Cependant, la gestion des frontières demeure un défi important : la méthode peine à empêcher les particules de les traverser, notamment dans le cas de conditions aux limites complexes, ce qui peut restreindre son usage (Dalrymple, 2003). Les frontières naturelles, éloignées des zones d'intérêt ou périodiques, sont cependant bien prises en compte. Oger et al. (2006) ont proposé une étude approfondie de la méthode SPH appliquée à la simulation numérique du couplage fluide/solide dans les écoulements à surface libre. Après avoir présenté les formulations classiques, ils ont introduit une nouvelle technique d'échantillonnage des particules visant à mieux évaluer la pression du fluide sur les parois solides. Cette méthode a été étendue pour modéliser la dynamique de corps en mouvement libre, dans une optique de couplage fluide/solide. Ils ont également proposé une résolution spatiale adaptative basée sur une longueur de lissage variable, accompagnée d'une nouvelle formulation des équations. La validation de cette approche s'est appuyée sur deux cas tests d'impact de dièdre sur l'eau pour lesquels des résultats de référence (analytiques et expérimentaux) sont disponibles. Les résultats obtenus ont confirmé la robustesse de la méthode. Enfin, la validation est complétée par la comparaison de l'effort vertical de slamming obtenu par la méthode SPH avec les données expérimentales et analytiques de Zhao et al. (1996) pour l'impact d'un dièdre sur une surface libre d'eau au repos avec un angle de relèvement de 30° (voir la figure 1.17). Il est noté que, pour $t > 0.01$ s, la méthode SPH tend à surestimer l'effort hydrodynamique, en raison d'effets 3D non pris en compte lors de sa mise en œuvre (Oger et al., 2006; Muzaferija, 1999).

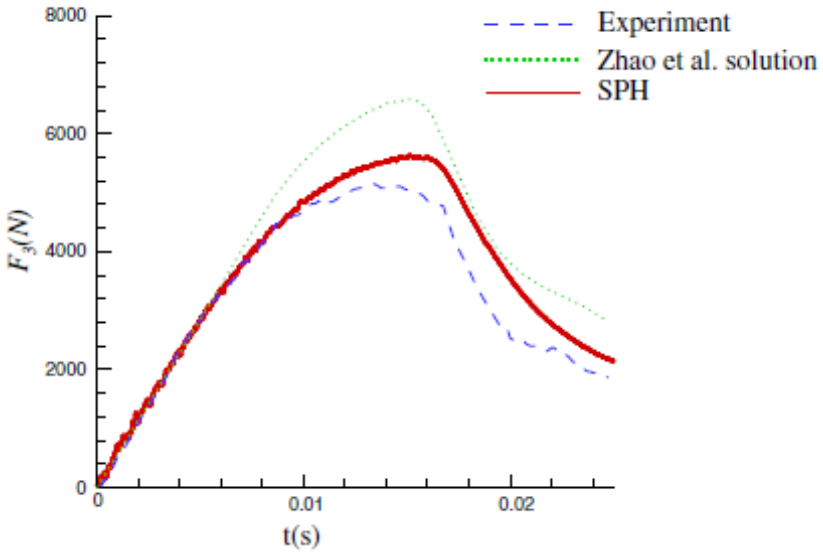
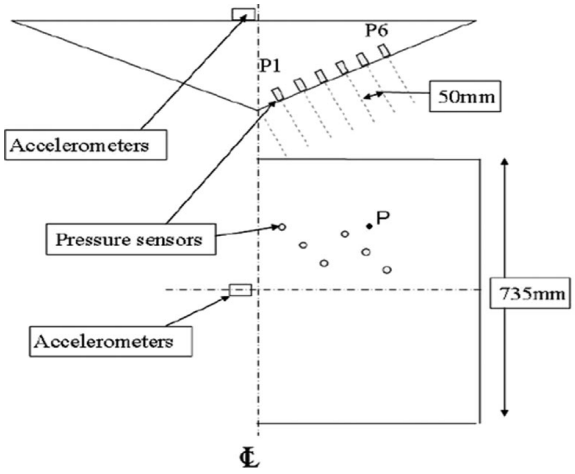


FIGURE 1.17 – Évolution de l'effort de slamming sur un dièdre impactant avec un angle de relèvement de 30° la surface libre de l'eau Oger et al. (2006). les résultats du modèle SPH proposé par Oger et al. (2006) sont comparés à ceux analytiques et expérimentaux proposés par Zhao et al. (1996).

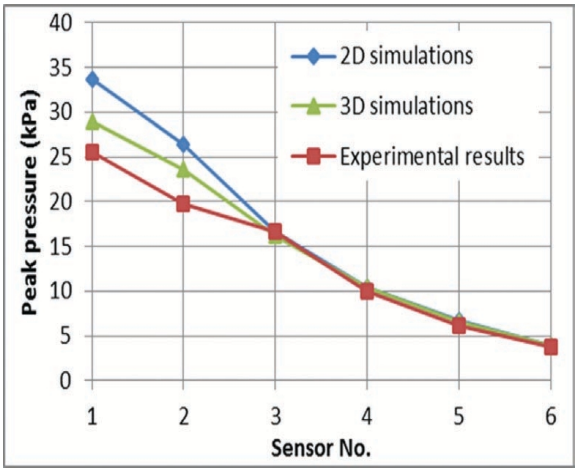
- **Méthode VOF (Volume Of Fluid)**
  La méthode VOF, introduite par Nichols et al. (1980) puis formalisée par Hirt and Nichols (1981), est une technique numérique eulérienne utilisée pour simuler les écoulements à surface libre. Elle repose sur l'utilisation d'une fonction de couleur, notée ϕ, qui est un paramètre scalaire représentant la fraction volumique de fluide présente dans chaque cellule du maillage. Cette fonction, définie entre 0 et 1, permet d'approximer la position de l'interface entre les fluides. Elle est advectée par le champ de vitesse local u, selon l'équation de transport :

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + u.\nabla\phi = 0. \tag{1.17}$$

  Camilleri et al. (2015) ont appliqué cette méthode pour étudier numériquement les charges d'impact de slamming subies par des navires à grande vitesse en mer agitée, à partir du cas simplifié d'un dièdre rigide bidimensionnel pénétrant une surface d'eau initialement au repos. Ils ont utilisé le logiciel commercial Star-CCM+, combinant une discrétisation par volumes finis avec la méthode VOF pour une modélisation précise des déformations de la surface libre et des pressions générées lors de l'impact. Les pressions d'impact simulées ont été comparées aux résultats expérimentaux de Lewis et al. (2010), confirmant la capacité du modèle numérique à reproduire fidèlement le phénomène. La figure 1.18b illustre les pics de pression obtenus numériquement et expérimentalement. Bien que les valeurs maximales des pressions en $P1$ et $P2$ (la figure 1.18a illustre les positions $P1$ et $P2$) soient légèrement surestimées, les simulations 3D montrent une meilleure correspondance avec les données expérimentales, mettant en évidence l'importance des effets tridimensionnels.



(a) Position des capteurs sur le dièdre (Lewis et al., 2010).



(b) Pics de pression par capteur (Camilleri et al., 2015).

FIGURE 1.18 – Illustration obtenus par Camilleri et al. (2015) concernant l'impact d'un dièdre. (a) Positions des capteurs. (b) Résultats des mesures des pics de pression au niveau de chaque capteur de pression dans le cas des simulations numériques 2D et 3D.

Seng et al. (2012) ont approfondi l'évaluation des chargements de slamming à l'aide de simulations numériques directes 3D, non linéaires, réalisées dans un contexte réaliste de vagues. Ces chargements, à la fois globales et locales, ont été calculées via une méthode volumes finis associée à la technique VOF. Afin de mieux comprendre les effets 3D, la procédure numérique validée a été appliquée à l'étude de l'impact de l'étrave d'un porte-conteneurs sur une surface plane, permettant ainsi une comparaison critique entre les modèles 2D traditionnels et cette approche tridimensionnelle. La figure 1.19 illustre la comparaison entre les résultats numériques (2D et 3D) et les données expérimentales relatives à l'effort vertical de slamming pour un dièdre impactant la surface libre de l'eau avec un angle de relèvement de 30°. Il en ressort que le modèle 2D surestime l'effort de slamming vertical, tandis que les simulations 3D, réalisées avec un maillage de 1.3 million d'éléments, prédisent avec une bonne précision les forces mesurées expérimentalement en fonction du temps. Plus précisément, le modèle 2D surestime la force maximale d'environ 20%, en accord avec les observations de Zhao et al. (1996).

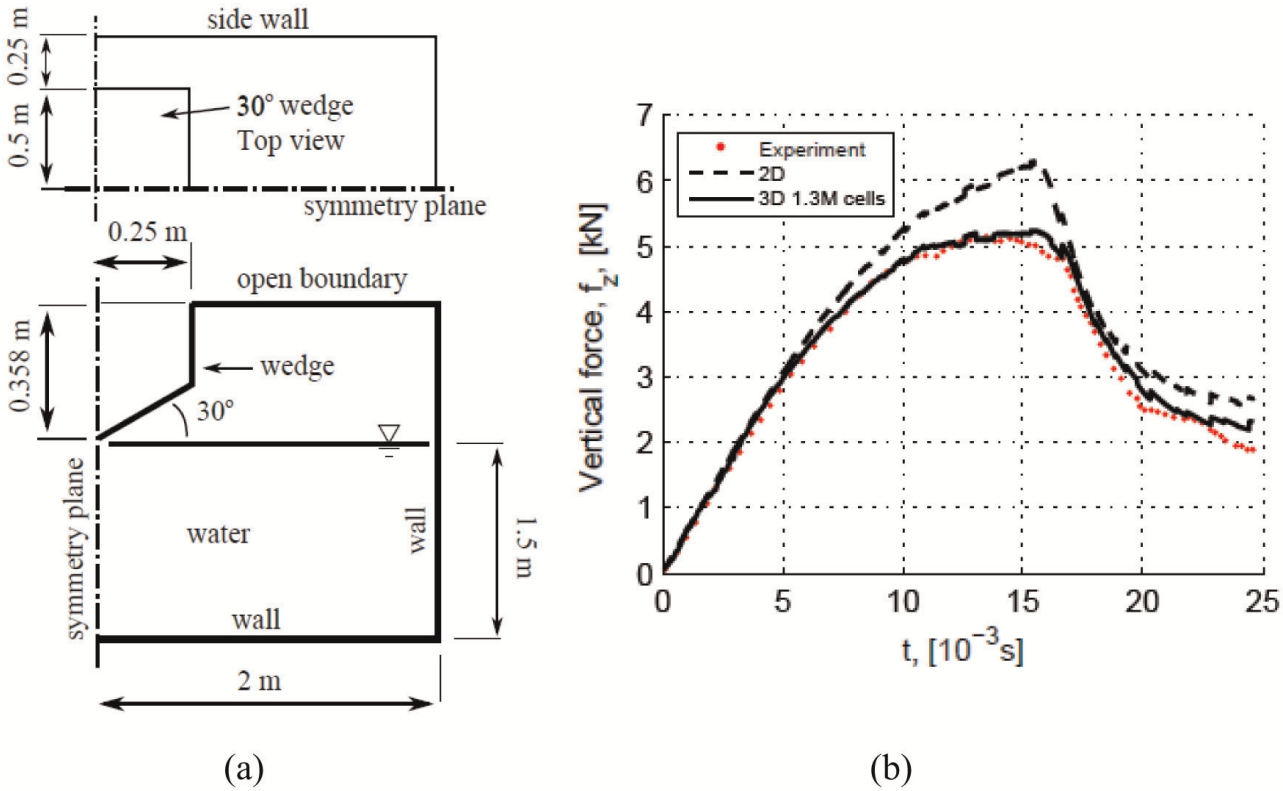


FIGURE 1.19 – Effort verticale de slamming lors de l'impact d'un dièdre (Seng et al., 2012). (*a*) Dimensions du dièdre 3D et du bassin numérique. (*b*) Comparaison des résultats numériques 2D et 3D avec ceux des essais de Zhao et al. (1996)

Approches expérimentales

En hydrodynamique, la validation des modèles repose souvent sur des essais d'impact sur maquettes. Lors de ces essais, des mesures de force, de pression ou d'accélération peuvent être réalisées. Le cas de référence le plus répandu reste le test de chute libre sur une surface libre initialement au repos (Chuang, 1967; Arhan and Deleuil, 1978; Zhao et al., 1996; Lin and Shieh, 1997; Yettou et al., 2006; Colicchio et al., 2009; Lewis et al., 2010; Van Nuffel et al., 2014; Wei and Hu, 2014, 2015). Un autre cas d'étude expérimentale de l'impact hydrodynamique concerne un mouvement imposé à vitesse constante (ou quasi-constante), qui diffère des tests en chute libre, caractérisés par une décélération rapide au moment de l'impact avec l'eau (Tveitnes et al., 2008). Pour ce cas, il existe de nombreux cas expérimentaux d'impact pour le dièdre (Battley et al., 2009; Tveitnes et al., 2008; Breder, 2005), le cône (El Malki Alaoui et al., 2012), la pyramide (El Malki Alaoui et al., 2015) ou d'autres géométries tridimensionnelles (Tassin et al., 2012). Cependant en ce qui concerne le cylindre il n'existe pas beaucoup de cas, les travaux souvent cités sont le projet étudiant de Sollied (1976) et le travail de Nøttveit (1975) présenté par Faltinsen et al. (1977). La réalisation de ces essais, en particulier sur des cylindres, se heurte à plusieurs défis expérimentaux : la brièveté des pics de pression et de force (Xu and Duan, 2009; Thomas et al., 2011), les effets hydroélastiques (les détails sur cet effet seront exposés à la sous-section suivante), ainsi que les vibrations des capteurs, sans compter les perturbations induites par les variations de vitesse ou les vibrations du banc d'essai, qui compliquent la réalisation d'expériences fiables. La fiabilité de ces essais passent notamment par leur capacité à être reproductibles. Van Nuffel et al. (2013) proposent une procédure rigoureuse pour réaliser des mesures de pression précises et reproductibles lors de l'impact d'un corps rigide avec l'eau en laboratoire, en identifiant les paramètres clés à maîtriser pour garantir la fiabilité des essais. Pour capturer fidèlement les pics de pression, notamment lors d'impacts à faible angle de relèvement, une fréquence d'échantillonnage minimale de 300 kHz est recommandée. Les capteurs doivent être parfaitement affleurants à la surface, vérifiables par imagerie haute vitesse pour détecter d'éventuelles bulles ou turbulences perturbatrices. L'utilisation de capteurs à piézocristal précontraint impose une mise à température préalable pour éviter les artefacts de pression, ou le recours à d'autres technologies de détection. Enfin, la préparation méticuleuse de la surface de l'objet (lisse et sèche) et de la surface libre de l'eau (parfaitement calme) avant chaque essai s'avère essentielle pour assurer la qualité et la répétabilité des mesures.

Comme relevé par Kapsenberg (2011), des études expérimentales détaillées ont été réalisées dès les années 50. Bisplinghoff and Doherty (1952) ont mené des essais de chute libre avec des dièdres bidimensionnels (notamment à 10°, 20° et 30°), mesurant la force d'impact par décélération et la largeur mouillée par imagerie rapide (1500 images par seconde), révélant une concordance partielle avec la théorie de Wagner (1932), uniquement pour les angles supérieurs à 10°. Depuis ces essais précurseurs réalisés en 1952, de nombreux dispositifs plus sophistiqués permettant d'avoir des mesures expérimentales plus précises ont été développés. La figure 1.20 illustre un modèle de dispositif expérimental tel que couramment utilisé lors d'essais de chute libre. Il est constitué de barres verticales sur lesquelles a été monté un système de guidage avec un rail monté sur des profilés en aluminium rigides. La composition du mécanisme de guidage diffère suivant les auteurs

mais son but reste d'éviter la dispersion dans les données mesurées provenant de petites vibrations ou rotations au moment du lâcher du corps. Les corps d'essai sont fixés à une structure profilée équipée de roulettes, qui descendent le long du rail. L'eau est contenue dans un bassin rempli jusqu'à une hauteur désirée et l'objet impactant, accroché à la structure à roulettes, est placé à une certaine hauteur de la surface libre de l'eau. Le choix de la hauteur entre la surface libre de l'eau et le corps impactant dépend de la vitesse d'impact souhaitée (la formule de Torricelli est souvent utilisée pour faire le lien entre hauteur et vitesse d'impact). À ce dispositif, sont souvent ajoutées des caméras placées soit au fond du bassin soit sur les côtés afin de visualiser la déformation de la surface libre de l'eau au moment de l'impact, la vitesse du jet, etc. De Backer et al. (2009) ont utilisé le dispositif de la figure 1.20 pour mener une étude expérimentale sur le slamming des corps axisymétriques, à partir d'essais de chute libre réalisés avec un corps hémisphérique et deux corps coniques aux angles de relèvement de 20° et 45°, lâchés sur une surface d'eau calme. L'analyse avec une caméra haute vitesse a révélé que la remontée d'eau se disperse rapidement en jet pulvérisé pour le corps hémisphérique, tandis qu'elle reste attachée sous forme de jet continu pour les cônes. L'écart moyen entre les valeurs maximales de pression mesurées et analytiques (Chuang, 1969; Faltinsen and Zhao, 1998) a été évalué. Pour le corps hémisphérique, les valeurs maximales mesurées correspondent respectivement à 58% et 55% des valeurs maximales du modèle analytique, pour les première et deuxième positions des capteurs. Pour le cône à 20°, les ratios sont respectivement de 66% et 68%, et pour le cône à 45°, de 73% et 48%. Comme indiqué par Kapsenberg (2011), cette différence dans les mesures pour le cône n'est pas très surprenante, compte tenu des angles de relèvement du cône, qui sont relativement grands.

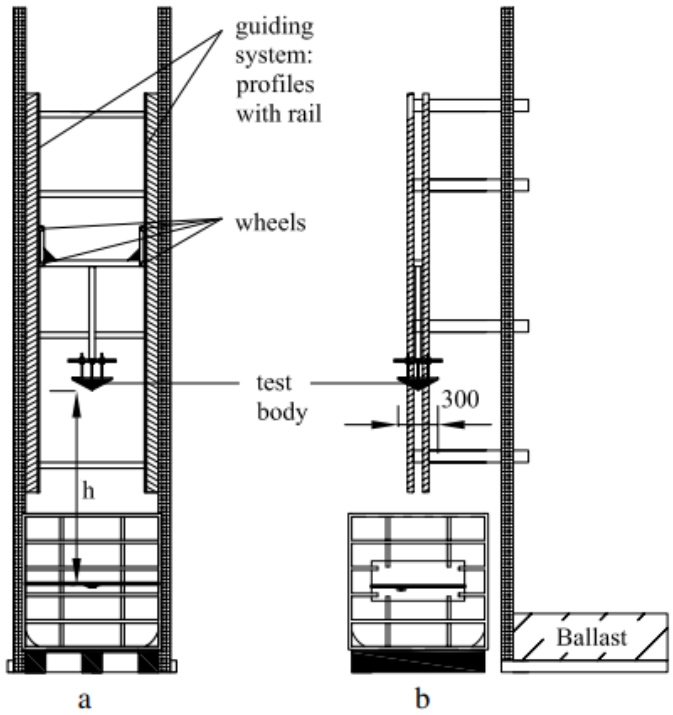


FIGURE 1.20 – Illustration du dispositif expérimental pour les essais en chute libre utilisé par De Backer et al. (2009). (a) Vue de face. (b) Vue de profil.

Lewis et al. (2010) ont conçu un nouveau banc d'essai en chute libre pour produire des données expérimentales précises, destinées à valider des modèles numériques. Il utilise un dièdre à angle de relèvement de 25°, lâché depuis diverses hauteurs sur une surface d'eau calme (voir figure 1.18a). L'impact et la formation des jets et gouttelettes sont filmés par une caméra haute vitesse (jusqu'à 5000 images par seconde), tandis que six capteurs mesurent la pression instationnaire à 10 kHz sur la surface du dièdre. Deux accéléromètres, placés au-dessus de l'apex, enregistrent l'accélération verticale, et une jauge de position couplée à l'analyse vidéo synchronisée permet de suivre avec précision le mouvement du dièdre. Les résultats de cette étude, prenant en compte la décélération du dièdre, montrent qu'une définition précise du moment d'impact nécessite plus que les seules lectures des accéléromètres, ces dernières affichant un retard de 2.5 ms par rapport à l'image caméra lors d'une chute de 0.75 m, correspondant à une immersion d'environ 10 mm. La vitesse et l'accélération du dièdre lors de l'impact dépendent, comme attendu, de sa masse et de la hauteur de chute ; la vitesse mesurée par analyse vidéo étant plus précise que celle obtenue par dérivation des capteurs de position. Enfin, les variations de masse ou de hauteur de chute n'affectent pas notablement le coefficient de pression, dont la valeur maximale observée de 10.75 est cohérente avec les études antérieures. Tveitnes et al. (2008) ont été parmis les premiers à mener des essais à l'aide d'un dispositif imposant une vitesse quasi-constante lors de l'entrée dans l'eau d'un dièdre. Les essais ont été menés sur des dièdres présentant un angle de relèvement compris entre 5° et 45°, avec des sections de même largeur. Ils ont mesuré la force totale exercée sur la section pour différentes vitesses d'entrée, ainsi que pour certains cas de sortie de l'eau. Leurs résultats, bien que très instructifs notamment sur la compréhension du phénomène de masse ajoutée, ont mis en évidence des effets dynamiques importants (vibrations) liés aux différents composants du dispositif expérimental, soulignant la complexité des essais. El Malki Alaoui et al. (2012) ont étudié, à l'aide d'une machine hydraulique d'impact, les phénomènes de slamming pour des corps rigides axisymétriques pénétrant à vitesse quasi-constante une eau initialement au repos (les détails de cette machine seront présentés au chapitre 3). Pour déterminer le moment précis de l'impact, un système de court-circuit électrique a été utilisé. Les résultats expérimentaux confirment que les forces hydrodynamiques varient proportionnellement au carré de la vitesse d'impact. Contrairement au cône, le coefficient de slamming C_s du corps hémisphérique dépend de la profondeur de pénétration. Par ailleurs, le coefficient de slamming $f(\beta)$ (se référer à El Malki Alaoui et al. (2012) pour la définition de ce coefficient), prend une valeur de 1.58 pour un cône avec un angle de 30°, en bon accord avec la relation établie par Shiffman and Spencer (1951) qui donnent la valeur 1.6 pour cet angle. Dans la continuité de ces travaux, El Malki Alaoui et al. (2015) ont conduit une nouvelle étude portant sur les forces et pressions de slamming agissant sur une pyramide à base carrée. Les résultats expérimentaux ont montré un coefficient de pression maximal, indépendant de la vitesse d'impact, en cohérence avec d'autres formes étudiées dans la littérature (Zhao et al., 1996; Yettou et al., 2006; Sayeed et al., 2010). Une relation empirique de la forme $P = k \times V_r^2$ (avec $k \approx 1.05 \times 10^4\,\mathrm{kg \cdot m^{-3}}$) permet d'estimer la pression maximale P en fonction de la vitesse d'impact V_r, facilitant ainsi la prédiction des charges hydrodynamiques sur une large plage de vitesses.

Van Nuffel et al. (2014) ont mené une étude expérimentale portant sur la pression de slamming exercée sur un cylindre quasi-rigide lors de son entrée en chute libre dans

l'eau. Des capteurs de pression intégrés à la paroi du cylindre ont permis de mesurer les pressions locales appliquées à la structure au cours de la pénétration. L'analyse des profils temporels des pressions lors de l'impact avec une surface d'eau calme (voir figure 1.21) met en évidence une dynamique de pression fortement influencée par l'angle de relèvement local (lié à la position du capteur), qui varie ici entre 0° à 25°. L'impact initial génère un pic de pression brutal ($\approx$ 15 bar pour une vitesse de 4.1 m/s) et extrêmement bref ($\approx$ 200 μs) au fond du cylindre. Ce pic se propage ensuite le long de la paroi, suivant deux tendances principales : d'une part, une diminution progressive de l'amplitude maximale du pic, corrélée à l'augmentation de l'angle de relèvement (l'effet d'une légère décélération post-impact restant négligeable) et d'autre part, un étalement temporel de cette impulsion. Le maximum de pression est systématiquement localisé à la racine du jet formé. Au-delà d'un certain angle, le jet se détache de la surface du cylindre.

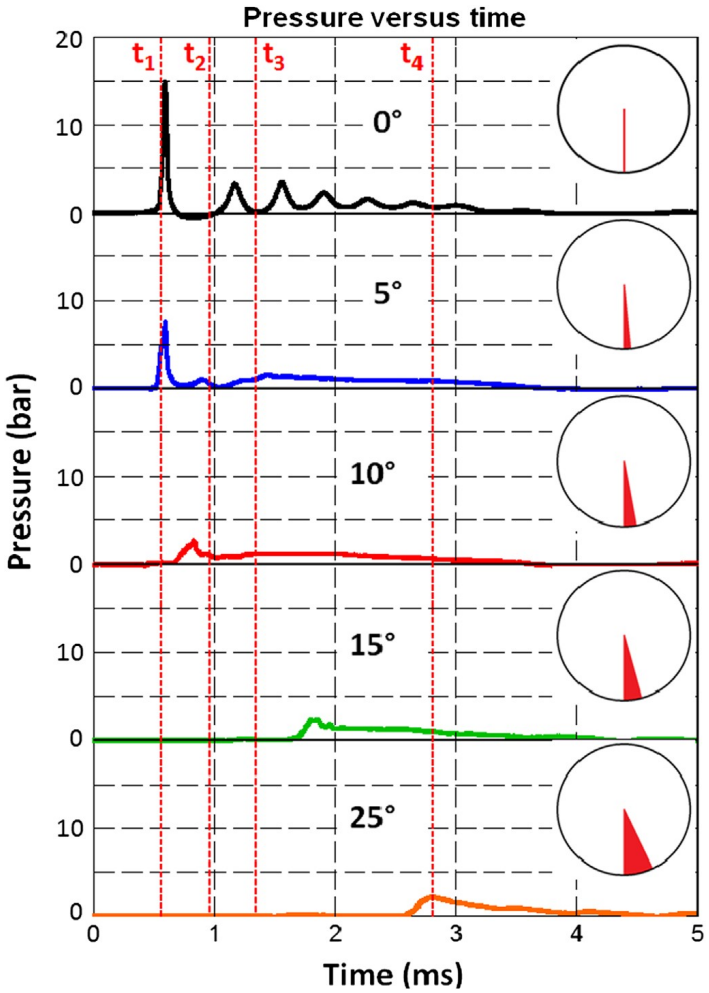


FIGURE 1.21 – Évolution de la pression en fonction du temps lors de l'impact hydrodynamique d'un cylindre. Les résultats sont présentés pour 5 angles de relèvement différents et à la même vitesse d'impact $V = 4.1$m/s (Van Nuffel et al., 2014).

La figure 1.22 illustre l'évolution de la pression maximale en fonction de la vitesse d'impact. Les données révèlent une dichotomie nette selon l'angle. Pour les faibles inclinaisons (0° et 5°), les pics de pression suivent une loi d'échelle d'ordre 4 (et donc non

quadratique), traduisant une sensibilité extrême à la vitesse d'impact : les pressions locales, lors du slamming à haute vitesse, deviennent ainsi extrêmement élevées dès les premiers instants de l'impact. La reproductibilité est excellente (écart-type faible) pour ces faibles angles. En revanche, pour les angles supérieurs à 10°, les mesures sont plus dispersées.

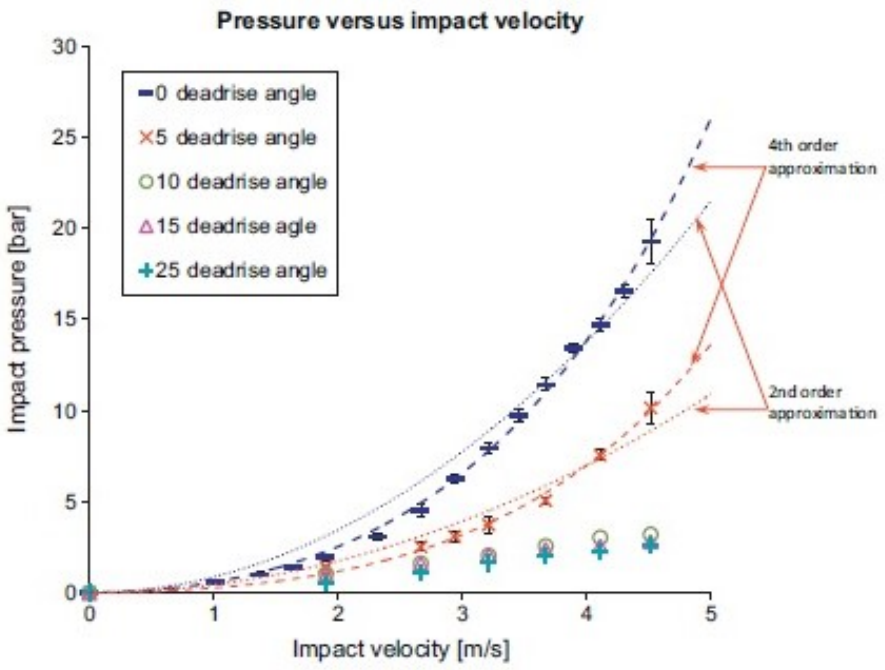


FIGURE 1.22 – Évolution de la pression maximale en fonction de la vitesse d'impact lors de l'impact d'un cylindre pour les 5 angles de relèvement (Van Nuffel et al., 2014).

1.2.2 Couplage hydroélastique

L'étude du phénomène de slamming sur les structures offshore a longtemps suscité des questionnements concernant l'importance de l'hydroélasticité, c'est-à-dire l'influence de la déformation de la structure sur les chargements hydrodynamiques qu'elle subit. Ce concept, introduit par Heller Jr and Abramson (1959), souligne la nécessité d'intégrer la rétroaction en temps réel de la réponse élastique de la structure sur la répartition des forces fluides lors de la conception des structures pouvant être en contact avec le fluide. Dans le contexte des navires, l'hydroélasticité se décline en deux volets principaux (Wang and Guedes Soares, 2017) : l'hydroélasticité globale, qui porte sur les déformations en flexion et torsion de la coque (Bishop and Price, 1979), et l'hydroélasticité locale, qui concerne les déformations générées par les impacts sur la surface libre (Faltinsen, 1999).

Une revue des travaux sur la modélisation de l'hydroélasticité globale a été faite par Chen et al. (2006) ; les travaux sont classés en fonction des différents modèles théoriques employés : la théorie linéaire bidimensionnelle (Price and Temarel, 1982; Hermundstad et al., 1999), la théorie non-linéaire bidimensionnelle (Jensen and Pedersen, 1978; Xia and Wang, 1997), la théorie linéaire tridimensionnelle (Wu, 1984; Bishop et al., 1986b) et la

théorie non-linéaire tridimensionnelle (Chen et al., 2002, 2003). Les travaux de Bishop and Price (1979), fondés sur une analyse modale combinant les modes propres "secs" et "mouillés" dans un cadre linéaire bidimensionnel, ont contribué à relancer l'intérêt pour la théorie hydroélastique appliquée aux coques de navires (poutre navire). Comme l'ont souligné Hirdaris and Temarel (2009), cette théorie vise à mieux modéliser l'interaction fluide-structure en prenant en compte la flexibilité de la coque et ses effets sur les chargements hydrodynamiques. Elle repose sur une formulation bidimensionnelle du potentiel d'écoulement, couplée à une description linéaire de la dynamique des poutres. Ce cadre permet d'analyser les déformations symétriques (flexion verticale), antisymétriques (flexion horizontale, torsion) ainsi que les modes non symétriques, dans un contexte de houle régulière ou irrégulière (Bishop et al., 1977, 1986a; Temarel, 1980). L'approche unifiée intègre à la fois les mouvements de corps rigide et déformables, offrant ainsi une estimation complète des charges globales liées aux impacts. Appliquée à divers types de navires (pétroliers, porte-conteneurs), cette théorie a montré une bonne concordance avec les résultats expérimentaux à l'échelle réelle (Bishop et al., 1984, 1985). D'après la synthèse de Hirdaris and Temarel (2009), l'hydroélasticité globale est particulièrement significative pour les coques longues et fines, comme celles des très grands porte-conteneurs. Pour les navires plus courts, les effets hydroélastiques se manifestent surtout si la structure est réalisée en matériaux composites, beaucoup plus souples que l'acier (Santos et al., 2009; Qin and Batra, 2009).

L'intérêt pour l'hydroélasticité locale s'est intensifié avec l'essor des navires à grande vitesse et des configurations multi-coques. Parmi les contributions notables, Kvalsvold and Faltinsen (1993) ont étudié le phénomène de slamming hydroélastique sur les ponts mouillés (structures reliant les coques d'un catamaran). Dans leur modèle, le pont mouillé est traité comme une poutre, en supposant de petits déplacements. La déflexion est obtenue via une décomposition modale. L'écoulement fluide est, quant à lui, modélisé à l'aide de la théorie de Wagner (1932), ce qui permet d'exprimer la pression hydrodynamique comme une fonction de la déflexion de la structure. Des approches similaires, fondées sur le couplage entre les modèles de poutres (Euler-Bernoulli ou Timoshenko) et la théorie de Wagner, ont ensuite été employées dans de nombreux travaux de recherche pour étudier l'hydroélasticité locale (Senjanović et al., 2007; Wang et al., 2015b; Faltinsen, 1997). Faltinsen (1997) a comparé les résultats d'un modèle hydroélastique de ce type à des données expérimentales obtenues par Aarsnes (1994) et Kvalsvold and Faltinsen (1995) pour l'impact de panneaux plans sur la crête de vagues régulières. Il en ressort deux points majeurs : d'une part, les valeurs des pics de pression ne semblent avoir qu'une influence négligeable sur les prédictions de déformations maximales obtenues. D'autre part, le modèle théorique bidimensionnel utilisé surestime de 14% la masse ajoutée (par rapport au cas tridimensionnel), ce qui se traduit par une surestimation de 6% de la déflexion et des contraintes. Ce résultat illustre l'influence des couplages hydroélastiques dans la modélisation de la réponse d'une structure suite à un impact hydrodynamique. La figure 1.23 présente les résultats issus d'un essai en chute libre depuis une hauteur de 0.5 m sur la crête d'une vague régulière. La comparaison entre les résultats numériques et expérimentaux montre une assez bonne concordance pour la déflexion maximale, ainsi que pour la première demi-période. Cependant, des divergences plus marquées apparaissent au cours de la seconde moitié du cycle d'oscillation, attribuées à des phénomènes complexes de

cavitation et de ventilation, non pris en compte dans le modèle.

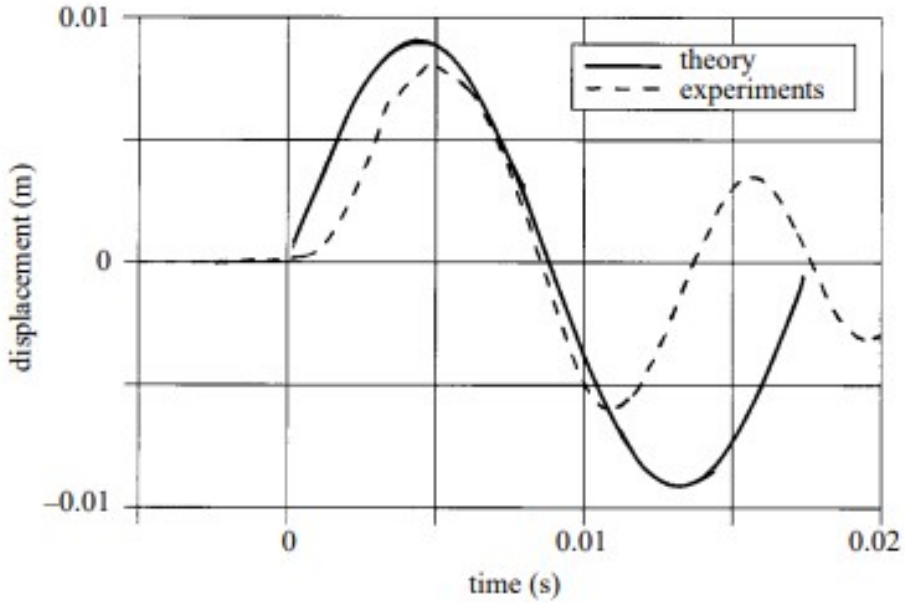


FIGURE 1.23 – Déflexion verticale d'une plaque lors d'un impact hydrodynamique (Faltinsen, 1997). Les résultats théoriques sont comparés aux résultats expérimentaux de Aarsnes (1994) dans le cas d'une chute libre de 0.5 m sur la surface d'une vague régulière.

Tenzer et al. (2015) ont conduit une étude expérimentale visant à évaluer à la fois les charges hydrodynamiques et les déformations élastiques induites par l'impact de structures en forme de dièdre. Pour caractériser l'influence des effets hydroélastiques sur les pics de pression générés lors du slamming, deux types de structures ont été testés : l'un quasi-rigide, l'autre élastique, avec des angles de relèvement de 5° et 10°. Les résultats obtenus indiquent que les effets hydroélastiques sur les efforts de slamming restent modérés dans les configurations testées. Ce constat soulève la question des paramètres déterminants dans l'intensité de l'interaction fluide-structure. L'influence de l'hydroélasticité semble être significative dans des cas d'impacts localisés, lorsque l'angle de relèvement est faible et que la durée d'impact est courte comparée à la période propre de résonance de la structure. Ce point a été illustré par Faltinsen (1999) dans ses travaux sur l'impact de sections transversales de ponts mouillés, modélisées comme des dièdres pénétrant une surface d'eau initialement au repos. Il a développé une approche théorique combinant une théorie de plaques orthotropes, une méthode des tranches, et un modèle d'écoulement basé sur la théorie de Wagner. La figure 1.24 présente la déflexion maximale adimensionnée en fonction du paramètre sans dimension τ_B, défini comme le rapport entre la durée de la phase d'impact du dièdre et la période propre de la structure déduite de la théorie des poutres. L'analyse de cette figure permet de dégager plusieurs observations clés :

— Lorsque $\tau_B < 0.25$: la déformation maximale est proportionnelle à la vitesse d'impact. Il s'agit d'un régime dit impulsionnel dans lequel la déformation maximal atteinte est liée, non pas à la magnitude de la force d'impact attendue pour un impact rigide (cette dernière étant proportionnelle à la vitesse au carré), mais à l'impulsion générée par le chargement. En considérant les vitesses d'impact réelles et les propriétés du matéraux, il trouve que les effets hydroélastiques deviennent

pertinents pour $\beta < 5°$ pour les configurations étudiées.

— Lorsque $0.25 < \tau_B < 1.5$: on a une zone transitoire où l'on observe une dépendance complexe entre la déformation maximale normalisée et τ_B. Une observation importante est que la déformation maximale atteinte est supérieure à celle décrite par un modèle quasi-statique (il s'agit d'un modèle non-couplé dans lequel les chargements hydrodynamiques sont tous d'abord calculés en supposant la structure rigide et ensuite appliquer à un modèle statique de la structure). Autrement dit, un phénomène d'amplification dynamique est observé.

— Lorsque $\tau_B > 1.5$: on a une réponse quasi-statique, la déformation maximale est proportionnelle au carré de la vitesse d'impact.

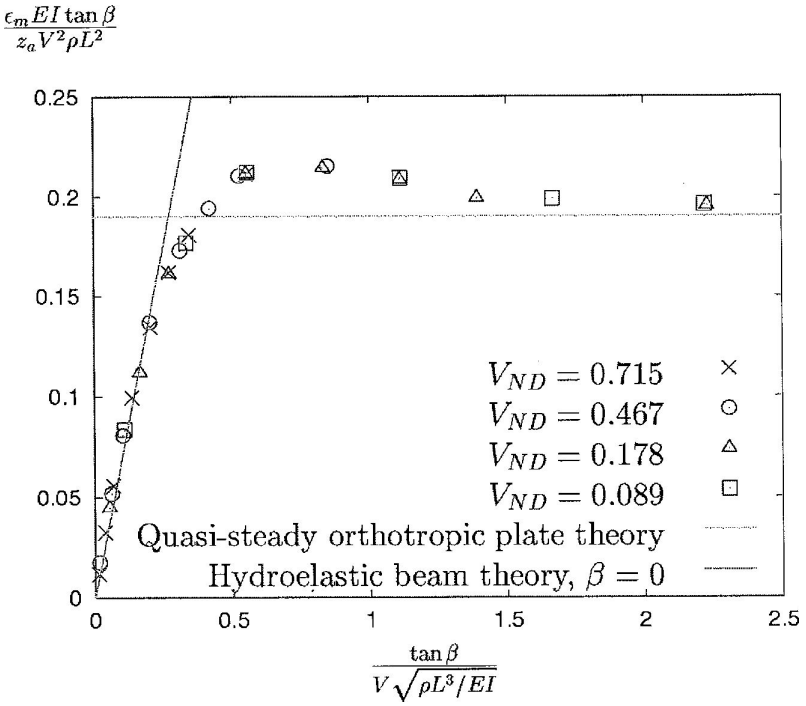


FIGURE 1.24 – Déformation normalisée en fonction du paramètre adimensioné de slamming de Faltinsen (1999) $\tau_B = \frac{\tan\beta}{V}\sqrt{\frac{EI}{\rho L^3}}$. Résultats des calculs pour différentes vitesses d'impact adimensionnées (croix, cercles, triangles et carrés), théorie quasi-statique des plaques orthotropes (pointillés) et théorie hydroélastique des poutres (ligne pleine).

Dans son étude, Bereznitski (2001) a identifié le rapport entre la durée d'impact et la période de vibration du premier mode de la structure sèche, noté $\tau_B = \frac{t_{imp}}{T_1}$, comme un paramètre déterminant pour évaluer la nécessité de prendre en compte les effets hydroélastiques dans la réponse structurale. Il suggère que ces effets deviennent significatifs dès que ce rapport est inférieur à 2 (voir diagramme présenté à la figure 1.25). Dans son analyse, il a étudié numériquement l'impact d'un dièdre sur une surface d'eau, modélisé comme une poutre, en considérant quatre niveaux de rigidité ainsi que quatre angles de relèvement : 0°, 2°, 5° et 10°. Les résultats illustrés en figure 1.26 mettent en évidence deux observations majeures : négliger les effets hydroélastiques peut entraîner une surestimation du déplacement maximal (et donc de la déformation maximale) jusqu'à un facteur 7. Plus la fréquence du premier mode de vibration diminue, c'est-à-dire plus la structure est souple, plus le déplacement maximal augmente, accentuant ainsi les effets

d'hydroélasticité.

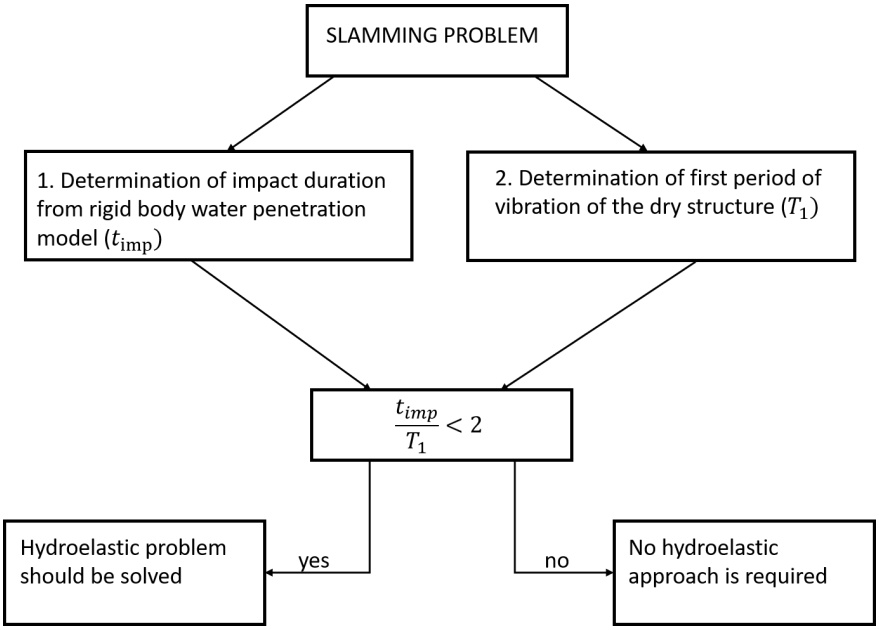


FIGURE 1.25 – Diagramme de prise en compte de l'hydroélasticité proposé par Bereznitski (2001).

Pour illustrer l'effet physique du temps de réponse, Malenica et al. (2022) ont utilisé le concept de facteur d'amplification dynamique (en anglais, Dynamic Amplification Factor). Il s'agit du rapport entre la réponse structurelle réelle et sa contrepartie quasi-statique (calculée en utilisant une modélisation sans couplage, dans laquelle les chargements hydrodynamiques sont tout d'abord obtenu à l'aide d'un modèle négligeant la déformation de la structure et sont appliqués à un modèle de structure statique, négligeant les effets d'inertie). La figure 1.27 illustre l'évolution du facteur d'amplification dynamique en fonction du paramètre τ_B, rapport entre la durée caractéristique du chargement et le temps de réponse structurel (période du mode propre ayant le plus d'influence sur la réponse), défini précédemment. L'on retrouve les trois régimes (impulsionnel, dynamique et quasi-statique) discutés dans le début de ce paragraphe. La réponse de la structure est plus faible en régime impulsionnel qu'en régime quasi-statique. La réponse hydroélastique d'un diédre lors d'un impact hydrodynamique a aussi été étudié par Gorshkov and Vakalov (1980), Khabakhpasheva and Korobkin (2013) et Shams et al. (2017). Le cas de l'impact hydroélastique d'un cône a été traité pas Scolan (2004) et Khabakhpasheva et al. (2024). Une revue de l'hydroélasticité locale a été faite par Faltinsen (2000). Ces différents travaux concluent tous que les couplages hydroélastiques peuvent jouer un rôle important dans la réponse de la structure. Une observation intéressante faite par Khabakhpasheva et al. (2024) est qu'en régime impulsionnel les pressions extrêmes localisées de courte durée sont filtrées par la structure. Hascoët and Jacques (2025) ont montré que dans le cas du régime impulsionnel, la fatigue du matériau constituait un mécanisme important pouvant conduire à la ruine de la structure, elle devrait donc être prise en compte dans les contraintes de conception. Cela illustre encore l'importance de la modélisation de la réponse hydroélastique de structures en ingénierie marine.

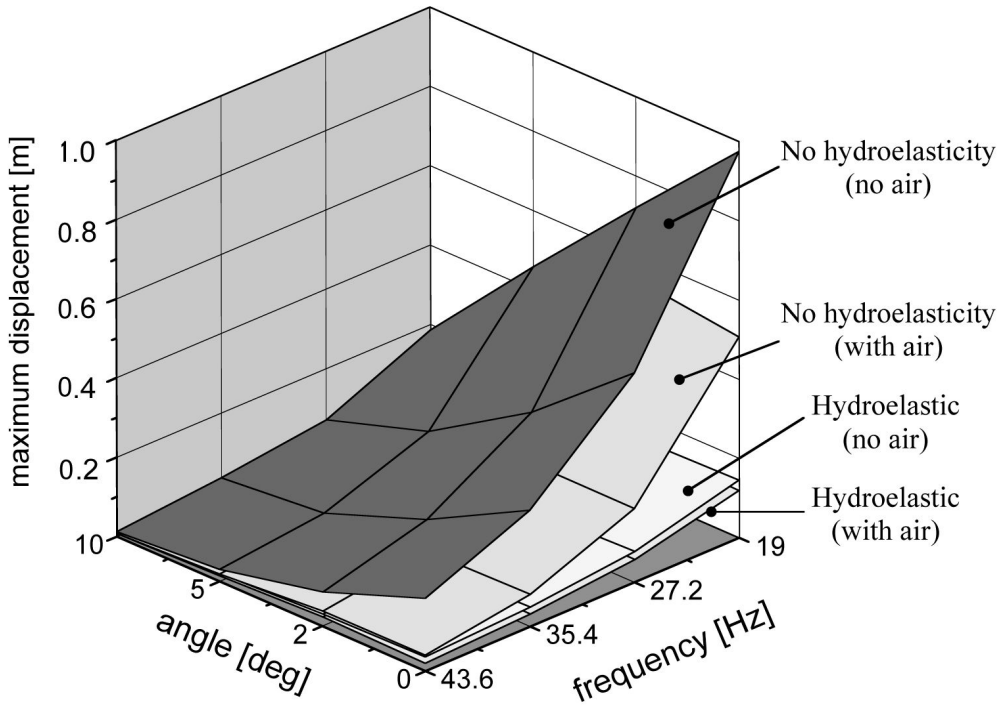


FIGURE 1.26 – Effets de l'hydroélasticité et de la présence d'air sur le déplacement maximal selon l'angle de relèvement et la fréquence propre du premier mode sec lors de l'impact d'un dièdre élastique (Bereznitski, 2001).

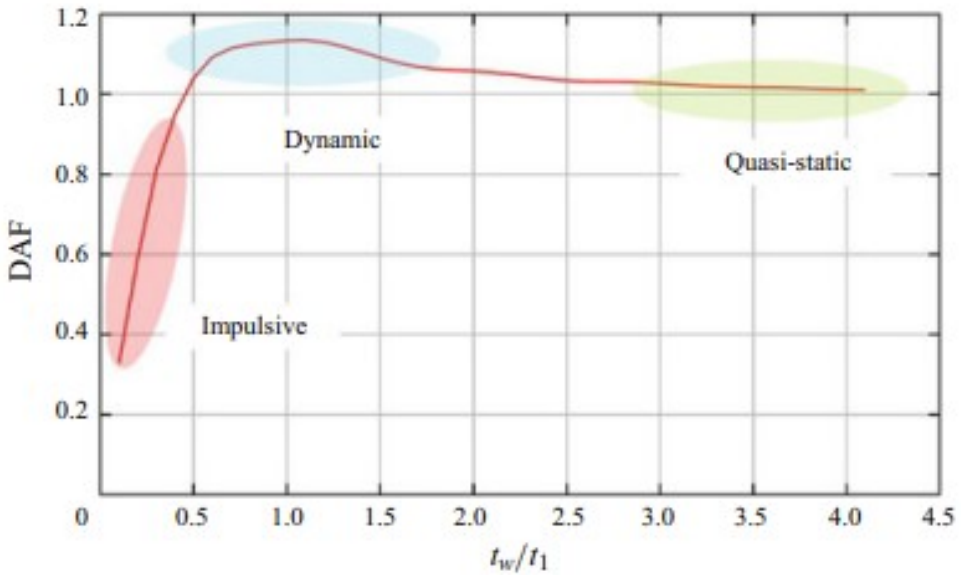


FIGURE 1.27 – Différents régimes dynamique lors de l'impact d'un dièdre élastique (Malenica et al., 2022).

Comparativement aux cas du dièdre et du cône, beaucoup moins d'étude ont considérés le cas de structures tubulaires (cylindriques). Faltinsen et al. (1977) ont étudié les chargements d'impact hydrodynamiques ainsi que la réponse dynamique d'un cylindre circulaire horizontal s'enfonçant verticalement dans une surface d'eau initialement au repos, à vitesse imposée. Dans un premier temps, le cas d'un cylindre rigide a été abordé à l'aide d'un modèle théorique basé sur l'approche de von Karman. L'effort hydrodynamique ainsi estimé a ensuite été comparé aux résultats expérimentaux obtenus par Sollied (1976). Puis, le cas du cylindre élastique a été examiné en combinant la théorie des poutre d'Euler-Bernoulli, une méthode des tranches et le modèle de von Karman. La poutre modélisant le cylindre est supposée simplement appuyée à ses extrémités. Les résultats numériques ont été confrontés aux données expérimentales de Nøttveit (1975). Dans le cas rigide, le modèle théorique sous estime fortement les résultats expérimentaux concernant l'effort dans la phase d'impact. Au moment de l'impact le modèle prévoit un coefficient de slamming de 3.1 alors que les résultats expérimentaux prévoient une valeur comprise entre 4.1 et 6.4 (valeur moyenne de 5.3). Dans le cas du cylindre flexible, la valeur théorique du maximum de contrainte pour le mode 1 est comprise entre 50% et 90% de la valeur prédite par les résultats expérimentaux. Malgré ces écarts importants (en partie attribuables aux limites de l'approche de von Karman) ce travail se distingue par l'emploi d'un modèle théorique complet de couplage hydroélastique pour le cas d'un cylindre horizontal. Ce dernier a l'intérêt majeur de considérer que les charges hydrodynamiques dépendent non seulement de la déflexion de la structure, mais aussi de sa vitesse de vibration et de l'accélération associée.

Abrahamsen et al. (2023) ont analysé la réponse structurale locale de deux coques élastiques d'épaisseurs différentes, lors d'essais de chute libre sur la surface d'un liquide, afin d'identifier les mécanismes essentiels liés à l'hydroélasticité. Un modèle numérique a aussi été développé par ces auteurs. L'effet de l'hydroélasticité a été étudié à travers le facteur d'amplification dynamique et l'influence des vibrations structurelles sur les efforts hydrodynamiques. Pour des vitesses d'impact comprises entre 10 m/s et 24 m/s, il apparaît que le facteur d'amplification varie selon le type de réponse considérée. Il est plus faible lorsqu'on considère le moment fléchissant (compris entre 0.5 et 1.13), que lorsqu'on considère le déplacement (compris entre 0.73 et 1.38) ou la force (compris entre 1.8 et 2.18). Les simulations numériques montrent que, pour le mode propre de la structure dominant, au moment de l'impact, la force de slamming est initialement équilibrée uniquement par la masse structurelle. Ensuite, l'effort lié à la masse ajoutée croît rapidement jusqu'à égaler la force modale associée à la masse structurelle au pic de la réponse. Un amortissement dû au slamming, qui est proportionnel à la vitesse d'impact et à la vitesse de déflexion, est observé. Ce terme est important durant la première phase de la réponse de la structure, jusqu'au moment où la réponse maximale est atteinte. Son effet devient ensuite négligeable. Les simulations menées pour comprendre l'importance des effets de la masse ajoutée et de l'amortissement de slamming sur l'hydroélasticité ont montré que l'amortissement de slamming réduisait significativement les valeurs maximales atteintes par le moment de flexion dans la direction circonférentielle (réduction entre 21% et 35% pour la coque la plus épaisse et entre 31% et 39% pour la coque mince) et des efforts membranaires. La masse ajoutée quant à elle, pour les configurations étudiées, a peu d'effet sur les valeurs extrêmes du moment fléchissant, par contre elle augmente les pics de

l'effort membranaire et influence la période de vibration.

1.3 Objectifs de la thèse et organisation du manuscrit

L'impact entre un solide et un liquide est un problème complexe, impliquant des couplages forts entre la réponse structurale, l'écoulement fluide et les chargements hydrodynamiques. De plus, ce phénomène peut impliquer différents régimes (impulsionnel, dynamique ou quasi-statique) pour la réponse de la structure. Si ce problème a fait l'objet de différents travaux, il convient de noter que, du fait de la complexité des phénomènes entrant en jeu et de la dépendance de ceux-ci à la configuration étudié, les résultats de ces études ne sont pas généralisables à tous types de structures. De plus, comme discuté dans le récent article de Khabakhpasheva et al. (2024), les outils de simulations (CFD) adaptés à ce type de phénomènes, fortement non-linéaires et impliquant des couplages fluide-structure, sont loin d'être totalement validés. Dans ce contexte, le développement de modèles semi-analytiques pour des configurations simples, mais bien maîtrisées, permettant de suivre clairement la réponse de la structure et d'identifier les régimes dynamiques, ainsi que le développement d'essais associés, sont d'un grand intérêt, à la fois pour la compréhension des mécanismes physiques entrant en jeu et pour pouvoir servir de données de validation pour des modèles numériques plus complexes. De plus, des modèles semi-analytiques, simples à mettre en œuvre, mais suffisamment précis, pourraient être très utile pour le dimensionnement de structures marines pouvant être soumises à des impacts hydrodynamiques. Dans ce travail de thèse, nous allons étudier le slamming hydroélastique de tubes (cylindriques, circulaires et élancés) grâce aux approches semi-analytique et expérimentale. Nous allons considérer le cas d'un tube venant impacter à vitesse imposée et avec un angle quelconque une surface libre de l'eau au repos. Nous proposons un modèle semi-analytique, dans lequel un modèle de poutre est couplé à un modèle d'impact hydrodynamique de type Wagner. La validation du modèle se fera par comparaison aux résultats expérimentaux menée avec la machine de choc hydraulique présente à l'ENSTA (El Malki Alaoui et al., 2012, 2015) dans le cas d'un impact horizontal et d'un impact avec un angle de 5°. Des objectifs importants de ce travail sont d'une part, de fournir des données expérimentales cohérentes et reproductibles pour la validation de modèles (théoriques et numériques), et d'autre part d'analyser le couplage hydroélastique et en particulier le phénomène d'amortissement hydrodynamique. Pour se faire, le présent manuscrit de thèse va être structuré comme suit.

Le chapitre 2 sera consacré à la présentation détaillée d'un modèle semi-analytique pour analyser la réponse hydroélastique de tubes cylindriques. Pour la partie structure, le tube va être considéré suffisamment élancé pour être modélisé comme une poutre d'Euler-Bernoulli. La méthode des tranches va être utilisée pour traiter l'écoulement hydrodynamique 3D comme une série de problèmes d'écoulement 2D. Le couplage hydroélastique est introduit en considérant que l'effort hydrodynamique bidimensionnel dépend de la déflexion, de la vitesse de vibration et de l'accélération. En se servant du modèle de Logvinovich modifié (avec prise en compte de la séparation de l'écoulement) et de la technique de décomposition modale, nous allons résoudre le problème d'impact hydrody-

namique posé et analyser les effets du couplage hydroélastique.

Le chapitre 3 va être consacré à l'étude expérimentale de la réponse hydroélastique de tubes. Le dispositif expérimental va être présenté ainsi que la procédure utilisée pour le choix des configurations expérimentales. Ensuite, une description des tubes testés ainsi que leur instrumentation comprenant des jauges de déformations, des accéléromètres et des capteurs d'effort, est proposée. Enfin, une présentation de quelques résultats de mesure permettra d'expliquer l'identification du moment d'impact et de vérifier la reproductibilité des essais ainsi que la symétrie dans les signaux.

Au chapitre 4, les résultats expérimentaux vont être analysés et comparés aux résultats du modèle semi-analytique. Les discussions vont être faites sur les prédictions de la masse ajoutée par le modèle semi-analytique, sur les régimes de réponse des tubes étudiés et sur les effets observés et mesurés du couplage hydroélastique.

Le chapitre 5, va être dédié à la conclusion des travaux de thèse et aux perspectives de recherches.

Chapitre 2

Modélisation semi-analytique de la réponse élastique d'un tube cylindrique lors d'un impact hydrodynamique

Ce chapitre est consacré au développement d'un modèle semi-analytique pour étudier le slamming hydroélastique d'un cylindre impactant avec un angle quelconque la surface libre d'un liquide initialement au repos. Après la description du problème physique considéré et les hypothèses associées, les modèles adoptés pour la structure et le fluide sont décrits : la structure est modélisée comme une poutre élancée selon la théorie d'Euler-Bernoulli, tandis que le chargement hydrodynamique est décrit à l'aide de la théorie de Wagner, combinée à une méthode des tranches. Ces deux sous-problèmes sont ensuite couplés pour décrire les interactions dynamiques entre la réponse de la structure et les chargements hydrodynamiques induits. Quelques résultats illustratifs issus de cette modélisation sont présentés et une discussion sur les effets de couplage est faite dans le cas de l'impact d'un cylindre horizontal.

2.1 Description du problème d'impact

Le problème considéré est illustré par la figure 2.1. Il concerne un tube de rayon extérieur R et de longueur L, incliné d'un angle γ par rapport à la surface libre de l'eau au repos. Le mouvement du point M, situé à l'une des extrémités du tube, est imposé et nous noterons $V(t)$ la vitesse verticale de ce point (prise positive lorsque le mouvement est vers le bas). La vitesse horizontale du point M est nulle. De plus, ce point est supposé relié à un ressort de rotation de raideur K ; cette raideur a été introduite afin de modéliser l'élasticité du système d'attache utilisé lors des essais expérimentaux. L'autre extrémité du tube est libre. La déformation du tube va causer un déplacement transversal $u(x,\, t)$, mesuré dans le repère mobile $(M,\, x,\, y,\, z)$ lié au tube (la composante y n'est pas représentée sur la figure 2.1, elle est orientée entrante dans le plan Mxz). Par

ailleurs, un repère fixe $(O,\ X,\ Y,\ Z)$, associé au référentiel du laboratoire, est défini de sorte que l'axe X soit confondu avec la surface libre initiale de l'eau. La figure 2.1 montre aussi la grandeur $h_0(x,t)$, correspondant à la profondeur de pénétration d'une section du tube, mesurée perpendiculairement à son axe ; dans le cas représenté, la section n'étant pas encore immergée, h_0 est négative.

Comme nous le verrons dans le chapitre suivant, ce problème a été choisi car il correspond à la configuration des essais qui ont été menés. Cependant, le modèle développé dans ce chapitre pourrait être assez aisément étendu pour considérer d'autres conditions aux limites ou pour considérer le cas de tubes impactés par une masse d'eau (impact de vagues par exemple).

Pour résoudre le problème d'impact ainsi posé, nous supposerons que le tube est suffisamment élancé pour être modélisé comme une poutre d'Euler-Bernoulli, et que l'écoulement hydrodynamique tridimensionnel peut être traité comme un ensemble de problèmes bidimensionnels par l'utilisation d'une méthode de tranches, chaque tranche correspondant à une section droite perpendiculaire à l'axe du tube (située à une position x donnée).

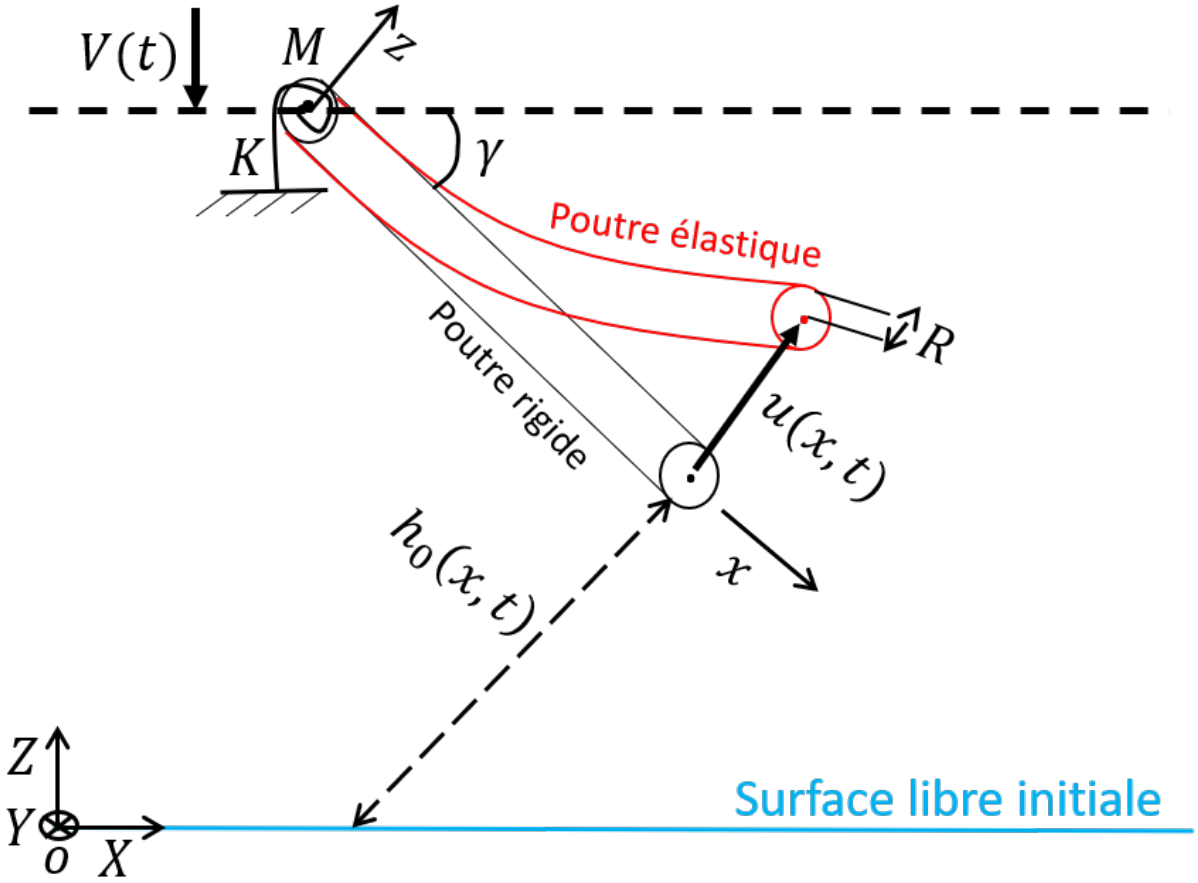


FIGURE 2.1 – Illustration du problème d'impact considéré.

La mise en place du problème et sa résolution s'effectueront de manière progressive.

Dans un premier temps, le système sera traité de façon découplée : les modélisations de la structure et du fluide seront réalisées indépendamment. Une fois ces deux aspects établis, un couplage fluide-structure sera mis en œuvre. La discussion se fera sur quelques résultats du modèle ainsi que sur les effets du couplage.

2.2 Modélisation de la structure

Le tube est modélisé comme une poutre élastique homogène selon la théorie d'Euler-Bernoulli. La longueur de la poutre est notée L, sa masse linéique ρ_l, son module d'Young E et le moment quadratique de sa section I. En négligeant l'amortissement structurel et en considérant que le tube est soumis à un effort linéique quelconque f_l, l'équation différentielle régissant sa réponse s'écrit :

$$\rho_l \frac{\partial^2 u(x,t)}{\partial t^2} + EI \frac{\partial^4 u(x,t)}{\partial x^4} = f_l(x,t). \tag{2.1}$$

Les conditions initiales et aux limites suivantes sont considérées (Chun, 1972; Maurizi et al., 1976) :

$$\begin{cases} u(x,0) = u_0(x), \\ \dot{u}(x,0) = \dot{u}_0(x), \\ u(0,t) = 0 \quad \text{et} \quad K \dfrac{\partial u(x,t)}{\partial x}\Big|_{x=0} = EI \dfrac{\partial^2 u(x,t)}{\partial x^2}\Big|_{x=0}, \\ \dfrac{\partial^2 u(x,t)}{\partial x^2}\Big|_{x=L} = \dfrac{\partial^3 u(x,t)}{\partial x^3}\Big|_{x=L} = 0, \end{cases} \tag{2.2}$$

La résolution de l'équation (2.1), va se faire par décomposition modale. Elle consiste à approximer le déplacement transversal $u(x,t)$ à l'aide des N premiers modes propres de la poutre.

$$u(x,t) \simeq \sum_{k=1}^{N} \alpha_k(t) \hat{u}_k(x), \tag{2.3}$$

avec $\alpha_k(t)$ et $\hat{u}_k(x)$, respectivement l'amplitude et la déformée modale du mode k. Cette approximation qui consiste à ne conserver que les N premiers modes excités constitue une approche à la fois efficace et souvent suffisante pour décrire l'essentiel de la réponse de la structure. Le nombre de modes retenus, N, va dépendre de la précision recherchée. Mathématiquement, les modes propres d'une poutre (solutions d'un problème de Sturm-Liouville) forment une base complète et orthogonale, permettant une décomposition convergente du déplacement transversal. Pour de nombreux problèmes, les modes d'ordre élevé présentent souvent des amplitudes négligeables, car ils sont peu excités, fortement amortis, ou situés hors du spectre des sollicitations physiques usuelles. Par ailleurs, les hypothèses de la théorie d'Euler-Bernoulli (négligence du cisaillement et de l'inertie rotatoire, hypothèse de sections indéformables, etc.) cessent d'être valables à très haute fréquence.

Les modes propres correspondent aux solutions de l'équation homogène de la poutre d'Euler-Bernoulli qui satisfont les conditions aux limites (2.2) et sont mutuellement orthogonaux. Le produit scalaire associé à la projection modale est :

$$< U, V >= \int_0^L U(x)V(x)\mathrm{d}x\,, \tag{2.4}$$

avec $U(x)$ et $V(x)$, des fonctions de carré sommable.

Pour les conditions aux limites considérées, on trouve que les modes de la poutre sont tels que (Chun, 1972) :

$$\hat{u}_k(x) = B_k\left[\sin(\mu_k x) - \Omega_{1k}\sinh(\mu_k x) - \Omega_{2k}\left(\cos(\mu_k x) - \cosh(\mu_k x)\right)\right]. \tag{2.5}$$

En posant, $\chi_k = \mu_k L$ et $\eta_k = \frac{EI\chi_k}{KL}$, le nombre d'onde μ_k vérifie l'équation de fréquence suivante :

$$\frac{KL}{EI}\left(\frac{1}{\cos(\chi_k)\cosh(\chi_k)} + 1\right) = \chi_k\left(\tan(\chi_k) - \tanh(\chi_k)\right), \tag{2.6}$$

et les coefficients Ω_{1k} et Ω_{2k} s'écrivent :

$$\begin{aligned}\Omega_{1k} &= \frac{\cos(\chi_k) + \cosh(\chi_k) - 2\eta_k\sinh(\chi_k)}{\cos(\chi_k) + \cosh(\chi_k) + 2\eta_k\sinh(\chi_k)}\\ \Omega_{2k} &= \frac{\sin(\chi_k) + \sinh(\chi_k)}{\cos(\chi_k) + \cosh(\chi_k) + 2\eta_k\sinh(\chi_k)}.\end{aligned} \tag{2.7}$$

Le tableau 2.1 donne les équations de fréquence et les conditions aux limites correspondantes pour différentes valeurs limites que peut prendre la raideur de rotation K, telles qu'obtenues à partir de l'équation (2.6). Il met en évidence l'évolution progressive des conditions aux limites en M, qui passent d'un simple appui à un encastrement lorsque la rigidité augmente.

Valeurs limites de K	équations de fréquence	conditions aux limites
$K \to 0$	$\tan(\chi_k) = \tanh(\chi_k)$	simplement appuyée-libre
$K \to \infty$	$\cos(\chi_k)\cosh(\chi_k) = -1$	encastrée-libre

Tableau 2.1 – Équations de fréquence et conditions aux limites correspondantes pour des valeurs extrêmes de K.

L'équation (2.6) est résolue numériquement à l'aide de la méthode de Newton-Raphson. Les valeurs de χ_k obtenues sont présentées dans le tableau 2.2 pour différentes valeurs du coefficient adimensionné

$$\tau_R = \frac{KL}{EI}. \tag{2.8}$$

On constate que le nombre d'onde augmente avec τ_R, de façon plus ou moins marquée selon la plage de valeurs considérée. Afin de comparer les résultats de la campagne expérimentale à venir aux prédictions du modèle semi-analytique, il sera important de choisir une valeur de τ_R permettant de reproduire fidèlement les fréquences propres mesurées expérimentalement (par exemple via l'analyse en fréquence des signaux d'essais obtenus par des tests au marteau). Ces fréquences sont calculées théoriquement à partir de la relation suivante :

$$\omega_k^s = \mu_k^2 \sqrt{\frac{EI}{\rho_l}}. \tag{2.9}$$

$\tau_R = \frac{KL}{EI}$	$\chi_k = \mu_k L$				
	$\boldsymbol{k=1}$	$\boldsymbol{k=2}$	$\boldsymbol{k=3}$	$\boldsymbol{k=4}$	$\boldsymbol{k=5}$
0	0	3.9266023	7.0685828	10.2101761	13.3517688
0.01	0.4159343	3.9278048	7.0692912	10.2106655	13.3521431
0.1	0.7357819	3.9384659	7.0756164	10.2150465	13.3554986
1	1.2479174	4.0311394	7.1341322	10.2566211	13.3877563
10	1.7227415	4.3995228	7.4510567	10.5217848	13.6141877
100	1.856787	4.6497265	7.7826712	10.8975884	14.0148606
1000	1.8732334	4.689424	7.8469717	10.9846758	14.1232427
$\boldsymbol{\infty}$	1.8751041	4.6940911	7.8547574	10.9955406	14.1371683

TABLEAU 2.2 – Valeurs des nombres d'onde adimensionnés χ_k des 5 premiers modes propres de la poutre pour plusieurs valeurs de τ_R.

Les coefficients de normalisation B_k sont obtenus grâce à la condition de normalisation :

$$||\hat{u}_k||^2 = \int_0^L \hat{u}_k^2(x)dx = 1. \tag{2.10}$$

Le calcul des différentes intégrales apparaissant dans le modèle (pour l'ensemble du travail de thèse) est effectué numériquement à l'aide de la méthode de quadrature de Gauss-Legendre. Cette approche repose sur la transformation de Miura pour ramener l'intervalle d'intégration $[a\ b]$ à l'intervalle $[-1\ 1]$. Faire une quadrature à n points consiste à approximer l'intégrande par un polynôme de degré minimum $2n-1$. Plus précisément, l'intégrale.

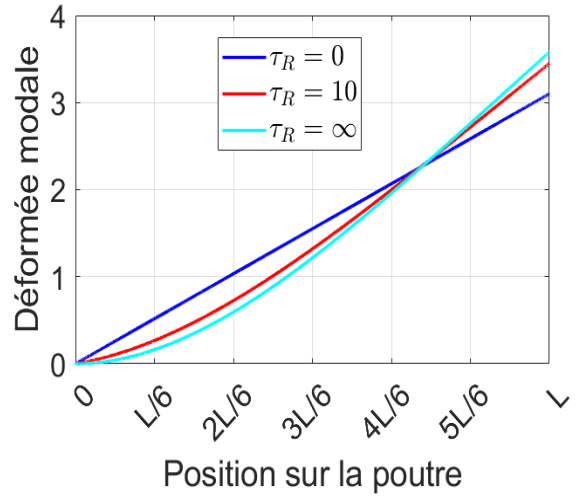
$$\int_a^b h(x)dx, \tag{2.11}$$

est réécrite sous la forme :

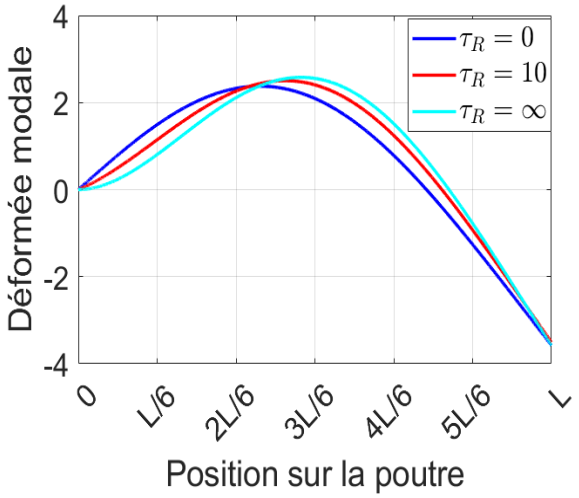
$$\int_{-1}^{1} \frac{(b-a)}{2} h\left(\frac{(b-a)x}{2} + \frac{a+b}{2}\right) dx \approx \frac{(b-a)}{2} \sum_{i=1}^{n} w_i h\left(\frac{(b-a)x_i}{2} + \frac{a+b}{2}\right). \tag{2.12}$$

où les x_i sont les nœuds d'intégration et les w_i les poids associés, déterminés à partir des polynômes de Legendre. L'un des avantages majeurs de cette méthode est que les x_i et w_i sont calculés une seule fois pour un ordre donné, puis réutilisés dans tous les calculs ultérieurs.

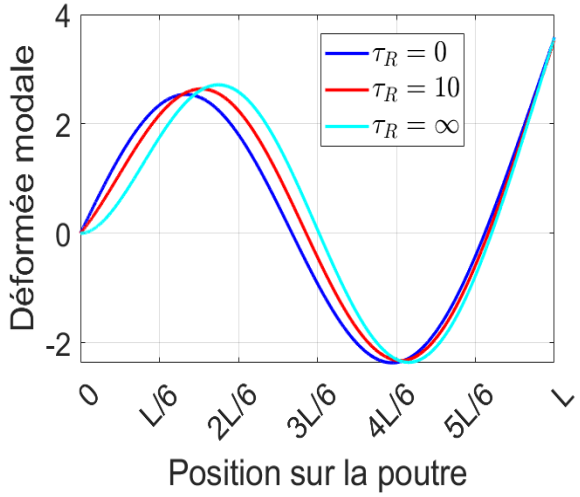
La figure 2.2 présente les déformées modales des trois premiers modes propres d'une poutre d'Euler-Bernoulli, pour différentes valeurs du paramètre adimensionné τ_R, lié à la raideur de l'appui en M. On y observe plusieurs phénomènes notables. Lorsque la raideur de l'appui augmente (passant d'un simple appui à un encastrement), les déformées modales conservent globalement leur forme, mais la position des nœuds et la répartition de la courbure évoluent : les zones de flexion se déplacent vers l'extrémité libre, et la pente à la base diminue. Il est attendu que cette variation affecte l'amplitude relative de chaque mode dans la réponse globale : une même excitation projetée sur les modes donnera des coefficients modaux différents selon la rigidité de l'appui. Notons aussi que la raideur croissante entraîne une élévation des fréquences propres associées à chaque mode (voir l'équation 2.9 et le tableau 2.2).



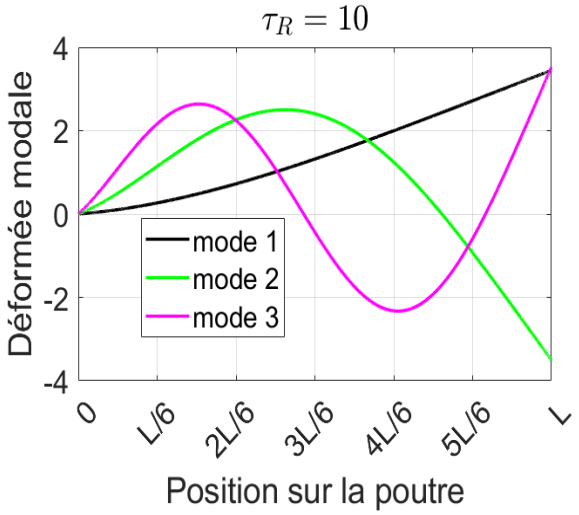
(a) Mode 1.



(b) Mode 2.



(c) Mode 3.



(d) Modes 1, 2 et 3 (cas $\tau_R = 10$).

FIGURE 2.2 – (a), (b) et (c) Déformées modales des trois premiers modes propres de la poutre pour trois valeurs de τ_R. $\tau_R = 0$ correspond au cas de la poutre simplement appuyée-libre, $\tau_R = 10$ au cas de la poutre appuyée à un ressort de raideur de rotation finie-libre et $\tau_R = \infty$ au cas encastrée-libre. (d) Comparaison des trois premiers modes dans le cas $\tau_R = 10$.

2.3 Modélisation des chargements hydrodynamiques

Comme mentionné en début de chapitre, une méthode de tranches ($2D + t$) est employée pour décrire les chargements hydrodynamiques agissant sur la poutre. Cela signifie, qu'un modèle hydrodynamique bidimensionnel est utilisé pour déterminer le chargement agissant sur une section donnée de la poutre (située à une position x) et que les interactions qu'ils pourraient y avoir entre les chargements pour les différentes sections sont négligées. Dans cette partie, sera présenté le modèle d'impact hydrodynamique dit de Logvinovich

modifié (MLM), étendu avec le concept de prolongement par corps fictif (FBC) afin de prendre en compte la séparation de l'écoulement sur le cylindre. C'est ce modèle, communément appelé MLM-FBC (Tassin et al., 2014), que nous allons utiliser par la suite pour modéliser l'effort hydrodynamique sur une tranche bidimensionnelle du tube cylindrique.

2.3.1 Modèle de Logvinovich Modifié (MLM)

Dans cette sous-section, la pression hydrodynamique bidimensionnelle sur la zone mouillée d'un cylindre circulaire 2D pénétrant verticalement un domaine liquide initialement au repos via le modèle MLM sera explicitée. Comme expliqué au chapitre 1, le MLM introduit par Korobkin (2004) permet généralement des prédictions de l'effort hydrodynamique bidimensionnel très proches des résultats expérimentaux ou numériques de référence. Il est basé sur la théorie de Wagner dont la formulation est illustrée à la figure 2.3. Il s'agit du problème d'impact sur une surface d'eau initialement au repos, à la vitesse $V(t)$ d'un cylindre circulaire bidimensionnel de rayon extérieur R. Le domaine fluide initialement au repos est délimité par une surface plane. Le problème est formulé dans le repère Oyz dont l'origine O coïncide avec le point de premier contact entre le cylindre $2D$ et le fluide. Le contour du corps peut être représenté par une fonction continue $f(y)$ telle que $f(-y) = f(y)$ et $f(0) = 0$. À un instant donné t, la position du contour du corps est donnée par $z(y,t) = f(y) - h(t)$, où h représente la profondeur de pénétration verticale du corps ; sur la figure h est positive et $h(0) = 0$.

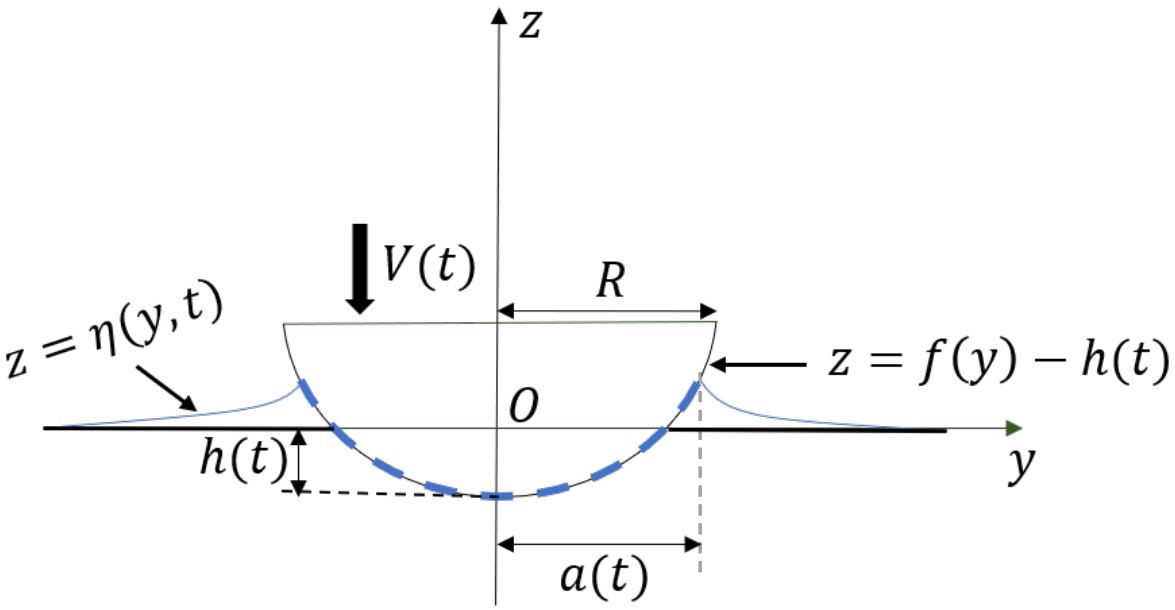


FIGURE 2.3 – Paramétrisation du problème d'impact. Le trait plein bleu représente la surface libre et les tirets bleus représentent la surface mouillée.

Dans la théorie de Wagner, plusieurs hypothèses sont considérées afin de résoudre le problème posé (Korobkin, 2004; Morvan, 2019; Oliver, 2002; Molin, 2022). Tout d'abord, on néglige les effets de gravité et de tension superficielle et on considère le fluide parfait,

incompressible à écoulement plan, symmétrique et potentiel. Ensuite, on considère que la profondeur de pénétration $h(t)$ et l'élévation de la surface libre $\eta(y,t)$ sont petites devant la largeur mouillée $a(t)$. Enfin, on suppose que les vecteurs normaux au corps mouillé et à la surface libre sont proches de la verticale. Sur la base de ces hypothèses, la pression hydrodynamique s'écrit (il s'agit de la relation de Bernoulli en l'absence de pesanteur) :

$$p(y,z,t) = -\rho\left(\frac{\partial\varphi}{\partial t} + \frac{1}{2}(\overrightarrow{\nabla}\varphi)^2\right), \tag{2.13}$$

avec ρ la masse volumique de l'eau et φ le potentiel de vitesse, telle que $\Delta\varphi = 0$. Comme le souligne Morvan (2019), en plus de l'équation de Laplace ($\Delta\varphi = 0$), le potentiel de vitesse doit satisfaire d'autres conditions.

- **Condition dynamique de surface libre** : à la surface libre ($z = \eta(y,t)$ et $|y| > a(t)$), la pression sur le fluide est la pression atmosphérique $p(y,z,t) = p_{atm}$

$$p_{atm} = -\rho\left(\frac{\partial\varphi}{\partial t} + \frac{1}{2}(\overrightarrow{\nabla}\varphi)^2\right),$$
$$p_{atm} = 0 \Rightarrow \frac{\partial\varphi}{\partial t} + \frac{1}{2}\left(\left(\frac{\partial\varphi}{\partial y}\right)^2 + \left(\frac{\partial\varphi}{\partial z}\right)^2\right) = 0,$$

- **Condition cinématique de surface libre** : toute particule fluide à la surface libre ($z = \eta(y,t)$ et $|y| > a(t)$), reste sur cette surface au cours du temps. Le mouvement des particules à la surface libre est gouverné par la seule déformation du fluide suite à l'impact du corps

$$\frac{D}{Dt}(z - \eta(y,t)) = 0, \ (\frac{D}{Dt} \text{ est la dérivée particulaire})$$
$$\Rightarrow \vec{\nabla}\varphi.\vec{\nabla}z - \frac{\partial\eta}{\partial t} - \vec{\nabla}\varphi.\vec{\nabla}\eta = 0,$$
$$\Rightarrow \frac{\partial\eta}{\partial t} + \frac{\partial\varphi}{\partial y}.\frac{\partial\eta}{\partial y} - \frac{\partial\varphi}{\partial z} = 0,$$

- **Condition d'imperméabilité** : dans la zone mouillée ($z = f(y) - h(t)$ et $|y| < a(t)$), toute particule de fluide glisse le long du corps

$$\frac{D}{Dt}(z - f(y) + h(t)) = 0,$$
$$\Rightarrow \vec{\nabla}\varphi.\vec{\nabla}z - \vec{\nabla}\varphi.\vec{\nabla}f + \dot{h} = 0,$$
$$\Rightarrow \frac{\partial f}{\partial y}.\frac{\partial\varphi}{\partial y} - \frac{\partial\varphi}{\partial z} = \dot{h},$$

- **Conditions initiales pour un fluide au repos** : À $t = 0$, $\varphi = 0$ et $\eta = 0$.
- **Condition de champ lointain** : loin de la zone d'écoulement, $\varphi \to 0$.

Toutes ces conditions mises ensemble, le problème d'impact à résoudre peut s'écrire sous

la forme :

$$\begin{cases} \Delta\varphi = 0, & z < 0 \\ \dfrac{\partial\varphi}{\partial t} + \dfrac{1}{2}\left(\left(\dfrac{\partial\varphi}{\partial y}\right)^2 + \left(\dfrac{\partial\varphi}{\partial z}\right)^2\right) = 0, & z = \eta(y,t) \text{ et } |y| > a(t) \\ \dfrac{\partial\eta}{\partial t} + \dfrac{\partial\varphi}{\partial y}.\dfrac{\partial\eta}{\partial y} - \dfrac{\partial\varphi}{\partial z} = 0, & z = \eta(y,t) \text{ et } |y| > a(t) \\ \dfrac{\partial f}{\partial y}.\dfrac{\partial\varphi}{\partial y} - \dfrac{\partial\varphi}{\partial z} = \dot{h}, & z = f(y) - h(t) \text{ et } |y| < a(t) \\ \varphi = 0 \text{ et } \eta = 0, & z = 0 \text{ et } t = 0 \\ \varphi \to 0, & (y^2 + z^2) \to \infty \end{cases} \tag{2.14}$$

En se servant des notations simplifiées des dérivées partielles [1], la condition d'imperméabilité devient :

$$\varphi_{,z} = \varphi_{,y} f_{,y} - \dot{h}, \tag{2.15}$$

en injectant la condition d'imperméabilité dans l'équation (2.13),
on obtient :

$$p(y,z,t) = -\rho\left(\varphi_{,t} + \frac{1}{2}(1 + f_{,y}^2)\varphi_{,y}^2 + \frac{\dot{h}^2}{2} - \varphi_{,y} f_{,y}\dot{h}\right). \tag{2.16}$$

Posons $\phi(y,t) = \varphi(y, z = f(y) - h(t), t)$ et $P(y,t) = p(y, z = f(y) - h(t), t)$.
On a :

$$\begin{aligned} \varphi_{,y} &= \frac{\phi_{,y} + \dot{h} f_{,y}}{1 + f_{,y}^2}, \\ \varphi_{,t} &= \phi_{,t} - \dot{h}^2 + \frac{\dot{h} f_{,y}\phi_{,y} + \dot{h}^2 f_{,y}^2}{1 + f_{,y}^2}. \end{aligned} \tag{2.17}$$

À partir des équations (2.16) et (2.17), la pression hydrodynamique agissant au niveau de la surface mouillée du cylindre peut être écrite sous la forme suivante :

$$P(y,t) = -\rho\left(\phi_{,t} + \frac{1}{2}\frac{\phi_{,y}^2 - \dot{h}^2}{1 + f_{,y}^2} + \frac{\dot{h} f_{,y}}{1 + f_{,y}^2}\phi_{,y}\right). \tag{2.18}$$

Avoir une expression exacte de ϕ n'est pas possible analytiquement car cela demande de résoudre le problème aux conditions aux limites traduit par le système d'équations (2.14). Cependant, en supposant l'angle local de relèvement entre le contour du corps et la surface libre initiale $\beta(y) = \arctan(f_{,y})$ (Hascoët et al., 2019) petit ($\beta(y) \approx f_{,y} << 1$), on peut se servir de l'approximation du disque plat pour approcher la solution de ce problème via une linéarisation au premier ordre des deuxième, troisième et quatrième équations de (2.14). On passe donc du problème posé à la figure 2.3 à celui illustré à la figure 2.4.

1. Soient A une fonction de plusieurs variables et a une de ces variables. On a $A_{,a} = \frac{\partial A}{\partial a}$ et $A_{,aa} = \frac{\partial^2 A}{\partial a^2}$

L'équation (2.14) devient :

$$\begin{cases} \Delta\varphi^{(W)} = 0, & z < 0 \\ \varphi^{(W)} = 0, & z = 0 \text{ et } |y| > a(t) \\ \dfrac{\partial\varphi^{(W)}}{\partial z} = -\dot{h}, & z = 0 \text{ et } |y| < a(t) \\ \varphi^{(W)} = 0 \text{ et } \eta = 0, & z = 0 \text{ et } t = 0 \\ \varphi^{(W)} \to 0, & (y^2 + z^2) \to \infty \end{cases} \tag{2.19}$$

La résolution du système d'équations (2.19), comme présentée par Newman (1977) et Oliver (2002), permet d'obtenir une expression analytique du potentiel de vitesse à la surface mouillée ($z = 0$ et $|y| < a(t)$) sous la forme :

$$\varphi^{(W)}(y, 0, t) = -\dot{h}\sqrt{a^2(t) - y^2}. \tag{2.20}$$

La demi-largeur mouillée $a(t)$ est obtenue grâce à la condition de Wagner pour un corps symétrique ; elle stipule qu'aux points de contact (en $y = \pm a(t)$) la surface du corps coïncide avec la surface libre, c'est-à-dire qu'en $y = \pm a(t)$, on a $\eta(y, t) = f(y) - h(t)$. Elle peut s'exprimer comme suit (Korobkin, 2004; Tassin et al., 2014; Morvan, 2019) :

$$\int_0^{\frac{\pi}{2}} f(a(t)\sin(\theta))d\theta = \frac{\pi}{2}h(t). \tag{2.21}$$

Grâce à un développement de Taylor d'ordre 1 (Korobkin, 2004), on a :

$$\phi(y, t) \approx \varphi^{(W)}(y, 0, t) + \frac{\partial\varphi^{(W)}}{\partial z}(f(y) - h(t)), \tag{2.22}$$

or d'après le système d'équations (2.19), $\frac{\partial\varphi}{\partial z} = -\dot{h}$. De plus, en se servant de l'équation (2.20) on trouve :

$$\phi(y, t) = -\dot{h}(t)\left(f(y) - h(t) + \sqrt{a^2(t) - y^2}\right), \tag{2.23}$$

ce qui donne pour la pression hydrodynamique :

$$\begin{aligned} P(y, t) = \rho\dot{h}^2(t)&\left[\frac{\dot{a}(t)}{\dot{h}(t)}\frac{a(t)}{\sqrt{a^2(t) - y^2}} - \frac{1}{2}\frac{a^2(t)}{a^2(t) - y^2}\frac{1}{1 + f_{,y}^2} - \frac{1}{2}\frac{f_{,y}^2}{1 + f_{,y}^2}\right] \\ &+ \rho\ddot{h}(t)\left[f(y) - h(t) + \sqrt{a^2(t) - y^2}\right]. \end{aligned} \tag{2.24}$$

La pression hydrodynamique peut encore être écrite comme :

$$P(y, t) = P_s(y, t) + P_a(y, t), \tag{2.25}$$

avec,

$$\begin{aligned} P_s(y, t) &= \rho\dot{h}^2(t)\left[\frac{\dot{a}(t)}{\dot{h}(t)}\frac{a(t)}{\sqrt{a^2(t) - y^2}} - \frac{1}{2}\frac{a^2(t)}{a^2(t) - y^2}\frac{1}{1 + f_{,y}^2} - \frac{1}{2}\frac{f_{,y}^2}{1 + f_{,y}^2}\right], \\ P_a(y, t) &= \rho\ddot{h}(t)\left[f(y) - h(t) + \sqrt{a^2(t) - y^2}\right], \end{aligned} \tag{2.26}$$

P_s est le terme de pression de slamming, proportionnel à la vitesse d'entrée au carré et P_a est le terme de pression de masse ajoutée, proportionnel à l'accélération du corps.

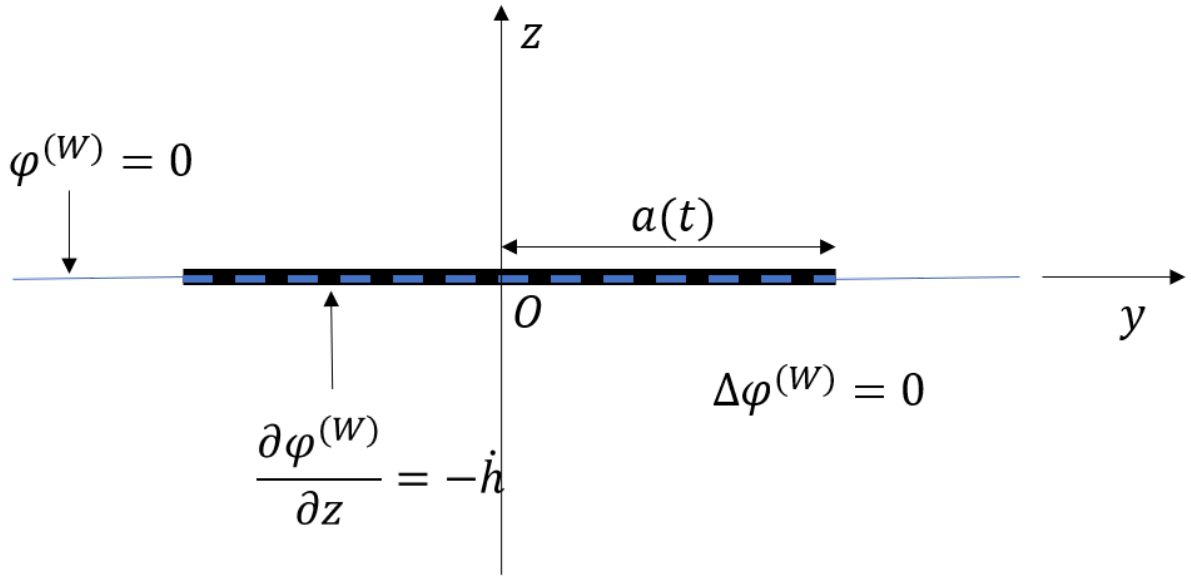


FIGURE 2.4 – Problème d'impact linéarisé dans la théorie de Wagner. Le trait bleu continu représente la surface libre et les tirets bleus représentent la surface mouillée.

2.3.2 Modèle MLM-FBC

Afin d'étendre l'application de la théorie de Wagner et du MLM au-delà du point de séparation de l'écoulement, Tassin et al. (2014) ont proposé le concept de prolongement par corps fictif (FBC pour Fictitious Body Continuation en Anglais). Inspiré des travaux de Logvinovich, ce modèle consiste à ajouter un corps fictif au-delà du corps réel, permettant de continuer d'employer la condition de Wagner (2.21) après la séparation. La figure 2.5 illustre le problème d'impact dans le cadre du MLM-FBC. α est l'angle de prolongement (prolongement tangent à la surface du corps réel impactant) permettant de rendre compte de la création de la cavité derrière le corps à de grandes profondeurs de pénétration.

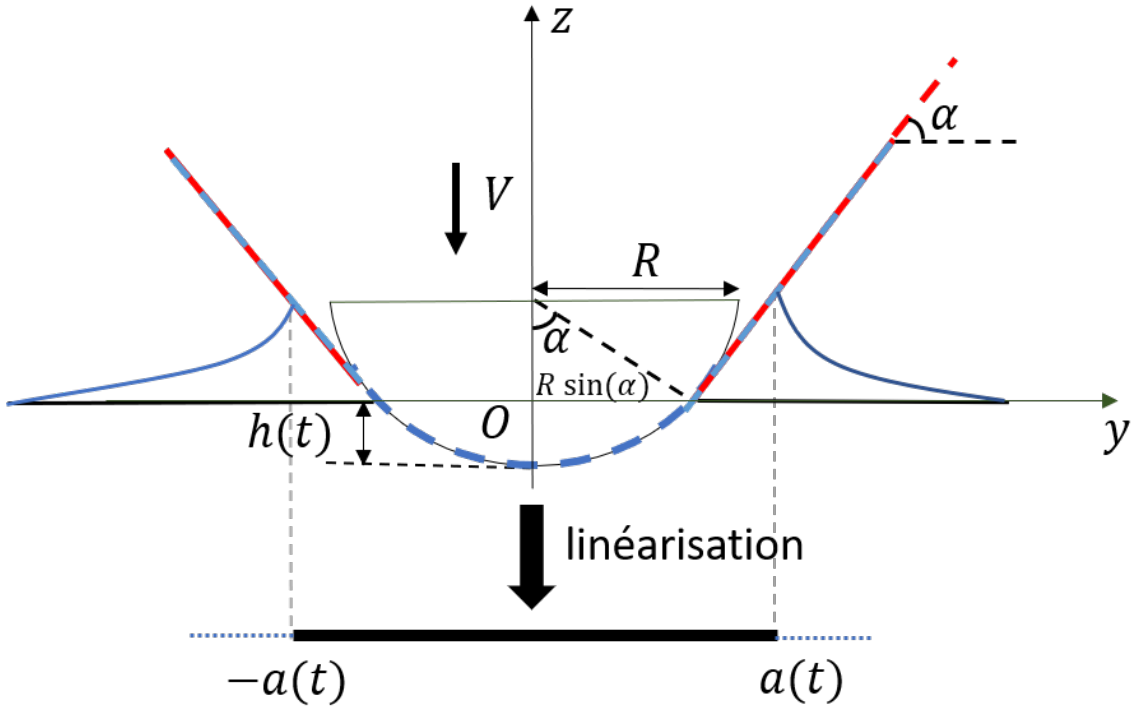


FIGURE 2.5 – Illustration du problème d'impact dans le MLM-FBC. Le trait bleu continu représente la surface libre du liquide, les tirets rouge représentent le prolongement fictif du corps et les tirets bleus représentent la surface mouillée réelle du corps.

Du point de vue mathématique, ce qui change dans le MLM-FBC par rapport à ce qui a été développé précédemment dans le MLM est la représentation du contour du corps. Dans le cas du cylindre circulaire bidimensionnel ($y = R\sin(\alpha)$ est le point de séparation), on a :

$$f(y) = \begin{cases} R - \sqrt{R^2 - y^2}, \text{ si } y \leq R\sin(\alpha) \text{ (corps réel)} \\ \tan(\alpha)y - \dfrac{R}{\cos(\alpha)}(1 - \cos(\alpha)), \text{ si } y > R\sin(\alpha) \text{ (corps fictif)} \end{cases} \tag{2.27}$$

Cette fonction est utilisée pour calculer la "largeur mouillée fictive", $a(t)$, à l'aide de la condition de Wagner (2.21). Notons cependant que la pression hydrodynamique ne sera intégrée que sur la surface du corps réel. Comme souligné par Tassin et al. (2014), dans le cadre du Modèle de Logvinovich Modifié (MLM), la phase de séparation de l'écoulement impose une adaptation des termes associés à l'accélération (pression) représentant la contribution de la masse ajoutée. En effet, le terme $f - h$, devient négatif pour de grandes profondeurs de pénétration, ce qui peut conduire à des valeurs négatives de masse ajoutée (incohérence physique). Pour y remédier, Tassin et al. (2014) ont proposé une modification de l'expression de $P_a(x,t)$ après séparation. Nous allons noter $P_a(x,t)^{OFBC}$ (OFBC, Original Fictitious Body Continuation) cette pression modifiée :

$$P_a(y,t)^{OFBC} = \rho\ddot{h}\left[f(y) - min\left(h(t), f(R\sin(\alpha))\right) + \sqrt{(R\sin(\alpha))^2 - y^2}\right], \tag{2.28}$$

Cependant, comme nous allons le voir, cette formulation conduit à une chute de la masse ajoutée dans le cas de l'impact du cylindre bidimensionnel après séparation, ce qui est en

désaccord avec certains résultats de la littérature pour d'autres géométries (Seng, 2012; Wang et al., 2019). Cette modification ne sera pas adoptée dans le présent travail de thèse. Nous proposons d'utiliser l'expression de P_a du MLM (2.26) pour calculer le coefficient de masse ajoutée, mais nous supposerons que celui-ci reste constant après avoir atteint sa valeur maximale. L'effort hydrodynamique pour la section est obtenu par intégration du champ de pression MLM sur la surface mouillée pour le corps réel, dont la demi-largeur mouillée est définie par $\min(a, R\sin(\alpha))$ (la figure 2.6 présente l'évolution de cette quantité en fonction de la profondeur de pénétration adimensionnée) en ne tenant pas compte des pressions de slamming négative (Korobkin, 2004; Tassin et al., 2014), soit :

$$f_l(t) = 2\int_0^{min(a,R\sin(\alpha))} \left[\max(P_s(y,t),0) + P_a(y,t)\right] dy = \rho\left[RC_s(h)\dot{h}^2 + SC_a(h)\ddot{h}\right], \tag{2.29}$$

avec $S = \pi R^2$ l'aire de la section du cylindre, C_s le coefficient adimensionné de slamming et C_a le coefficient adimensionné de masse ajoutée, définis par :

$$\begin{cases} C_s(h) = \dfrac{2}{\rho R\dot{h}^2}\displaystyle\int_0^{\min(a,R\sin(\alpha))} \max(P_s(y,t),0)dy, \\ C_a(h) = \dfrac{2}{\rho S\ddot{h}}\displaystyle\int_0^{\min(a,R\sin(\alpha))} P_a(y,t)dy. \end{cases} \tag{2.30}$$

Pour le calcul de $C_s(h)$ à l'équation (2.30), l'utilisation de $\max(P_s(y,t),0)$ au lieu de la pression théorique $P_s(y,t)$ permet de corriger les pressions négatives (inférieures à la pression atmosphérique) non physiques prédites au bord de la largeur mouillé. En effet, ces pressions sont considérées comme un artefact de la théorie de Wagner, dans laquelle le potentiel des vitesses est singulier en $y = \pm a(t)$. De plus, sans cette correction, le champ de pression serait non intégrable.

Les figures 2.7 et 2.8 présentent les évolutions des coefficients de slamming et de masse ajoutée en fonction de la profondeur de pénétration adimensionnée $\frac{h}{R}$ pour un angle de séparation $\alpha = 60°$. Comme souligné par Tassin et al. (2014), dans le cas de l'impact vertical d'un cylindre bidimensionnel, le prolongement fictif avec un angle $\alpha = 60°$ permet d'obtenir un bon accord sur la prédiction de l'effort adimensionné de slamming avec les résultats expérimentaux de Campbell and Weynberg (1980) après séparation. Avant séparation, le MLM restitue avec une bonne précision les efforts mesurés expérimentalement par Cointe and Armand (1987). Enfin, on observe que la modification faite par Tassin et al. (2014) produit comme attendu une chute du coefficient de masse ajoutée après séparation. À contrario, le champ de pression du modèle MLM génère une masse ajoutée qui tend à décroître après une valeur maximale C_a^{max} et pourrait même atteindre des valeurs négatives pour de grandes profondeurs de pénétration (non représentées sur la figure 2.8). Dans la littérature, Wang et al. (2019) ont proposé une méthode permettant d'estimer le coefficient de masse ajoutée dans le cas de l'impact d'un cylindre après séparation. Ils ont obtenu $C_a = 0.335$ pour $h/R = 0.23$ et $C_a = 0.416$ pour $h/R = 17.55$. Ces valeurs semblent assez cohérentes avec les résultats obtenus avec le MLM-FBC (sans terme correctif dans la pression). Cependant, En comparant les résultats fournis par cette méthode à des résultats de simulations numériques pour un dièdre, Wang et al. (2019) ont observé que cette méthode surestimait la masse ajoutée. En l'absence d'autres résultats

de références dans la littérature (à notre connaissance), nous prenons parti dans ce travail de thèse de considérer une stabilisation de la masse ajoutée une fois la valeur maximale donnée par le MLM-FBC, correspondant à $C_a^{max} = 0.422$, atteinte (courbe magenta en pointillés).

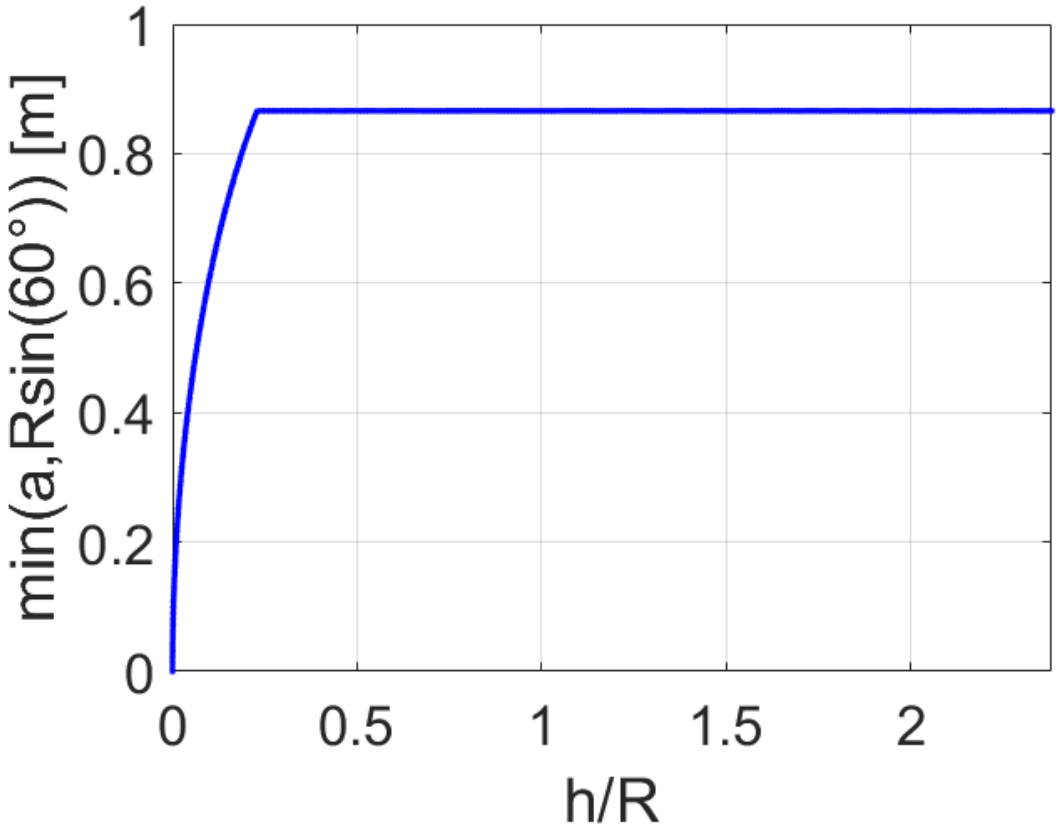


FIGURE 2.6 – Évolution de la demi-largeur mouillée réelle en fonction de la profondeur de pénétration adimensionnée.

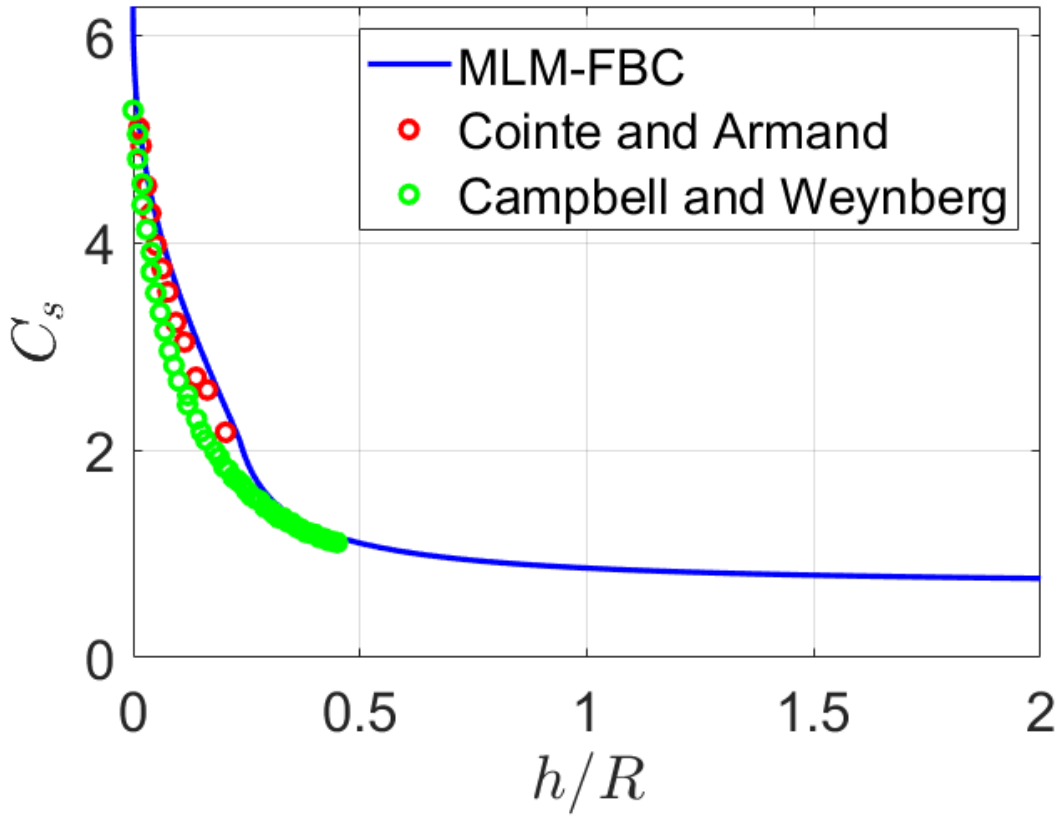


FIGURE 2.7 – Évolution du Coefficient de slamming adimensionné pour un cylindre en fonction de la profondeur de pénétration adimensionnée $\frac{h}{R}$. Les résultats théoriques de C_s sont comparés aux résultats expérimentaux de Cointe and Armand (1987) (avant séparation) et à ceux de Campbell and Weynberg (1980) (après séparation).

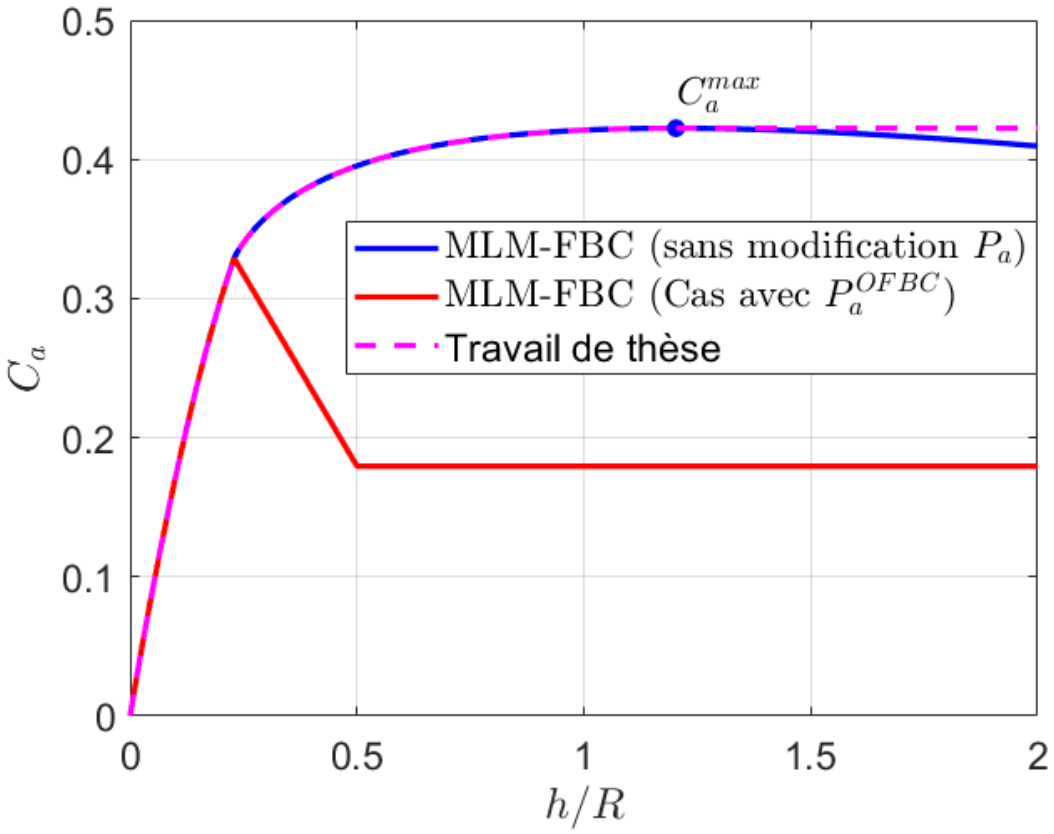


FIGURE 2.8 – Évolution du Coefficient de masse ajoutée adimensionné pour un cylindre en fonction de la profondeur de pénétration adimensionnée $\frac{h}{R}$. Les résultats de C_a sont présentés à la fois pour le modèle proposé par Tassin et al. (2014) et pour le cas sans modification sur le terme de pression de masse ajoutée. Le cas considéré dans le travail de thèse, qui est un prolongement du cas sans modification du terme P_a à partir de sa valeur maximale C_a^{max}, est aussi représenté.

2.4 Couplage fluide-structure

Dans cette section, nous utilisons les éléments précédemment introduits concernant la modélisation de la poutre d'Euler-Bernoulli ainsi que du chargement hydrodynamique sur une tranche bidimensionnelle (l'effort linéique f_l obtenu grâce au modèle MLM-FBC est l'effort supposé agir au niveau d'une tranche située en x sur la poutre), afin de modéliser la réponse hydroélastique d'un tube cylindrique circulaire induite par son impact sur la surface libre de l'eau initialement au repos. Nous rappelons que le point M se déplace (mouvement imposé) avec une vitesse $V(t)$ dans le repère du laboratoire (O, X, Y, Z), et entre en contact avec la surface libre de l'eau avec un angle d'impact γ. Le déplacement transversal de poutre, $u(x,t)$, induit par sa déformation élastique, est mesuré dans le repère (M, x, y, z) lié à la poutre. L'effort hydrodynamique linéique est supposé agir dans la direction z uniquement et est noté f_l. L'équation différentielle gouvernant la réponse

de la poutre s'écrit alors :

$$\rho_l \frac{\partial^2 u(x,t)}{\partial t^2} + EI \frac{\partial^4 u(x,t)}{\partial x^4} = f_l(t, x, V(t), \dot{V}(t), u(x,t), \dot{u}(x,t), \ddot{u}(x,t)) + \rho_l \dot{V}(t) \cos(\gamma). \tag{2.31}$$

Les conditions aux limites sont celles données à l'équation (2.2). Le terme supplémentaire $\rho_l \dot{V}(t) \cos(\gamma)$ dans l'équation (2.31) est un effort d'entraînement. Il est lié au fait que la dynamique de la poutre est décrite dans un référentiel non galiléen. L'effort hydrodynamique linéique sur une tranche orthogonale (figure 2.9) dépend à priori de la réponse de la structure. Cette dépendance engendre un couplage hydroélastique. En utilisant l'approche de type Wagner (MLM-FBC) décrite dans la section 2.3, f_l dépendra de la vitesse relative entre la section et la surface liquide, ainsi que de l'accélération associée. Cet effort f_l est donc lié à la vitesse de déplacement du point M, $V(t)$, et à l'accélération associée $\dot{V}(t)$. Le couplage hydroélastique peut être modélisé en considérant la dépendance de f_l aux variables, u, $\dot{u}$ et $\ddot{u}$, où $\dot{u}$ est la vitesse de vibration de la poutre et $\ddot{u}$ est l'accélération associée. En se servant de l'équation (2.29) ainsi que des considérations géométriques du problème d'impact, l'effort hydrodynamique linéique sur une section du tube s'écrit :

$$f_l = \rho \left[RC_s(h) w^2 + SC_a(h) \dot{w} \right], \tag{2.32}$$

avec h, la profondeur de pénétration d'une tranche orthogonale située en x à l'instant t. Celle-ci peut s'exprimer sous la forme suivante :

$$h(x, t, u(x,t)) = h_0(x,t) - u(x,t), \tag{2.33}$$

où $h_0(x,t)$ désigne la profondeur de pénétration en l'absence de déformation du cylindre (c'est à dire pour un tube rigide) :

$$h_0(x,t) = R - \frac{1}{\cos(\gamma)} \left(Z_M(0) - \int_0^t V(\tau) d\tau \right) + \tan(\gamma) x, \quad \gamma < 90° \tag{2.34}$$

w est la vitesse de pénétration de la section (vitesse absolue projetée dans la direction z) :

$$w(t, \dot{u}(x,t)) = v(t) - \dot{u}(x,t), \tag{2.35}$$

avec $v(t) = V(t) \cos(\gamma)$.

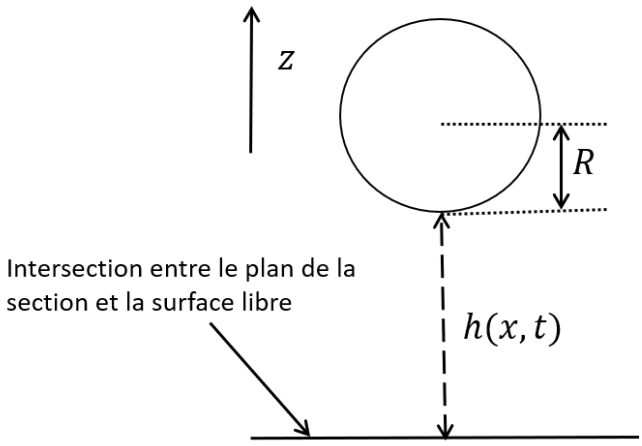


FIGURE 2.9 – Illustration du problème d'impact bidimensionnel associé à chaque section de la poutre. La ligne de surface libre représentée est l'intersection entre le plan de la section et la surface libre.

En remplaçant les équations (2.32) à (2.35) par leurs expressions dans l'équation (2.31), on obtient :

$$\begin{aligned}\left[\rho_l + \rho S C_a(h_0 - u)\right]\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} + EI\frac{\partial^4 u}{\partial x^4} &= \rho R C_s(h_0 - u)\left(v(t) - \frac{\partial u}{\partial t}\right)^2 \\ &\quad + \left(\rho_l + \rho S C_a(h_0 - u)\right)\dot{v}(t).\end{aligned} \tag{2.36}$$

Posons :

$$\begin{aligned}\rho_a(x,t) &= \rho_l + \rho S C_a(h_0(x,t) - u(x,t)),\\ \rho_s(x,t) &= \rho R C_s(h_0(x,t) - u(x,t)),\end{aligned} \tag{2.37}$$

l'équation (2.36) devient :

$$\frac{\partial^2 u(x,t)}{\partial t^2} + \frac{EI}{\rho_a(x,t)}\frac{\partial^4 u(x,t)}{\partial x^4} = \frac{\rho_s(x,t)}{\rho_a(x,t)}\left(v(t) - \frac{\partial u(x,t)}{\partial t}\right)^2 + \dot{v}(t). \tag{2.38}$$

La résolution de l'équation (2.38) va se faire via la technique de décomposition modale telle qu'écrite à l'équation (2.3). En remplaçant $u(x,t)$ par son expression dans l'équation (2.38) et après projection de l'équation obtenue sur le mode j (les détails de la projection sont développés dans l'annexe A.1), on obtient :

$$\begin{aligned}\ddot{\alpha}_j(t) + EI\int_0^L \frac{\hat{u}_j(x)}{\rho_a(x,t)}\sum_{k=1}^{N}\alpha_k(t)\mu_k^4\hat{u}_k(x)dx &= \int_0^L \frac{\rho_s(x,t)}{\rho_a(x,t)}\hat{u}_j(x)\left(v(t) - \sum_{k=1}^{N}\dot{\alpha}_k(t)\hat{u}_k(x)\right)^2 dx \\ &\quad + \dot{v}(t)\int_0^L \hat{u}_j(x)dx. \qquad j = 1,..,N\end{aligned} \tag{2.39}$$

Le système d'équations différentielles ordinaires (2.39) est intégré numériquement en temps grâce à la méthode Runge-Kutta 4. La convergence du calcul sur les points d'intégration, le nombre de modes et le pas de temps est présentée en annexe A.3. Sur la base

de cette étude de convergence, nous prendrons dans la suite 5000 points d'intégration pour le calcul des intégrales spatiales et le pas de temps choisi est égal à un dixième de la période propre du mode d'ordre le plus élevé ($dt = \frac{1}{10}T_N$).

2.5 Présentation de quelques résultats de simulation

Afin d'illustrer le modèle semi-analytique développé, nous allons considérer dans cette partie (sauf précision contraire) l'impact à une vitesse constante $V = 7$ m/s sur la surface libre de l'eau au repos, de cylindres en aluminium ($E = 70$ GPa, $\rho_v = 2800$ kg/m^3) initialement non déformés (les conditions initiales suivantes sont considérées : $u_0(x) = 0$ et $\dot{u}_0(x) = 0$). Le tableau 2.3 résume les valeurs des différents paramètres utilisés. Deux configurations géométriques seront considérées : un tube (creux) d'épaisseur $e = 2$ mm et une barre (pleine) tous deux de rayon extérieur R et de longeur L. Dans les deux cas, la raideur du ressort de rotation en M est telle que $\tau_R = 10$.

Nous allons poser dans la suite de ce manuscrit $z_0 = Z_M(0)$. Dans cette section, z_0 est choisie de manière à avoir l'impact à $t = 0$ c'est-à-dire qu'on a $z_0 = R + Lsin(\gamma)$.

Paramètres	E (GPa)	ρ_v (kg/m^3)	R (mm)	L (mm)	V (m/s)	τ_R
Valeurs	70	2800	10	300	7	10

Tableau 2.3 – Valeurs des différents paramètres physiques.

La figure 2.10 illustre l'évolution de l'effort rigide (calculé en supposant le cylindre indéformable) pour différents angles de pénétration. On observe que dans le cas d'un impact avec un angle $\gamma = 0°$ (tube impactant horizontalement la surface libre de l'eau), l'effort est le plus important à $t = 0$. Cela s'explique par le fait que dans cette configuration, toutes les tranches impactent simultanément. Dans le cas $\gamma > 0°$, on a une entrée progressive du tube dans l'eau, ce qui induit une évolution continue de l'effort et une diminution de sa valeur maximale lorsque l'angle de pénétration augmente. Au cours de la pénétration progressive de la poutre dans le fluide, plusieurs instants clés, notés **A**, **B** et **C**, permettent de mieux comprendre l'évolution temporelle de l'effort de slamming sur la poutre rigide (voir figure 2.11) :

- Tout d'abord, le point $t = t_A$ est le moment de l'impact c'est-à-dire que $t_A = 0$. En ce point, la tranche de la poutre située en $x = L$ entre en contact avec le fluide.
- Ensuite, au temps $t = t_B$, la dernière tranche (celle située en $x = 0$) de la poutre touche le fluide. Il s'agit du point pour lequel l'effort global atteint son maximum. Ce moment correspond à une pénétration nulle en $x = 0$, et se traduit par :

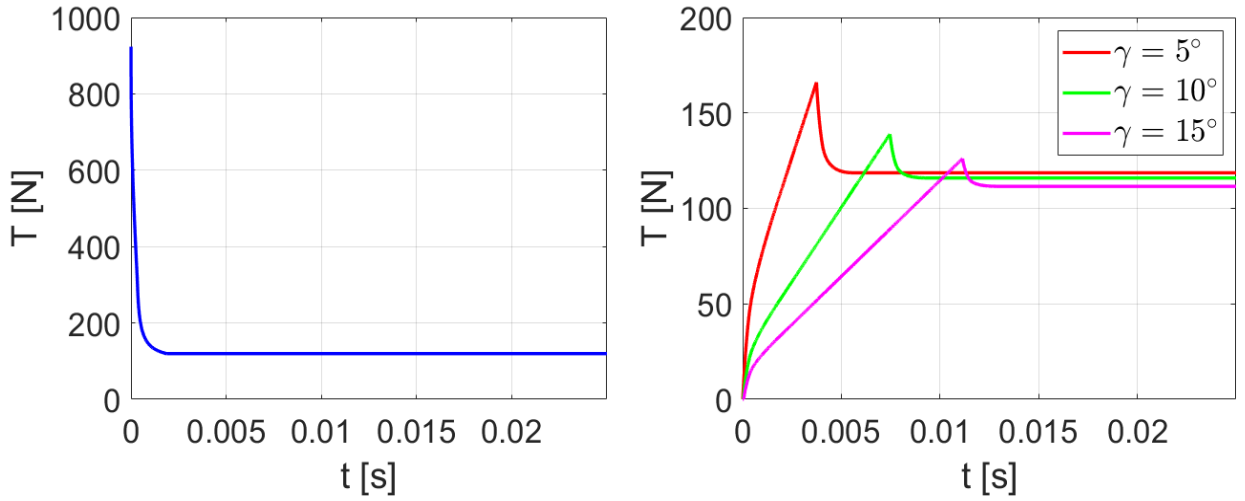
$$h_0(0, t_B) = 0 \Rightarrow t_B = \frac{z_0 - R\cos(\gamma)}{V}. \tag{2.40}$$

- Enfin, à $t = t_C$, le coefficient de slamming C_s de la tranche située en $x = 0$ atteint sa valeur asymptotique (la profondeur de pénétration à cet instant est $h_{asymp} = 1.32R$

dans notre modèle).

$$h_0(0, t_C) = h_{asymp} \Rightarrow t_C = \frac{z_0 + h_{asymp}\cos(\gamma) - R\cos(\gamma)}{V}. \tag{2.41}$$

Ce découpage temporel met en évidence la progression de l'immersion et la montée en charge de la poutre, en reliant la dynamique locale de chaque tranche à l'évolution globale de l'effort hydrodynamique.



(a) $\gamma = 0°$.

(b) $\gamma = 5°$, $10°$, $15°$.

FIGURE 2.10 – Évolution de l'effort tranchant en M dans le cas rigide pour différents angles d'impact à la vitesse de 7 m/s. (a) $\gamma = 0°$ et (b) $\gamma = 5°$, $10°$, $15°$.

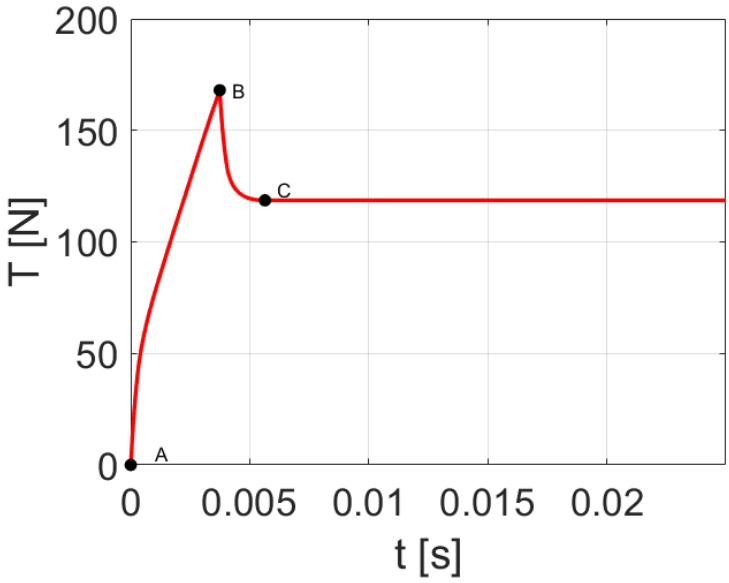


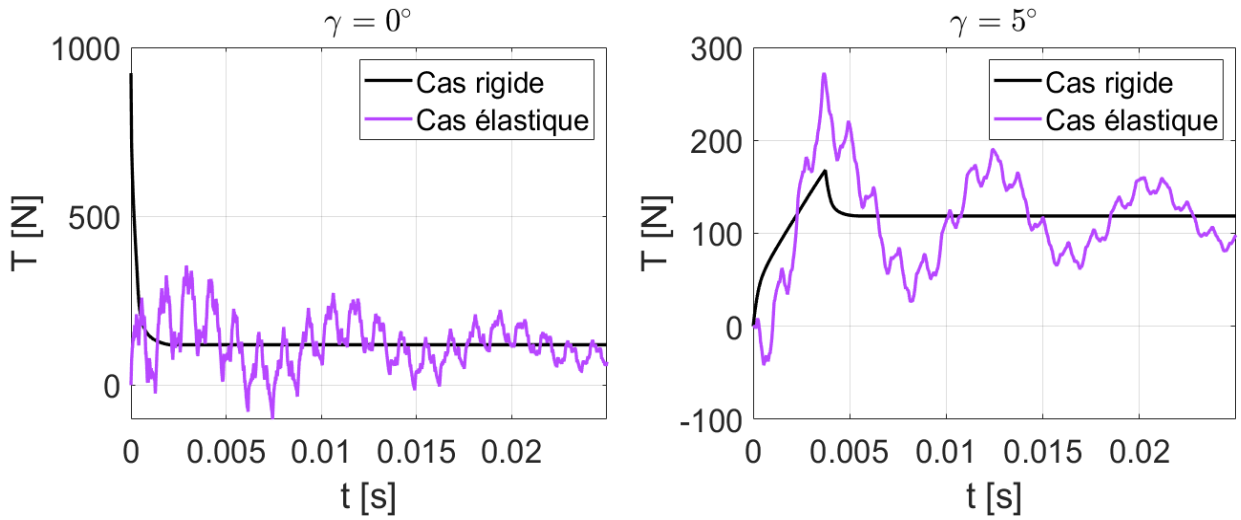
FIGURE 2.11 – Évolution de l'effort tranchant sur la poutre rigide en fonction du temps dans le cas $\gamma = 5°$. Les points **A**, **B** et **C** illustrent respectivement le moment d'impact de la première tranche, le moment d'impact de la dernière tranche et le moment où le coefficient de slamming au niveau de cette dernière tranche atteint sa valeur asymptotique.

Les figures 2.12 et 2.13 permettent d'analyser l'influence de la flexibilité de la poutre et de l'angle de pénétration sur la nature de la réponse hydroélastique. La figure 2.12 compare l'évolution de l'effort tranchant [2] en M dans le cas rigide et du tube élastique, pour les impacts horizontal ($\gamma = 0°$) et incliné ($\gamma = 5°$). Lorsque l'impact est horizontal (voir figure 2.12a), toutes les tranches du tube pénètrent simultanément dans le fluide. On a dans ce cas une montée instantanée du chargement hydrodynamique sur toute la longueur de la poutre. Ce chargement décroit ensuite rapidement avec le temps. Pour les paramètres considérés, on a un régime de réponse impulsionnel : le temps caractéristique de chargement est très faible devant le temps de réponse des premiers modes de vibration. Cela explique le fait que l'effort maximal dans le cas élastique soit très inférieur à celui du cas rigide. À contrario, pour un angle d'impact de $\gamma = 5°$ (voir figure 2.12b), l'entrée progressive des tranches engendre un régime de réponse dynamique pour les basses fréquences : le temps caractéristique de chargement (temps de montée initiale) est comparable au temps de réponse des premiers modes. Dans ce cas, le pic d'effort élastique est nettement supérieur à celui de l'effort rigide (phénomène d'amplification dynamique). La figure 2.13 montre l'évolution des amplitudes des trois premiers modes pour un impact horizontal ($\gamma = 0°$) et incliné ($\gamma = 5°$). Les résultats obtenus avec le modèle (dynamique) présenté dans ce chapitre sont comparés à ceux d'un modèle quasi-statique non-couplé. Dans ce dernier, les chargements hydrodynamiques sont tout d'abord calculés en supposant la poutre rigide et sont ensuite appliqués à un modèle de poutre statique. À partir des

2. L'effort tranchant en un point de la poutre élastique est calculé grâce à la formule :

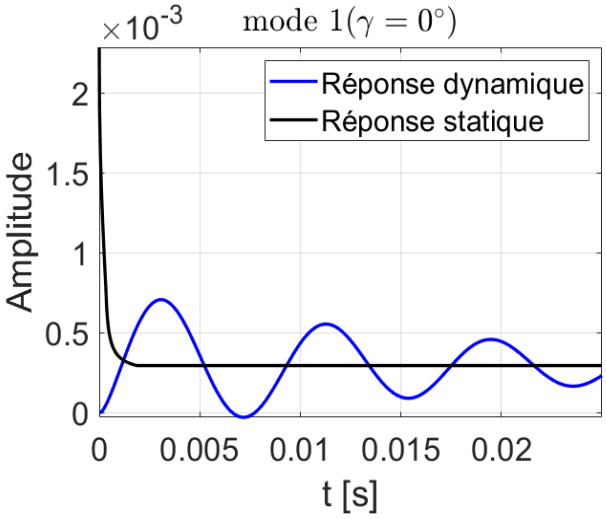
$$T(x,t) = -EI\frac{\partial^3 u(x,t)}{\partial x^3}, \tag{2.42}$$

observations des courbes de cette figure (courbes de droite), on peut conclure que l'importance des effets inertiels sur la réponse des modes se réduit pour les modes de fréquence plus élevée. Nous avons d'ailleurs vérifié que la réponse devient quasi-statique pour les modes à très haute fréquence. Ce n'est pas le cas pour la poutre horizontale (courbes de gauche) car dans ce cas la discontinuité du chargement excite tous les modes. Une autre observation intéressante à la figure 2.12b est une légère chute de l'effort élastique quelques instants après l'impact, ce phénomène semble être dû à la réponse du mode 2 (voir figure 2.13d).

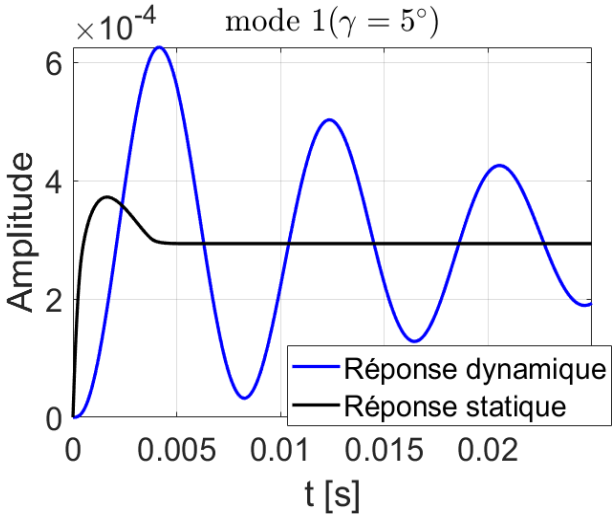


(a) $\gamma = 0°$. (b) $\gamma = 5°$.

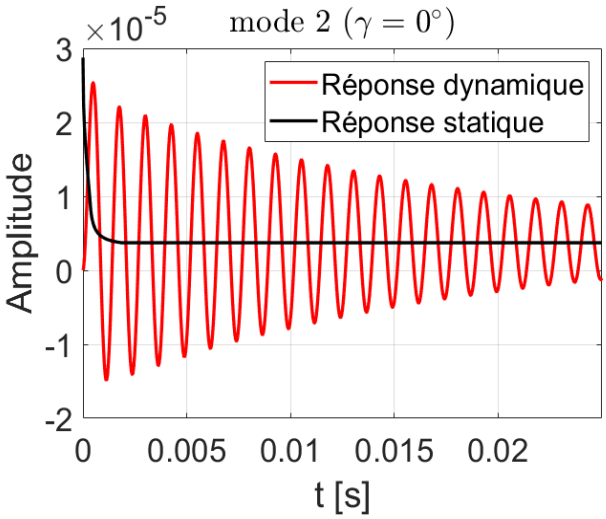
FIGURE 2.12 – Évolution de l'effort tranchant en M dans le cas rigide et du tube élastique pour différents angles d'impact et une vitesse de 7 m/s. Le nombre de modes choisis est $N = 24$ modes. (a) $\gamma = 0°$ et (b) $\gamma = 5°$.



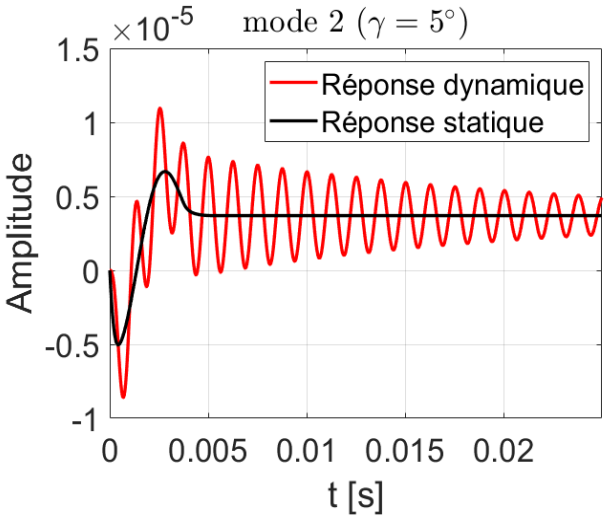
(a) $\alpha_1(t)$, cas $\gamma = 0°$.



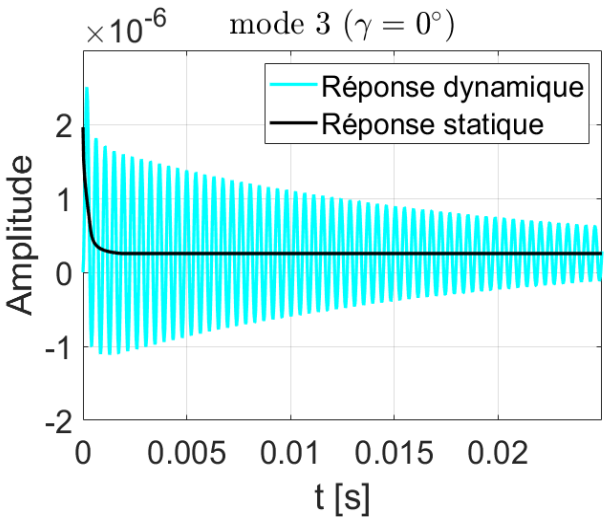
(b) $\alpha_1(t)$, cas $\gamma = 5°$.



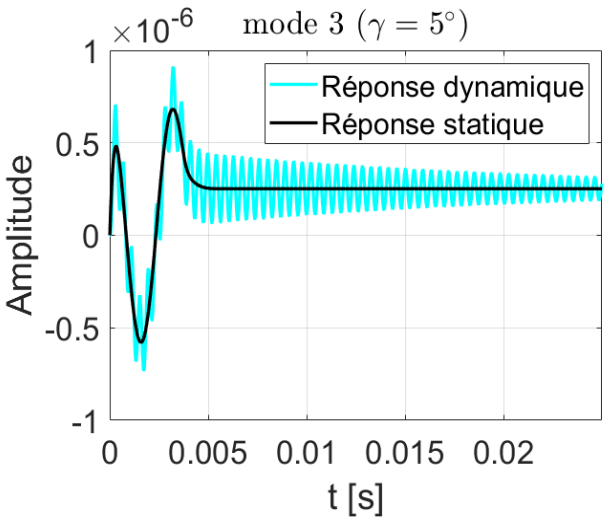
(c) $\alpha_2(t)$, cas $\gamma = 0°$.



(d) $\alpha_2(t)$, cas $\gamma = 5°$.



(e) $\alpha_3(t)$, cas $\gamma = 0°$.



(f) $\alpha_3(t)$, cas $\gamma = 5°$.

FIGURE 2.13 – Réponse en amplitude des trois premiers modes de la barre en aluminium. (a), (c) et (e) cas horizontal ($\gamma = 0°$). (b), (d) et (f) cas incliné ($\gamma = 5°$).

2.6 Influence des couplages fluide-structure et amortissement hydrodynamique

Au-delà des effets déjà discutés sur les régimes de réponse de la barre, deux phénomènes notables apparaissent dans la réponse élastique : la modification des fréquences d'oscillation, qui est un effet attendu de la masse ajoutée, et un amortissement des oscillations (bien visible sur la figure 2.13). Ces comportements trouvent leur origine dans le couplage hydroélastique, qui se manifeste dans le modèle présent à travers des contributions du slamming et de la masse ajoutée. Pour mieux illustrer ces effets, on s'intéresse ici au cas d'un impact horizontal ($\gamma = 0°$), configuration dans laquelle toutes les tranches de la poutre entrent en contact avec l'eau simultanément. Cela implique que la profondeur de pénétration "rigide" h_0 est indépendante de la position x sur la poutre. Par ailleurs, en modélisant le tube comme une poutre d'Euler-Bernoulli et en supposant de petits déplacements, on peut négliger le déplacement transversal u devant h_0, ce qui conduit à l'approximation $h \approx h_0$ (cette approximation n'est pas faite dans les simulations numériques). Dès lors, les coefficients associés à la masse ajoutée (ρ_a) et au slamming (ρ_s) deviennent eux aussi indépendants de x. En développant et linéarisant le terme de slamming de l'équation (2.39) au premier ordre, on obtient une expression simplifiée qui met en évidence l'influence du couplage hydroélastique sur la dynamique modale de la poutre :

$$\ddot{\alpha}_j(t) + 2v(t)\frac{\rho_s(t)}{\rho_a(t)}\dot{\alpha}_j(t) + \frac{EI}{\rho_a(t)}\mu_j^4\alpha_j(t) = \left(\dot{v}(t) + v^2(t)\frac{\rho_s(t)}{\rho_a(t)}\right)\int_0^L \hat{u}_j(x)dx. \tag{2.43}$$

À partir de l'équation (2.43), il est possible d'identifier un terme correspond à un amortissement (proportionnel à la vitesse modale $\dot{\alpha}_j$), induit par les efforts de slamming (second terme du membre de gauche. En considérant la pulsation propre mouillée (en absence d'amortissement),

$$\omega_j^m = \mu_j^2\sqrt{\frac{EI}{\rho_l + \rho S C_a}}, \tag{2.44}$$

on peut définir et exprimer l'amortissement hydrodynamique réduit correspondant :

$$\zeta_j^m = \frac{\rho_s}{\rho_a}\frac{v}{\omega_j^m} = \frac{\rho R C_s}{\mu_j^2}\frac{v}{\sqrt{EI(\rho_l + \rho S C_a)}}, \tag{2.45}$$

L'amortissement hydrodynamique prédit par le modèle dépend de plusieurs paramètres, parmi lesquels la vitesse d'impact, le nombre d'onde, les propriétés matérielles et les coefficients hydrodynamiques. Il apparaît en particulier qu'il est directement proportionnel au coefficient de slamming. À partir de l'expression donnée par l'équation (2.45), une analyse quantitative permet de dégager plusieurs observations physiques clés concernant les mécanismes mis en jeu dans le couplage hydroélastique. Pour chaque configuration, le taux d'amortissement issu de cette équation a été comparé à celui obtenu par estimation directe sur le signal de déformation via la méthode des amplitudes (voir annexe B.1).

- **Influence de la vitesse d'impact** : le rapport d'amortissement croît linéairement avec la vitesse d'impact. La figure 2.14a illustre cette tendance en présentant l'évolution

de $\epsilon(t)/\epsilon^{stat}$ [3] (rapport entre la déformation donnée par le modèle en $x = 0$ et $z = -R$, et la déformation quasi-statique asymptotique) en fonction de t/T_1 (temps normalisé par la période propre du premier mode de la barre sèche). Pour des vitesses de pénétration de 7 m/s et 14 m/s, l'équation (2.45) prédit des amortissements de 7.32% et 14.6% (pour le premier mode), en excellent accord avec les valeurs de 7.37% et 14.8% issues de la méthode des amplitudes. Le doublement de la vitesse entraîne un doublement du rapport d'amortissement, ce qui se traduit visuellement par une période mouillée (amortie) plus longue dans le cas $V = 14$ m/s.

- **Influence de la géométrie (rôle de l'élancement)** : Pour un matériau donné, une analyse dimensionnelle des grandeurs intervenant dans l'expression de l'amortissement indique que :

$$\begin{aligned} \rho_s &\propto R, \\ \mu_j &\propto L^{-1}, \\ \rho_a &\propto R^2, \\ I &\propto R^4. \end{aligned} \tag{2.47}$$

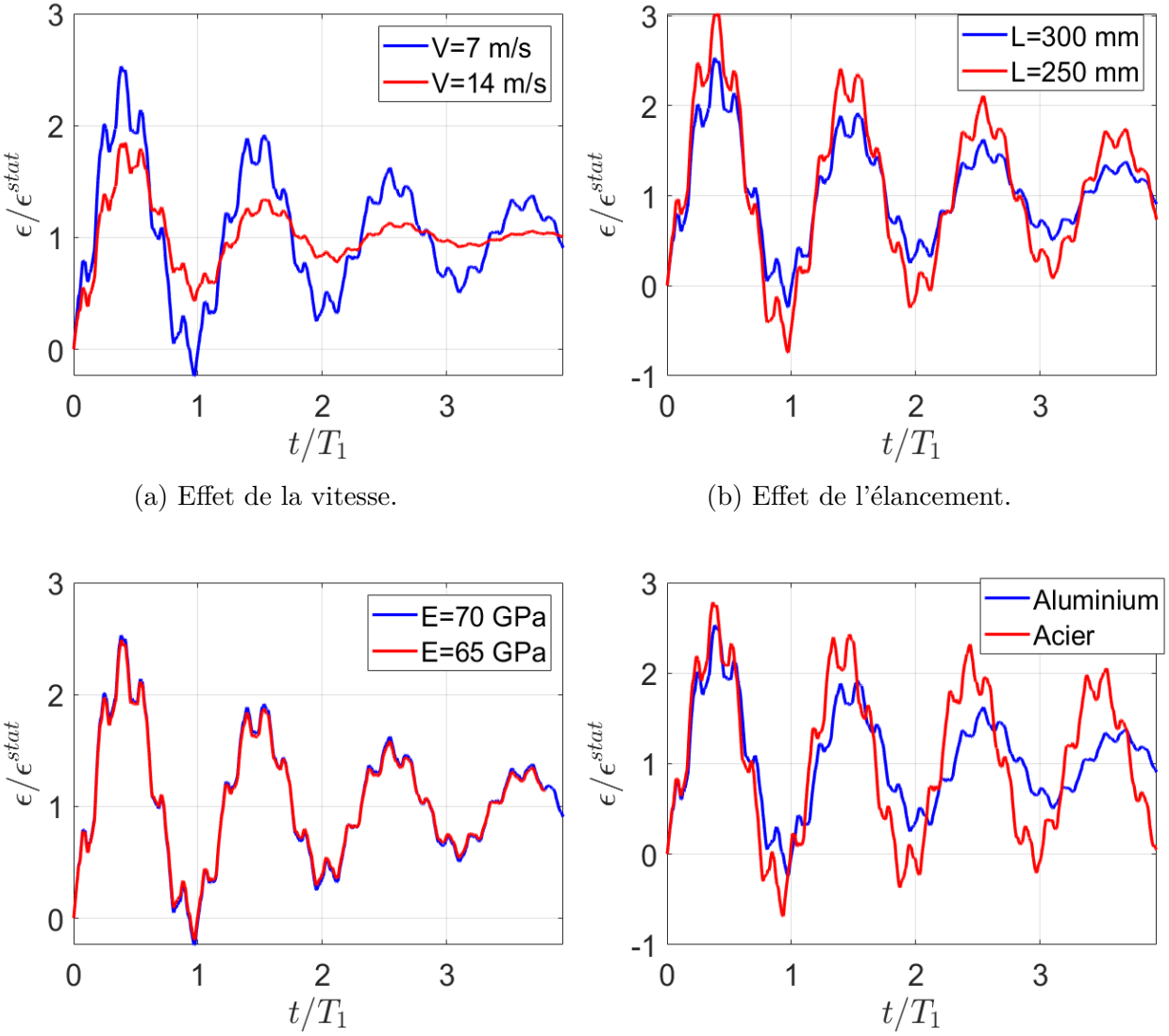
  d'où il découle que $\zeta_j^m \propto \left(\frac{L}{R}\right)^2 v$. Ainsi, plus la poutre est élancée, plus l'amortissement induit par le couplage hydroélastique est marqué. La figure 2.14b compare deux barres en aluminium de même rayon mais de longueurs différentes ($L = 300$ mm, élancement 15, et $L = 250$ mm, élancement 12.5). L'équation (2.45) prédit des amortissements du premier mode de 7.32% et 5.08% en accord avec les 7.37% et 5.09% obtenus par la méthode des amplitudes. Le rapport entre les amortissements mesurés (1.44) correspond bien au carré du rapport des longueurs, confirmant l'effet quadratique de l'élancement.
- **Influence du mode de vibration** : toujours pour un matériau donné, l'amortissement réduit dépend inversement de la pulsation propre du mode considéré, selon $\zeta_j^m \propto \frac{1}{\omega_j^m}$. Les modes de vibration de plus haute fréquence sont moins amortis que les modes de basse fréquence si l'on considère la réduction de l'amplitude de vibration par cycle. Cependant, comme le montre l'équation (2.43) l'amortissement par unité de temps est identique pour tous les modes.
- **Influence des propriétés matérielles** : Pour deux matériaux de même géométrie soumis à un même impact, l'expression $\zeta_j^m \propto \frac{1}{\sqrt{E(\rho_l + \rho S C_a)}}$ met en évidence l'influence des propriétés mécaniques et de masse. La comparaison entre l'acier ($E = 210$ GPa et $\rho_v = 7800$ kg/m^3) et l'aluminium ($E = 70$ GPa et $\rho_v = 2800$ kg/m^3) montre que l'amortissement est plus faible pour l'acier, comme illustré à la figure 2.14d. L'équation (2.45) prédit des amortissements de 7.32% (aluminium) et 2.65% (acier), valeurs confirmées par ceux issus de la méthode des amplitudes (7.37% et 2.64%).

Les observations faites lors de l'analyse des effets du type de matériau sur l'amortissement hydrodynamique réduit soulèvent un questionnement sur l'effet seul du module

3. La déformation en un point x de la poutre située à une distance z de la fibre centrale est donnée par :

$$\epsilon(x,t) = -z\frac{\partial^2 u(x,t)}{\partial x^2} \tag{2.46}$$

d'Young sur la réponse de la structure. Ce questionnement a pour base légitime le fait qu'il est courant de ne pas avoir la valeur exacte du module d'Young lorsqu'on commande des pièces chez un fournisseur. Il est donc intéressant de savoir l'effet de la prise en compte d'une valeur du module d'Young comprise dans la plage de valeurs classiques (entre 65 GPa et 70 GPa pour les alliages d'aluminium) sur l'estimation réelle de l'amortissement hydrodynamique. La figure 2.14c montre que pour un matériau donné (l'aluminium en l'occurrence), l'incertitude sur la valeur exacte du module d'Young pour des valeurs contenues dans la plage classique n'a que peu d'influence sur l'amplitude des oscillations ou sur l'amortissement (amortissement de 7.59% lorsque $E = 65$ GPa).



(a) Effet de la vitesse.

(b) Effet de l'élancement.

(c) Effet du module d'Young.

(d) Effet du matériau.

FIGURE 2.14 – Évolution du rapport entre la déformation donnée par le modèle (en $x = 0$ et $z = -R$) et la déformation quasi-statique asymptotique (atteinte pour des temps très longs), en fonction du temps normalisé par la période propre du premier mode de la barre sèche. Le but est de mettre en exergue l'effet de différents paramètres sur l'amortissement hydrodynamique. (a) Effet de la vitesse. (b) Effet de l'élancement ($L = 300$ mm équivaut à un élancement de 15 et $L = 250$ mm équivaut à un élancement de 12.5). (c) Effet du module d'Young. (d) Effet du type de métal.

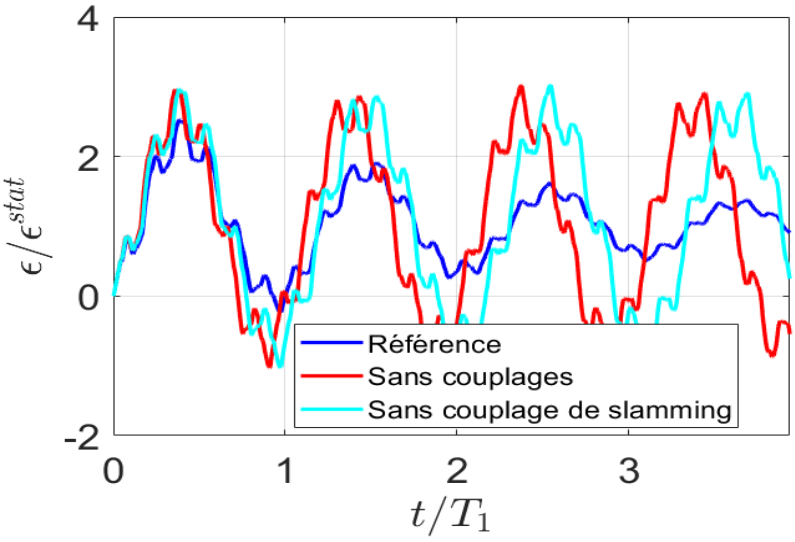
Nous allons maintenant étudier l'influence des différents termes de couplage intervenant dans le modèle. En effet, le couplage entre la réponse de la structure et le chargement hydrodynamique intervient au travers de l'effort de slamming et celui de masse ajoutée. La figure 2.15 présente l'évolution temporelle du rapport entre la déformation dynamique et la déformation quasi-statique asymptotique, en fonction du temps normalisé par la période propre du premier mode de la structure sèche, à la position $x = 0$ et $z = -R$, pour la barre et le tube en aluminium.

Afin de dissocier et de mettre en évidence les contributions respectives de la masse ajoutée et du slamming dans la dynamique vibratoire, trois versions du modèle ont été employées :

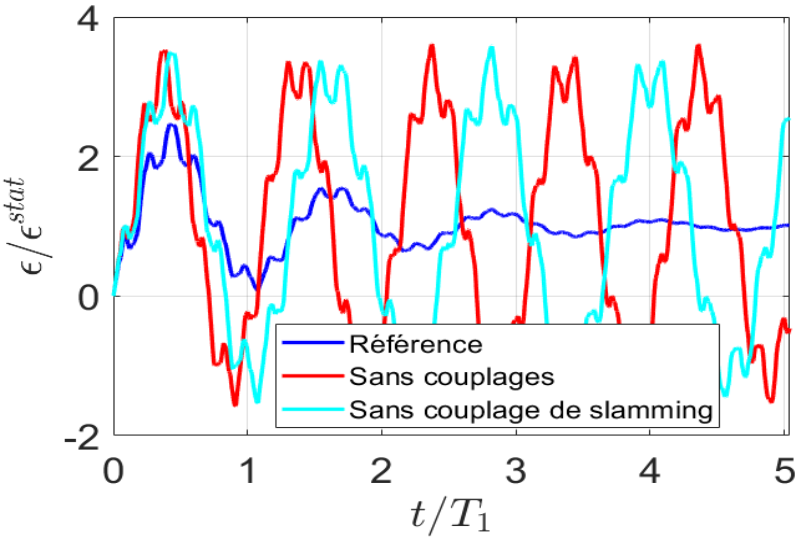
- Version complète, décrite dans le début de ce chapitre, où tous les termes de couplages sont pris en compte ; c'est le cas de référence.
- Couplage via la seule masse ajoutée : le terme de slamming dépend dans ce cas uniquement de la vitesse d'entrainment $V(t)$. La contribution de $\dot{u}(x,t)$ (vitesse induite par la déformation de la poutre) est supprimée.
- Absence totale de couplage hydroélastique : le chargement hydrodynamique est évalué en supposant la poutre rigide, puis appliqué à la poutre "sèche" : il n'y a pas d'influence de la dynamique structurelle sur les chargements hydrodynamiques.

La courbe rouge, associée au cas sans couplage, présente un comportement oscillatoire à la fréquence propre de la poutre sèche, sans modification inertielle ou dissipative liée au fluide. Par comparaison à la courbe bleue (cas avec couplages), la déformation maximale est surestimée. Cet effet est particulièrement notable dans le cas du tube (figure 2.15b).

La courbe cyan (obtenue en ne conservant que le terme de masse ajoutée) met en évidence deux effets caractéristiques (comparativement au cas sans couplages) : d'une part, un allongement de la période d'oscillation, traduisant un ralentissement de la dynamique due à l'augmentation effective de l'inertie du système ; d'autre part, une légère diminution de l'amplitude maximale de la réponse.



(a) Cas de la barre.



(b) Cas du tube.

FIGURE 2.15 – Influence des différents termes de couplage sur l'évolution du rapport entre la déformation dynamique et la déformation quasi-statique asymptotique, en fonction du temps normalisé par la période propre du premier mode de la barre et du tube secs en $x = 0$ et $z = -R$. Le but est de mettre en exergue les effets de couplages de masse ajoutée et de slamming. Le cas de référence est obtenu avec le modèle complet. Le cas sans couplage correspond à un chargement hydrodynamique corps rigide et le cas sans couplage de slamming ne prend en compte que le couplage de masse ajoutée dans l'effort hydodynamique.

2.7 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté un modèle semi-analytique destiné à décrire la réponse hydroélastique d'un tube élancé impactant la surface libre de l'eau initialement au repos avec une vitesse imposée $V(t)$ et un angle γ.

La structure est modélisée comme une poutre d'Euler–Bernoulli appuyée, à l'une de ses extrémités, sur un ressort de rotation de raideur K, l'autre extrémité étant libre. Cette condition aux limites pragmatique a été introduite afin de représenter l'élasticité du système d'attache utilisé lors des essais expérimentaux servant à la validation du modèle.

D'autre part, les chargements hydrodynamiques induits par l'impact sont modélisés par une méthode de type $(2D + t)$, qui consiste à traiter la contribution hydrodynamique sur chaque section comme résultant d'un écoulement bidimensionnel, indépendant de celui des sections voisines. La pression exercée sur chaque section est évaluée à l'aide d'une approche de type Wagner, qui décompose la charge hydrodynamique en une pression de slamming proportionnelle au carré de la vitesse locale de pénétration, et une pression de masse ajoutée proportionnelle à l'accélération associée. Les coefficients adimensionnés de slamming et de masse ajoutée, fonctions de la profondeur de pénétration uniquement, sont déterminés à partir du Modèle de Logvinovitch Modifié (MLM) couplé au concept de prolongement par corps fictif (FBC), permettant de prendre en compte la séparation de l'écoulement.

La dynamique du tube influence le chargement hydrodynamique, et cette dépendance réciproque est au cœur du couplage hydroélastique. Celui-ci est pris en compte en exprimant la force hydrodynamique comme dépendante du déplacement, de la vitesse et de l'accélération induits par la déformation du tube. La résolution du problème ainsi formulé repose sur une décomposition modale, en projetant la réponse dans la base des premiers modes propres de la poutre sèche. Cette approche fait apparaître un terme d'amortissement, issu du couplage hydroélastique, dont l'intensité dépend de la vitesse locale de pénétration, de la masse volumique de l'eau, des propriétés matériaux, de la géométrie, du nombre d'onde et des coefficients hydrodynamiques.

Le modèle proposé sera utilisé dans le chapitre suivant pour dimensionner les tubes employés lors des essais expérimentaux de validation.

Chapitre 3

Mise en place d'essais d'impacts hydroélastiques de structures tubulaires

L'objectif de ce chapitre est de présenter le protocole expérimental qui a été mis en place pour étudier la réponse hydroélastique de tubes, afin d'avoir un support de validation du modèle semi-analytique proposé dans le précédent chapitre. Cela passera tout d'abord par la description du dispositif expérimental utilisé, ainsi que la méthodologie ayant permis de dimensionner les tubes utilisés. Ensuite, nous décrirons le matériel utilisé pour l'instrumentation des essais et enfin nous présenterons quelques résultats illustratifs des mesures effectuées. Une analyse détaillée des résultats, ainsi que des comparaisons avec le modèle semi-analytique, seront présentées dans le chapitre suivant.

3.1 Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental utilisé pour étudier la réponse hydroélastique des tubes est présenté en figure 3.1. Il emploie la machine hydraulique d'impact de l'ENSTA (campus de Brest). L'ensemble du dispositif repose sur une suspension pneumatique dont le but est d'isoler la machine des vibrations et chocs mécaniques extérieurs et ainsi assurer la précision des mesures. Il est constitué pour l'essentiel de plusieurs éléments :

— **Bloc hydraulique** : il est constitué d'accumulateurs de pression responsables de la mise en mouvement du piston. Ils sont constitués d'un réservoir contenant un gaz (azote) et un fluide hydraulique séparés par une membrane. Ils ont pour principe de fonctionnement des phases de compression du gaz par le fluide hydraulique et d'expulsion rapide du fluide hydraulique par le gaz. C'est ce jeu de compression/expulsion qui permet de stocker et libérer l'énergie de manière contrôlée conférant ainsi à la machine de choc la possibilité de générer des impacts avec des cinématiques contrôlées. La machine a deux gammes de fonctionnement :

- pour un effort maximal de l'ordre de 200 kN, elle assure un contrôle de la vitesse d'impact jusqu'à 10 m/s sur une course maximale de 150 mm.

- pour un effort maximal de l'ordre de 100 kN, elle assure un contrôle de la vitesse d'impact entre 10 et 20 m/s sur une course de 300 mm.

À noter que la déviation maximale de la vitesse stabilisée est de l'ordre de 5%.

— **Bassin** : c'est une cuve en acier équipée de 4 hublots (circulaires de 0.7 m de diamètre chacun) en Polyméthacrylate de Méthyle (PMMA) disposés sur chacune de ses faces latérales. D'un point de vue géométrique, elle a une longueur de 3 m, une largeur de 2 m et une hauteur de 2 m. Pour la campagne expérimentale réalisée durant cette thèse, la cuve a été tirée sur des rails pour être placée en dessous du piston et remplie d'eau jusqu'à une hauteur de 1.2 m.

— **Piston** : mobile et de forme cylindrique de 100 mm de diamètre, il est conçu pour supporter des efforts élevés (jusqu'à 500 kN). Le vérin a une course maximale de 620 mm et est propulsé vers le bas par l'expulsion de l'énergie stockée dans les accumulateurs de pressions ce qui permet la mise en mouvement, à vitesse contrôlée, du tube instrumenté.

— **Tube instrumenté** : Fixé au piston au moyen d'un dispositif spécifiquement conçu et réalisé pour cette étude, le tube, préalablement dimensionné (voir section 3.2), constitue l'élément instrumenté de l'essai. Des capteurs (jauges de déformation et accéléromètres) sont disposés à des positions soigneusement définies afin de mesurer sa réponse hydroélastique. Les résultats expérimentaux obtenus seront ensuite comparés aux prédictions du modèle semi-analytique présenté au chapitre précédent.

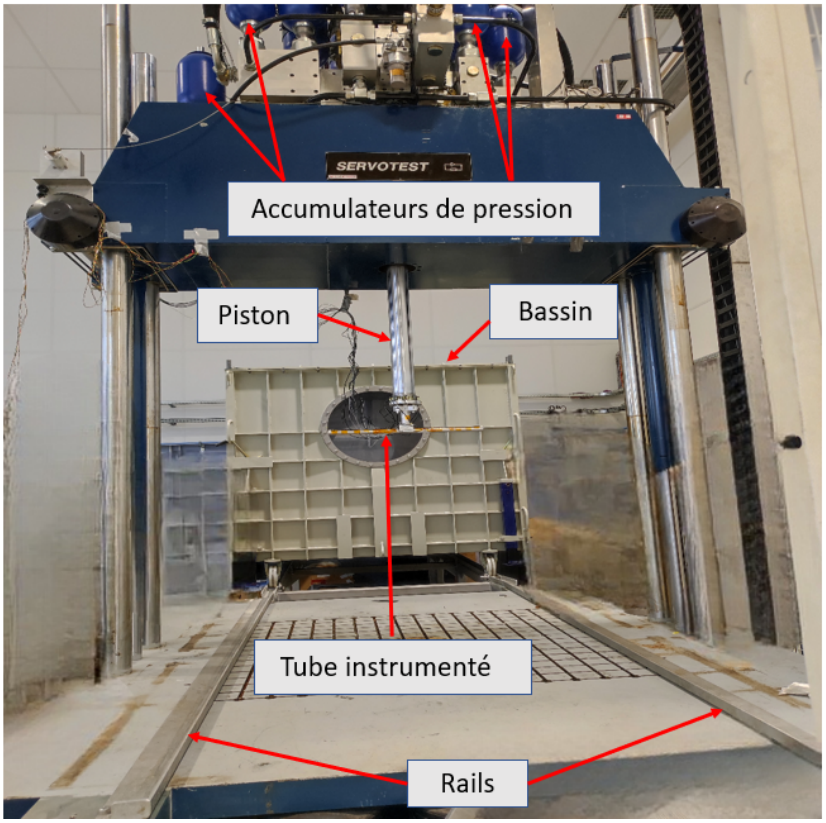


FIGURE 3.1 – Machine de choc de l'ENSTA avec l'un des tubes instrumentés utilisés pour les essais.

3.2 Choix de la configuration du tube pour les essais

Dans ce paragraphe, nous allons présenter la méthode qui a été utilisée pour choisir la configuration d'essais (principalement les dimensions du tube). En effet, notre objectif est de mesurer la réponse hydroélastique d'un tube, induite par l'impact de celui-ci sur la surface d'eau au repos contenue dans le bassin. Il convient de minimiser toutes les perturbations et phénomènes non souhaités pouvant affecter les mesures. Par exemple, il est important d'éviter toute déformation plastique lors des essais et d'avoir une excitation vibratoire induite par la mise en mouvement du vérin qui soit la plus faible possible devant l'excitation due à l'impact hydrodynamique. Il est aussi indispensable que la configuration choisie soit compatible avec le dispositif expérimental. La figure 3.2 illustre quelques grandeurs importantes pour le choix de la configuration des essais.

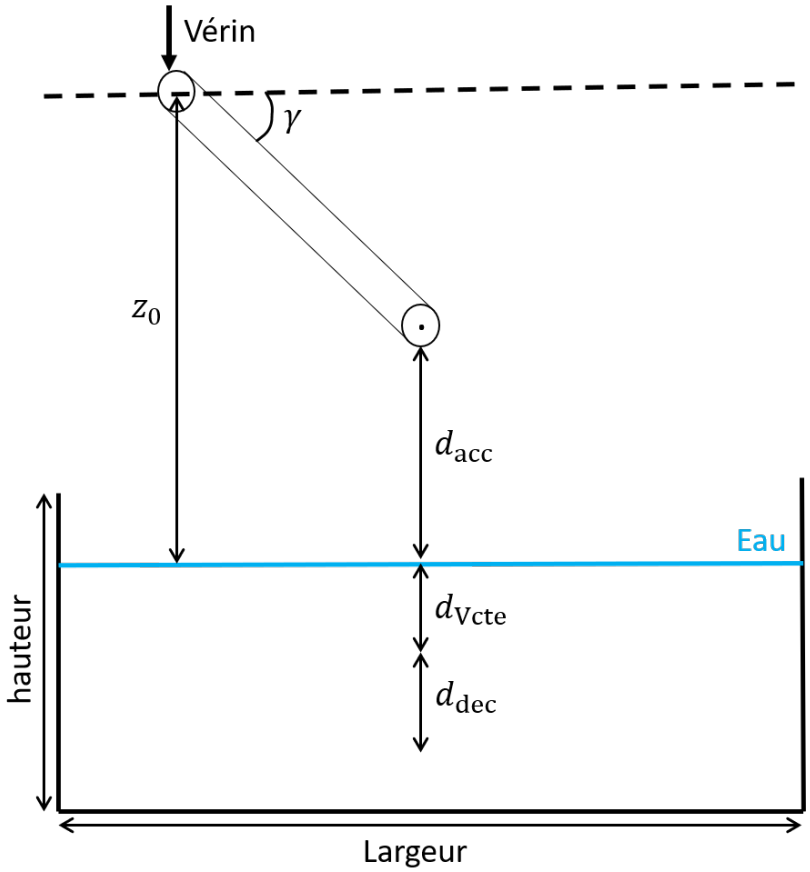


FIGURE 3.2 – Illustration de la configuration des essais et de certaines contraintes expérimentales.

Le tube, de longueur L, d'épaisseur e et de rayon extérieur R, est mis en mouvement par le vérin pour venir impacter la surface libre de l'eau au repos. Cette eau est contenue dans un bassin de manière à être intitialement (avant la mise en mouvement du tube) à une distance z_0 de la partie du tube pris dans le système de mors liés au vérin. Le phénomène étudié est l'impact puis la pénétration du tube dans l'eau à vitesse constante. La consigne

donnée à la machine de choc est une vitesse de consigne du vérin (et donc du tube) sur une distance d_{Vcte}. La distance d_{acc} correspond à la phase d'accélération maximale du vérin et enfin, d_{dec} représente la phase de décélération jusqu'à son arrêt complet. Le problème expérimental ainsi illustré permet de relever au minimum trois conditions que doit vérifier le tube dimensionné pour satisfaire cet environnement expérimental :

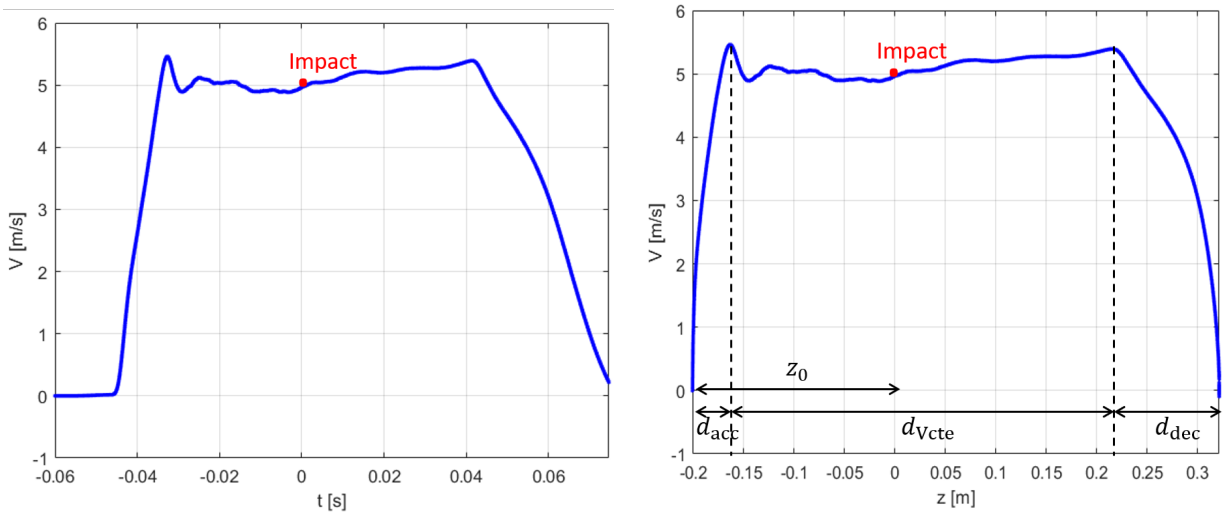
- **Condition de fin de la phase d'accélération avant contact** : elle se traduit mathématiquement par la relation $R + L\sin(\gamma) + d_{acc} \leq z_0$ et permet de s'assurer qu'au moment d'impact du tube, la phase d'accélération du vérin est terminée.
- **Condition d'immersion à vitesse constante** : mathématiquement traduite par la relation $R + L\sin(\gamma) < d_{Vcte}$, elle assure l'immersion complète du tube à vitesse stabilisée.
- **Condition d'arrêt du piston** : pour prendre en compte la course maximale du vérin de 620 mm et ainsi éviter son endommagement, les essais doivent être menés de manière à vérifier la relation $d_{acc} + d_{Vcte} + d_{dec} < 0.62$ m.

Une fois le cadre expérimental défini, se pose la question cruciale du dimensionnement du tube, notamment le choix de sa longueur L, de son diamètre extérieur D et de son épaisseur e. Ce dimensionnement doit avant tout garantir la compatibilité avec le modèle théorique utilisé, en l'occurrence le modèle de poutre d'Euler-Bernoulli, ce qui impose une condition d'élancement minimale (ici fixée à $L/D > 12$). Par ailleurs, la longueur totale du tube, augmentée d'une marge de sécurité, doit rester bien inférieure à la demi-largeur L_B du bassin afin de limiter les effets de bord sur l'écoulement (influence des parois du bassin sur l'écoulement autour du tube). Enfin, il faut s'assurer à la fois que le tube ne plastifie pas pendant les essais d'impact (ne pas dépasser la limite élastique du matériau) et que la déformation maximale du fait de l'impact reste supérieure à celle due à la mise en mouvement du tube.
L'ensemble de ces contraintes mène à la formulation d'un problème d'optimisation sous contraintes, prenant en compte la géométrie du bassin ainsi que les propriétés mécaniques du matériau (module d'Young E et limite élastique σ_y) :

$$\begin{cases} 12D < L < \dfrac{L_B}{2} - 3D, & (\text{ la valeur 3 du facteur de sécurité est un choix }) \\ \text{maximiser } \dfrac{\epsilon^{\max}_{\text{Impact}}}{\epsilon^{\max}_{\text{accélération}}}, & \\ max(\epsilon^{\max}_{\text{Impact}}, \epsilon^{\max}_{\text{accélération}}) \leq \dfrac{\sigma_y}{E}, & (\text{contrainte du problème}) \end{cases} \tag{3.1}$$

$\epsilon^{\max}_{\text{accélération}}$ et $\epsilon^{\max}_{\text{Impact}}$ sont respectivement la valeur maximale de la déformation durant la phase de mise en mouvement (phase d'accélération avant impact) et celle pendant la phase d'immersion (entre le moment de contact du tube avec le fluide et l'arrêt du piston).
Du système d'équations (3.1), il apparaît que pour un choix de diamètre et d'épaisseur du tube, on a plusieurs possibilités pour sa longueur. Pour une dimension donnée ($D \times e \times L$), il faut maximiser $\frac{\epsilon^{\max}_{\text{Impact}}}{\epsilon^{\max}_{\text{accélération}}}$ tout en gardant $max(\epsilon^{\max}_{\text{Impact}}, \epsilon^{\max}_{\text{accélération}}) \leq \frac{\sigma_y}{E}$. À l'aide du modèle semi-analytique développé et présenté au chapitre 2, près d'une centaine de simulations ont été menées pour différents profils de vitesse imposée, représentatifs de diverses vitesses cibles, dans le but de déterminer les dimensions optimales du tube. La figure 3.3 présente un exemple de signal de vitesse issu d'une campagne expérimentale antérieure (El Malki Alaoui et al., 2012), correspondant à une consigne de 5 m/s ; l'impact

y intervient à $t = 0$ s, pendant la phase où la vitesse est quasi-constante. Ces signaux temporels ont été utilisés comme données d'entrée du modèle afin d'identifier les configurations géométriques satisfaisant les contraintes mécaniques et géométriques de l'étude. Pour un matériau en aluminium, les résultats sont illustrés à la figure 3.4 pour deux cas de vitesses de consigne distincts (V= 5 m/s et V= 10 m/s). Chaque point de la figure représente une configuration (diamètre, épaisseur, longueur) ; seules les configurations situées dans une zone admissible définie par $0 <$ abscisse $\leq$ contrainte sont considérées comme valides. La configuration repérée par un point rouge est optimale pour le cas à la vitesse de consigne de 10 m/s, mais ne l'est pas pour le cas à la vitesse de consigne de 5 m/s, contrairement à celle marquée en vert qui est optimale pour les deux vitesses de consigne. Cette dernière, correspondant aux dimensions $D \times e \times L = 25 \times 2 \times 312$ (en mm), a donc été retenue pour la campagne expérimentale. Notons qu'en plus de ce tube "optimisé", d'autres échantillons comme une barre pleine en aluminium et un tube en acier (voir paragraphe suivant), ont été étudiés. Si pour certaines vitesses de consigne, ces autres échantillons ne vérifient pas toujours les critères de choix énoncés précédemment (en particulier, la réponse liée à la mise en mouvement peut être très importante), elles ont permis de compléter les résultats concernant l'amortissement induit par le couplage hydroélastique (voir chapitre suivant).



(a) Vitesse en fonction du temps.

(b) Vitesse en fonction du déplacement.

FIGURE 3.3 – Exemple de signal de vitesse utilisé pour les simulations réalisées pour le choix des dimensions du tube. L'impact a lieu à t= 0 s et la vitesse de consigne demandée est de 5 m/s.

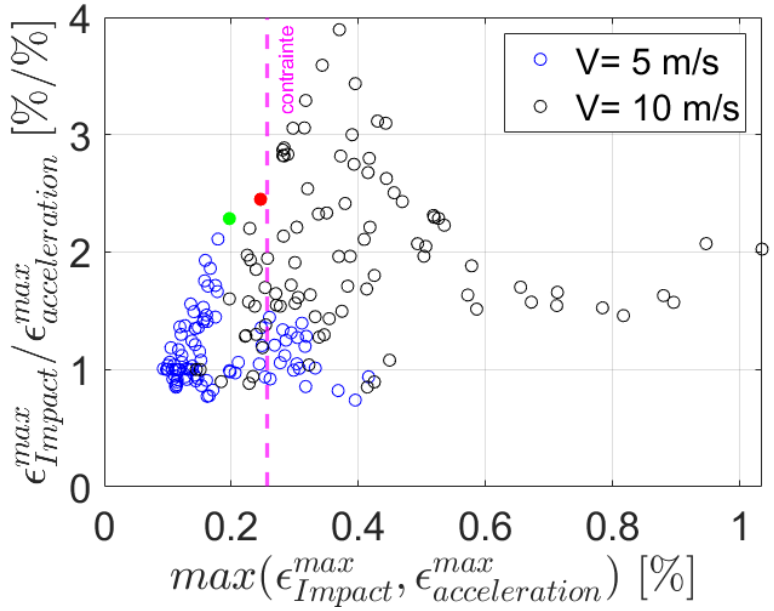


FIGURE 3.4 – Illustration des résultats obtenus pour toutes les configurations testées pour le choix du tube avec deux vitesses de consigne : 5 m/s et 10 m/s.

3.3 Matériel et instrumentation

Dans cette section, nous présentons les différents échantillons utilisés lors de la campagne expérimentale (tubes creux et barres) ainsi que leur instrumentation et le choix des positions des capteurs. Il est important de souligner qu'à ce stade, la raideur effective du système d'attache n'est pas connue a priori. Or, comme montré à la figure 2.2 du chapitre 2, les modes 2 et 3 présentent des nœuds très proches pour des valeurs de τ_R comprises entre 10 et ∞.

Dans cette configuration d'incertitude sur les conditions aux limites réelles, et afin de disposer d'un cadre de dimensionnement robuste, il a été jugé pertinent d'adopter, pour les calculs préliminaires, une condition aux limites de type encastré–libre. Cette hypothèse constitue un choix conservatif tout en restant cohérent avec la configuration expérimentale envisagée et permet de dimensionner les échantillons de manière fiable malgré l'indétermination initiale de la raideur du montage.

Pendant la campagne expérimentale, deux demi-tubes (ou demi-barres) identiques et symétriques vont être utilisés (voir figure 3.5 et figure 3.6). En effet, ce choix permet d'une part de supprimer les effets 3D au niveau du système d'attache du tube au reste du dispositif expérimental (cas de la configuration $\gamma = 0°$) et d'autre part, de s'affranchir des moments de flexion indésirables sur le vérin de la machine de choc.

3.3.1 Description des échantillons testés

Les structures tubulaires utilisées lors de la campagne expérimentale sont un tube creux et une barre pleine, tous deux en aluminium. Plus précisément, le matériau employé est un alliage d'aluminium 2017-T3 étiré, fourni par la société ALMET Nantes. Cet alliage présente de bonnes caractéristiques mécaniques, améliorées par un traitement thermique.

Le module d'Young n'étant pas communiqué par le fabricant et n'ayant pas pu être déterminé expérimentalement, une valeur usuelle pour les alliages d'aluminium est retenue dans la suite de l'étude, soit $E = 70$ GPa.

Les masses volumiques ont été déterminées à partir de mesures de masse et de dimensions des éprouvettes. Elles sont égales à $\rho_v = 2833$ kg/m^3 pour le tube creux et $\rho_v = 2800$ kg/m^3 pour la barre pleine.

D'un point de vue géométrique, le tube et la barre présentent une longueur identique de 312 mm. Le tube se distingue par une épaisseur de 2 mm.

3.3.2 Instrumentation

La figure 3.5 et la figure 3.6 illustrent les deux configurations retenues pour la campagne expérimentale : une configuration horizontale ($\gamma = 0°$) et une configuration inclinée ($\gamma = 5°$). Cette dernière a été utilisée uniquement pour les tubes creux. Pour chacune de ces configurations, l'instrumentation est constituée de jauges de déformation, d'accéléromètres et de capteurs d'effort.

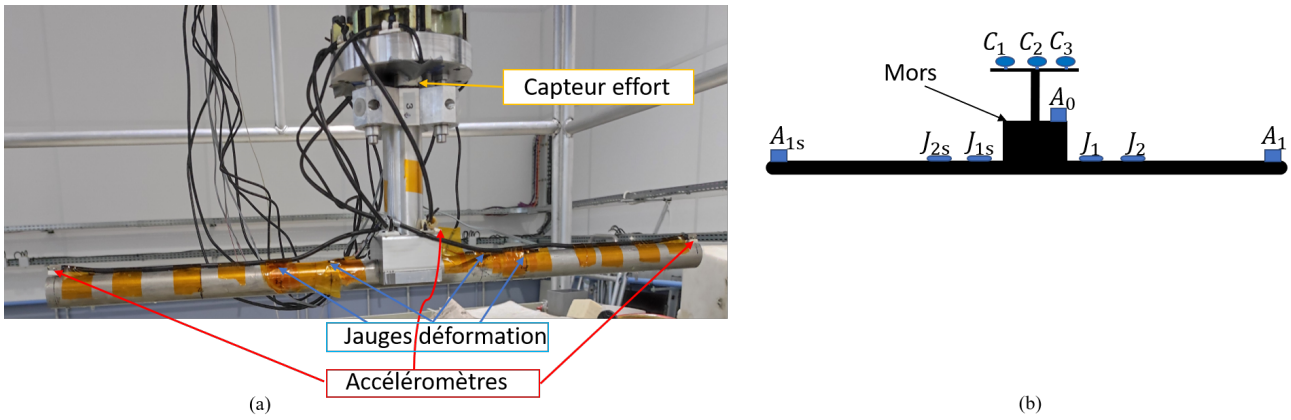
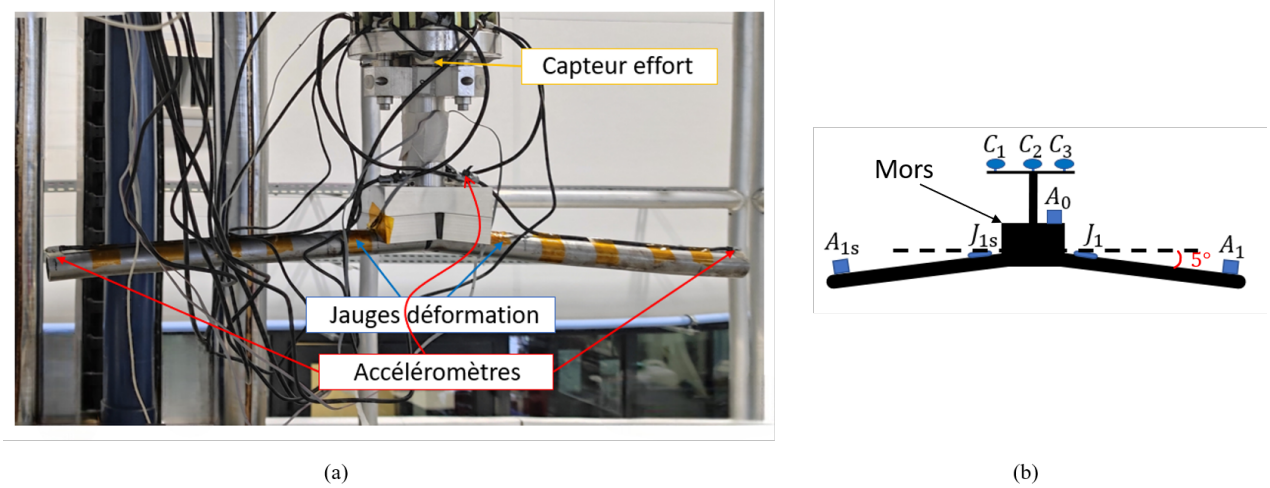


FIGURE 3.5 – Configuration horizontale ($\gamma = 0°$) : (a) Tube instrumenté. (b) Illustration de la position des capteurs.



(a) (b)

FIGURE 3.6 – Configuration inclinée ($\gamma = 5°$) : (a) Tube instrumenté. (b) Illustration de la position des capteurs.

Jauges de Déformation

Pour mesurer la déformation du tube durant les essais expérimentaux, des jauges d'extensométrie sont utilisées. Il s'agit de jauges à résistance électrique (la mesure de déformation est réalisée en convertissant la variation de longueur en variation de résistance) constituées d'un filament métallique fin encapsulé dans une matrice polymère. Leur spécification technique est donnée ci-dessous par le tableau 3.1 :

Modèle	K-CLY4-0060-1-120-3-020
Longueur grille	14 mm
Résistance	$120\,\Omega \pm 0.35\%$
Facteur de jauge k	$2.1 \pm 1\%$
Coefficient de température de k	$-10°C$ à $+45°C$

TABLEAU 3.1 – Spécifications techniques des jauges.

Ces jauges sont collées sur le dessus des tubes pour mesurer la déformation longitudinale comme illustré à la figure 3.7. La surface qui les accueille est préalablement poncée et nettoyée soigneusement. Une fois collées, une couche de protection en résine époxy est appliquée pour les protéger de potentiels dommages. Les bornes de chaque jauge sont ensuite branchées à un boîtier conçu avec trois resistances de $120\,\Omega$ pour garantir l'équilibre d'un pont complet. En effet les mesures sont basées sur le principe d'un quart de pont de Wheatstone où une seule jauge est active parmi les quatre. Pour convertir la variation de tension mesurée par la jauge, ΔU_{AB}, en déformation réelle ϵ, on utilise la relation du quart de pont de Wheaston (les détails du calcul sont données en annexe B.3) :

$$\epsilon = \frac{4}{k(U_e - 2\Delta U_{AB})}\Delta U_{AB} \quad \text{(en \%)} \tag{3.2}$$

avec k le facteur de jauge et U_e la tension d'alimentation de la jauge.

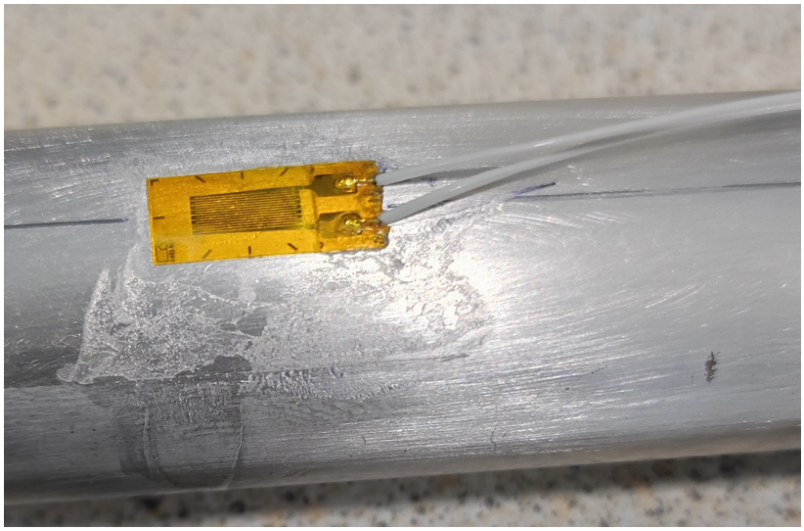


FIGURE 3.7 – Jauge collée sur un tube.

Le positionnement des jauges sur les tubes par rapport au mors, tel qu'illustré par la figure 3.5 et la figure 3.6, est donné dans le tableau 3.2.

Type	J_1	J_2	J_{1s}	J_{2s}
Tube aluminium 0°	50 mm	100 mm	50 mm	100 mm
Autres	50 mm	—	50 mm	—

TABLEAU 3.2 – Positionnement des jauges sur les échantillons. Les valeurs données correspondent à la distance du centre des jauges par rapport aux extrémités du mors.

Ces positions n'ont pas été choisies aléatoirement, deux études préalables ont été menées. La première étude a eu pour but de déterminer le lieu de mesures des déformations maximales grâce au modèle théorique (figure 3.8). Cette étude revèle que plus la jauge est proche des mors plus la déformation est importante. La seconde étude, dont le but était de déterminer les nœuds des modes de déformation (points pour lesquels la déformation associée à un mode est nul), a consisté à analyser la dérivée seconde des déformées modales afin de localiser les points pour lesquels elle était nulle (figure 3.9). Il en ressort que le premier mode n'a pas de nœud de déformation, les second et troisième mode ont un nœud à $L/6$ et que le troisième mode a un autre nœud à environ $3L/6$ [1]. La jauge en J_1 est située près de la position $x = L/6$. Cela signifie que les modes 2 et 3 ne devraient avoir qu'une faible contribution à la déformation mesurée au niveau de cette jauge. Autrement dit, il devrait être possible de bien observer la réponse du mode 1 dans ces signaux, ce qui est

1. Ces résultats ont été obtenus en supposant le mors infiniment rigide ($\tau_R = \infty$) car la raideur n'était pas connue a priori, mais nous avons vérifié a posteriori qu'avec la raideur identifiée (voir chapitre suivant) la position des nœuds de déformation pour les modes 1, 2 et 3 est très proche de celle du cas $\tau_R = \infty$.

intéressant pour la caractérisation de l'amortissement hydrodynamique (mis en évidence au chapitre précédent) pour ce mode. La jauge en J_2 (pour la configuration horizontale uniquement), située à environ $x = L/3$, devrait par contre faire apparaître la contribution des modes 2 et 3 (avec potentiellement une présence marquée du mode 2 au cas où la réduction de raideur serait suffisante pour que la crête de ce mode se retrouve à cette position). Les jauges placées en J_{1s} et J_{2s} (pour la configuration horizontale) ont pour but de vérifier la symétrie des signaux de déformation.

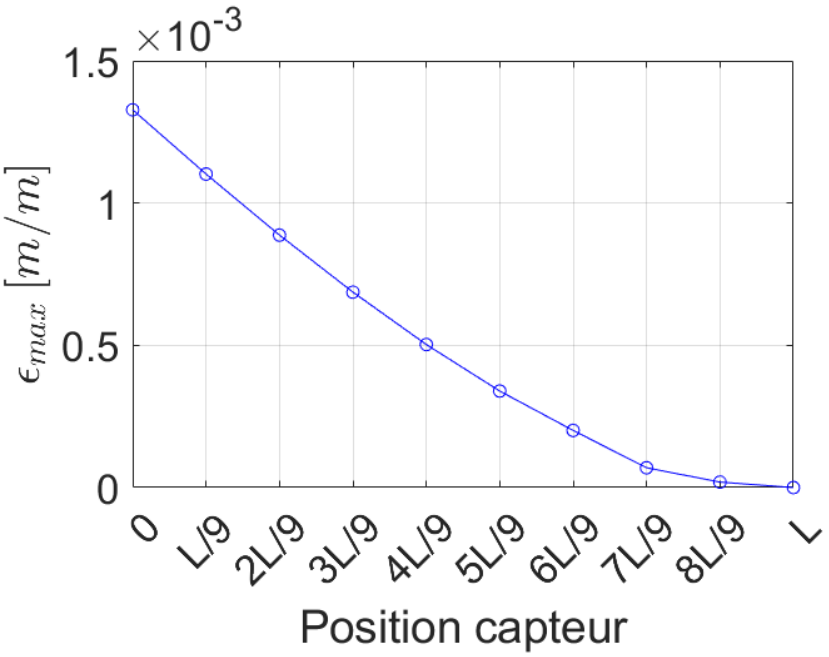


FIGURE 3.8 – Évolution du maximum de déformation longitudinale sur le dessus du tube en fonction de la position de la jauge pour un impact à une vitesse de consigne de 7 m/s. Les résultats ont été obtenus avec le modèle théorique présenté dans le chapitre 2. Le nombre de modes utilisés est $N = 8$ modes et $\tau_R = \infty$.

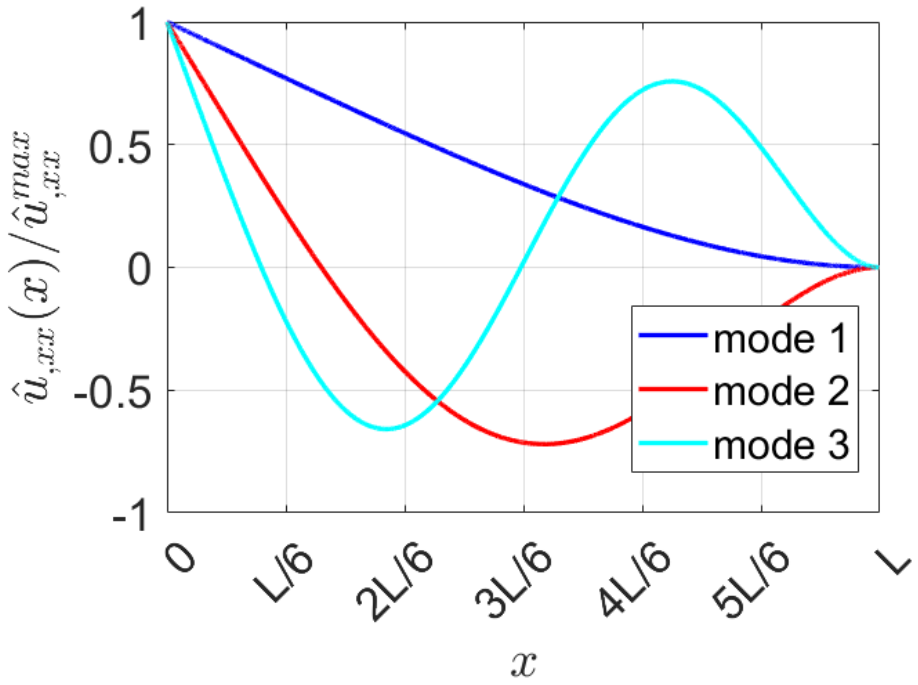


FIGURE 3.9 – Dérivée seconde normalisée de la déformée modale des 3 premiers modes propres du tube sec en fonction de la position sur le tube ($\tau_R = \infty$).

Accéléromètres

Dans le cadre de la campagne expérimentale et indépendamment de la configuration, trois accéléromètres situés aux positions A_0, A_1 et A_{1s} sont utilisés. A_0 est placé sur les mors afin d'obtenir l'accélération d'entraînement du tube. A_1 et A_{1s} sont situés à 6.9 mm des extrémités libres des demi-tubes (voir figures 3.5 et 3.6). Les trois accéléromètres sont de la marque **MEAS France**. La figure 3.10 illustre les caractéristiques de l'accéléromètre en A_1, on peut y lire sa sensibilité $S_1 = 0.371\ mV/g$, la tension d'alimentation 12 V, l'étendue de mesure $\pm 250g$ et l'excitation maximale $10000g$ (g correspond à l'accélération de la pesanteur, $g = 9.81$ m/s^2).

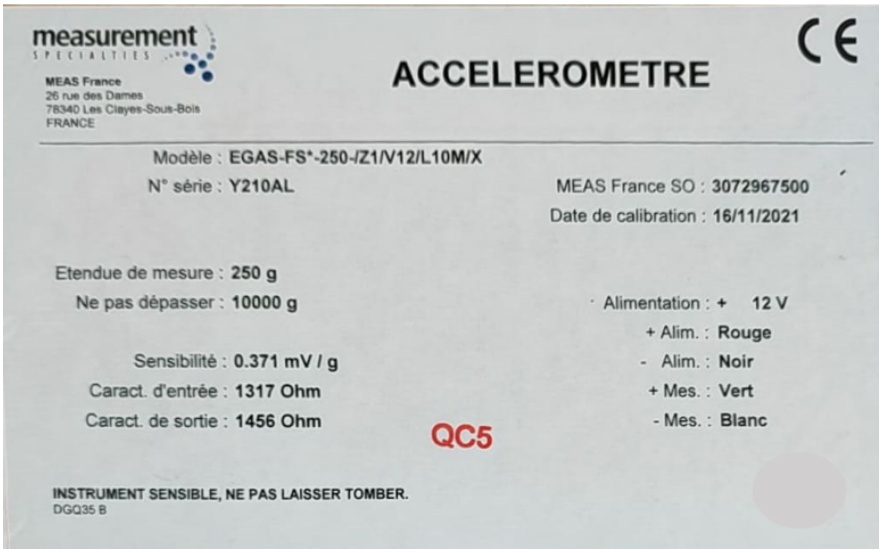


FIGURE 3.10 – Caractéristiques techniques de l'accéléromètre en A_1.

Ces valeurs du fabricant sont spécifiques à chaque accéléromètre. De manière générale, pour un accéléromètre donné, la sensibilité α_a (en mV/g) fourni par le constructeur est déterminée pour une alimentation U_{0a} (en V). Les essais expérimentaux se feront quant à eux avec une alimentation pouvant être légérement différente de U_{0a}, notée U_a. Une règle de trois donne la nouvelle sensibilité :

$$\hat{S}_a = \frac{\alpha_a \times U_a}{U_{0a}} \quad mV/g. \tag{3.3}$$

Pour convertir la tension mesurée par l'accéléromètre Δu_a (en V) en accélération réelle, une simple règle de trois se basant sur la définition même de la sensibilité donne :

$$a = \frac{g}{\alpha_a \times 10^{-3}} \times \frac{U_{0a}}{U_a} \Delta u_a = \frac{g}{\hat{S}_a \times 10^{-3}} \times \Delta u_a \quad (\text{en } m/s^2) \tag{3.4}$$

Les accéléromètres nécessitant d'être fixés au moyen de vis, des supports ont été prédimensionnés et imprimés en 3D de façon à épouser la forme du tube. Ces supports ont été ensuite filetés pour que les accéléromètres y soient vissés (l'accéléromètre en A_0 n'a pas besoin de support, le filetage pour les vis étant réalisé directement dans le mors). Avant la pose du support imprimé, la zone est préalablement nettoyée et poncée. Le support est collé à l'aide d'une colle époxy qui assure une fixation solide puis l'accéléromètre y est vissé (figure 3.11).

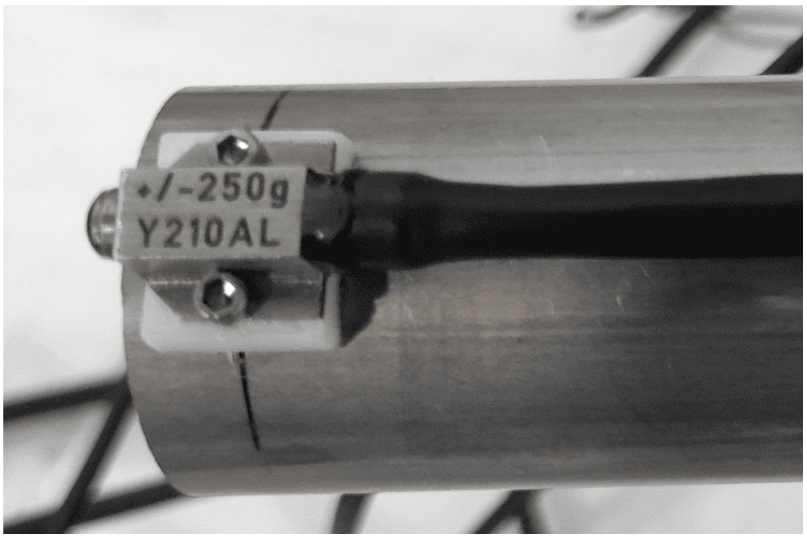


FIGURE 3.11 – Accéléromètre placé sur le tube à la position A_1.

L'accéléromètre placé sur le mors en A_0, pour mesurer les effets d'inertie liés à la mise en mouvement des tubes est aussi utilisé pour obtenir la vitesse de l'essai par une simple intégration du signal. Comme indiqué précédemment, les deux autres sont placés à proximité des extrémités libres des tubes, à une distance de $0.978L$ du mors. Comme dans le cas des jauges, les positions des accéléromètres en A_1 et en A_{1s} ne sont pas arbitraires. Du fait que la réponse du tube induite par l'impact implique plusieurs modes, il est difficile de savoir à l'avance où sera mesurée l'accélération maximale sur le tube suite à l'impact hydrodynamique. Pour se faire une idée, une étude préalable visant à mesurer le maximum d'accélération suite à l'impact hydrodynamique à différents endroits du tube a été menée (la figure 3.12 illustre les résultats pour un cas d'impact donné). Il ressort de cette étude pour plusieurs cas d'impact que le maximum d'accélération avait une forte probabilité d'être mesuré dans la zone entre le milieu et le bout du tube avec une forte occurrence pour le bout du tube. Une seconde étude dont le but est de déterminer les nœuds des modes d'accélération (ils sont les mêmes que ceux de déplacement) a été menée (figure 3.13). Il en ressort que le premier mode n'a pas de nœuds, le second a un nœud à environ $0.76L$ et que le troisième mode a deux nœuds (un à environ $0.47L$ et un autre à environ $0.85L$). Placer un accéléromètre en A_1 ($x = 0.978L$) nous a semblé un bon compromis entre le besoin de mesurer le maximum de vibration et éviter d'être sur un nœud pour pouvoir observer si possible le plus grand nombre de modes excités.

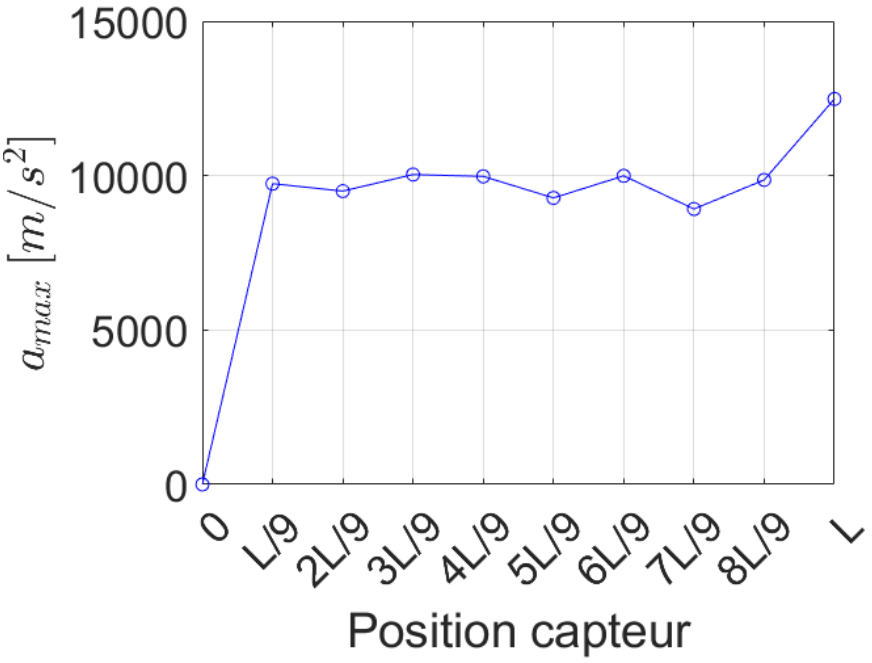


FIGURE 3.12 – Évolution du maximum d'accélération le long du tube pour un impact à une vitesse de consigne de 7 m/s. Les résultats ont été obtenus avec le modèle théorique présenté dans le chapitre 2. Le nombre de modes utilisés est $N = 8$ modes et $\tau_R = \infty$.

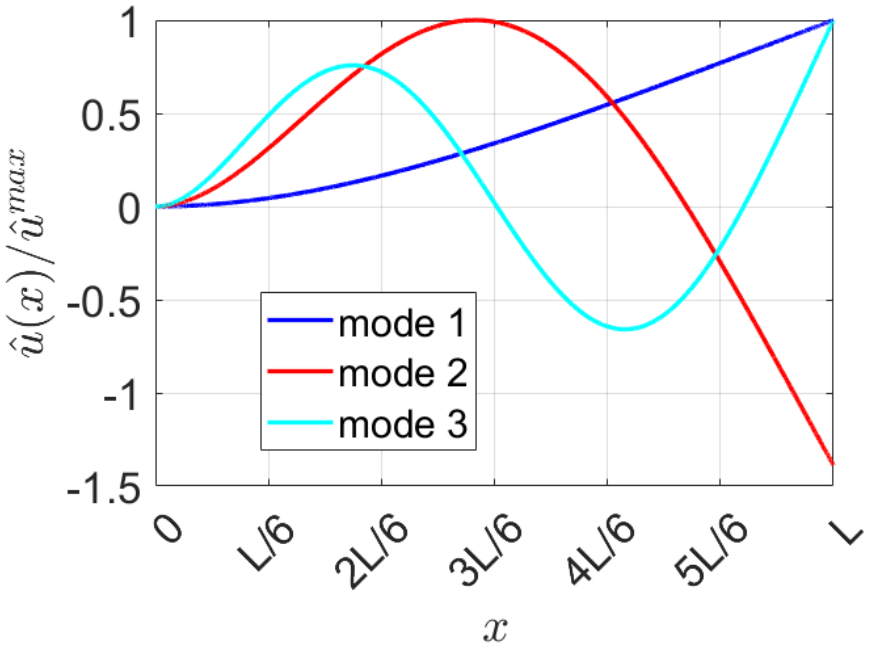
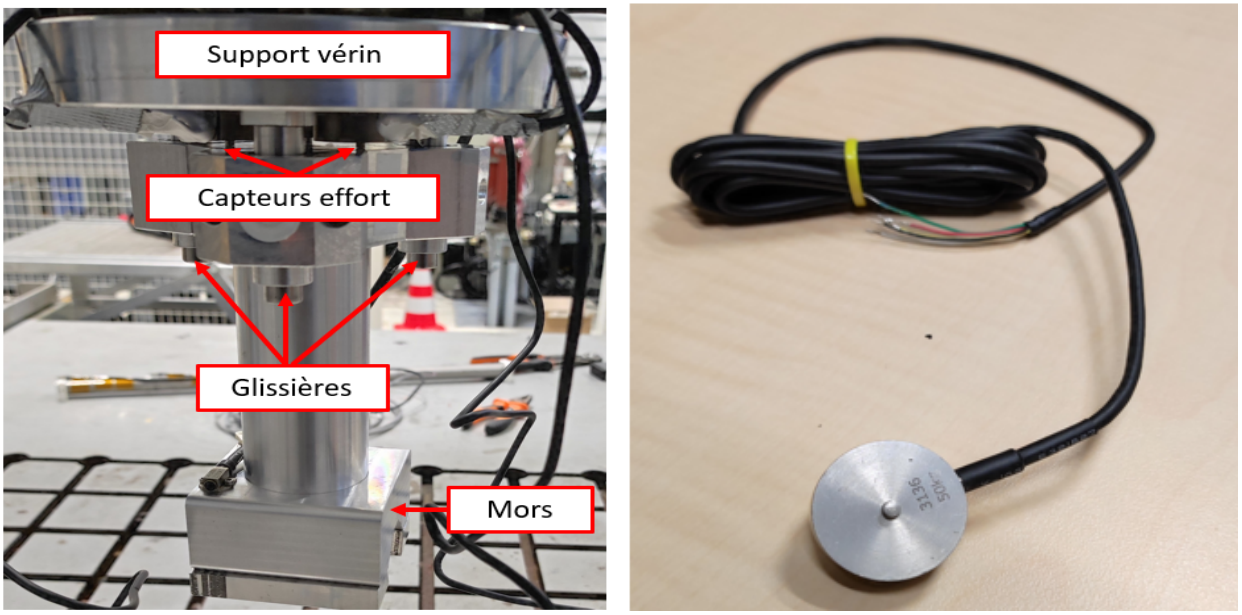


FIGURE 3.13 – Déformée modale normalisée des 3 premiers modes propres d'accélération du tube sec en fonction de la position sur le tube ($\tau_R = \infty$).

Capteurs d'effort

Pour mesurer les efforts durant les essais, trois capteurs d'effort 5 fils comme celui illustré en figure 3.14b ont été utilisés. Il s'agit de capteurs avec une charge maximale de 2 kN chacun dont les caractéristiques sont données en annexe B.4. La gamme de mesure limitée de ces capteurs (par rapport aux efforts attendus) explique pourquoi il a été nécessaire d'en utiliser 3. Pour les utiliser, un système constitué d'un support et d'une glissière a été conçu (figure 3.14a). La glissière est utilisée pour appliquer une pré-contrainte aux capteurs (en plus de les maintenir). En effet, ces capteurs ne peuvent mesurer que des efforts de compression.



(a) (b)

FIGURE 3.14 – Mesure de l'effort : (a) Dispositif de mesure de l'effort, (b) Capteur d'effort

Les capteurs d'effort ont été étalonnés grâce au dispositif illustré à la figure 3.15. Il repose sur l'utilisation d'une machine de traction/compression (en occurrence, seule la fonction compression a été utilisée) pour soumettre le capteur progressivement à des forces de manière croissante puis décroissante, le but étant de déterminer son facteur de calibration, c'est-à-dire le coefficient de proportionnalité S reliant la tension de sortie fournie par le capteur et l'effort qui lui est appliqué via la relation $\Delta F = S\frac{\Delta U}{A}$ où ΔU est la tension de sortie fournie par le capteur d'effort suite au chargement ΔF et A est la tension d'alimentation du capteur. L'étalonnage des capteurs a été fait en trois étapes. Tout d'abord, un étalonnage individuel où chaque capteur est soumis à une charge de compression, le tracé de la courbe d'étalonnage (figure 3.16) nous donne les valeurs des facteurs de calibration consignées dans le tableau 3.3.

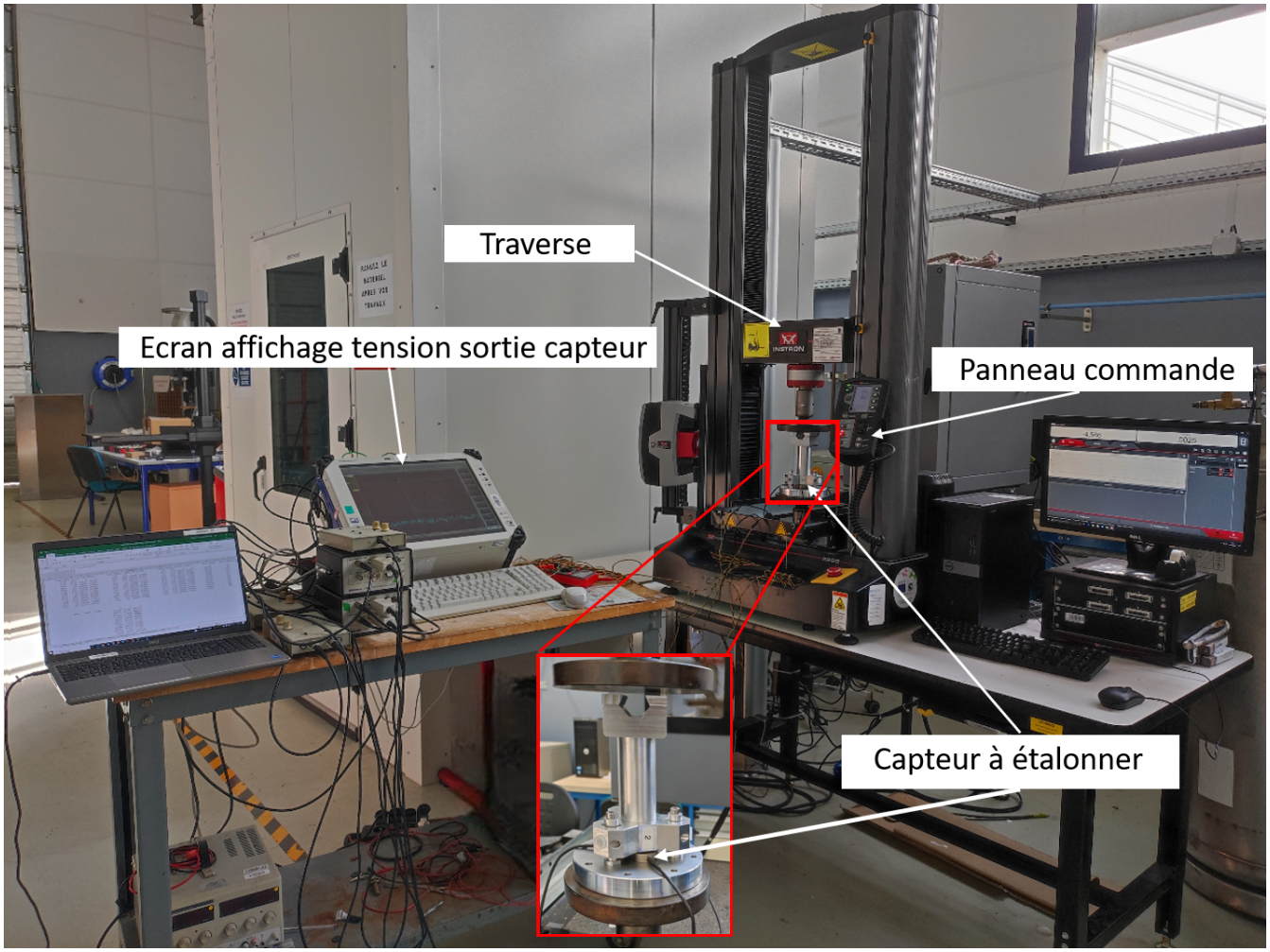


FIGURE 3.15 – Dispositif d'étalonnage des capteurs d'effort. Le grand cadre rouge est un zoom du dispositif comprenant les capteurs à étalonner (petit cadre rouge).

Facteur calibration	C_1	C_2	C_3
$S\ [N]$	192507	210289	201960

TABLEAU 3.3 – Facteur de calibration des différents capteurs d'effort.

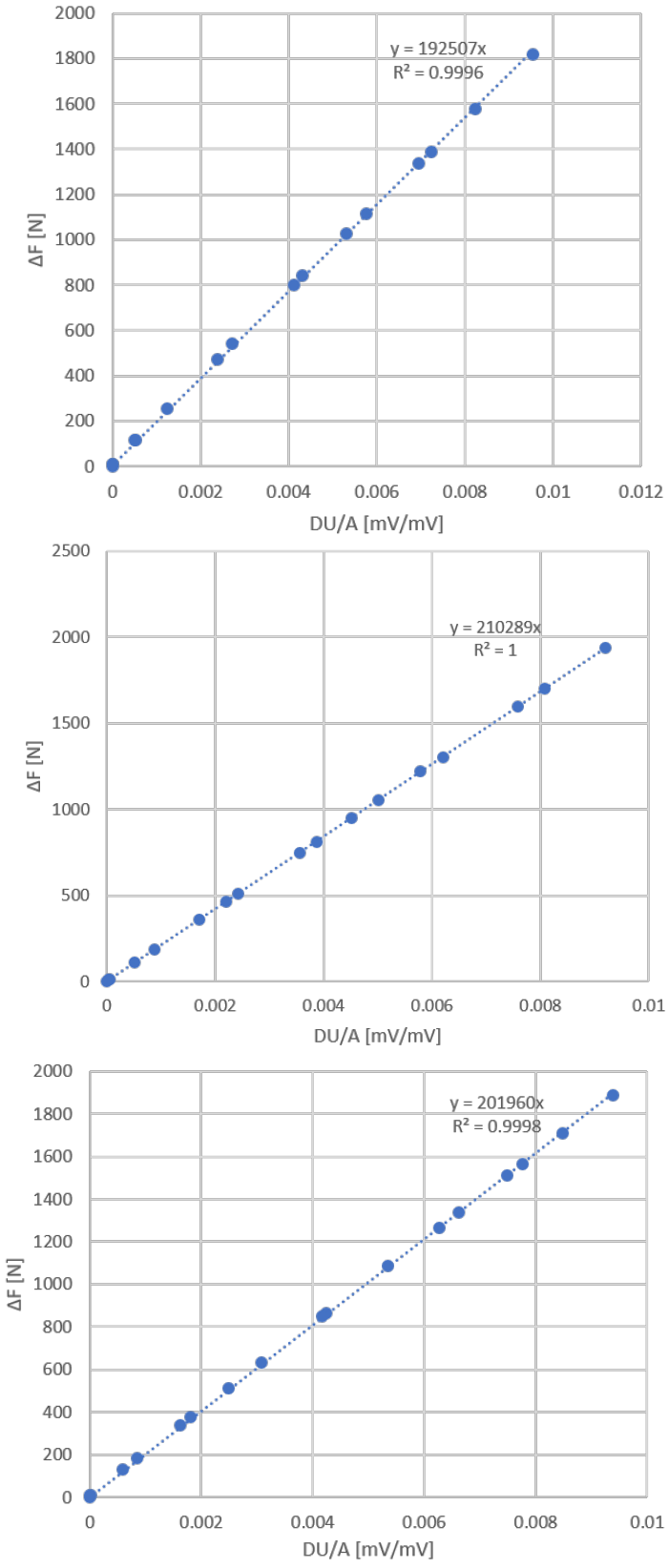


FIGURE 3.16 – Courbes d'étalonnage capteur par capteur. De haut en bas on a respectivement : Capteur C_1, Capteur C_2 et Capteur C_3

Une fois les facteurs de calibration obtenus, une vérification est effectuée en soumettant les trois capteurs à la fois à des chargements progressifs croissants et décroissants. La figure 3.17 montre une bonne concordance entre les efforts mesurés par les capteurs et appliqués par la machine.

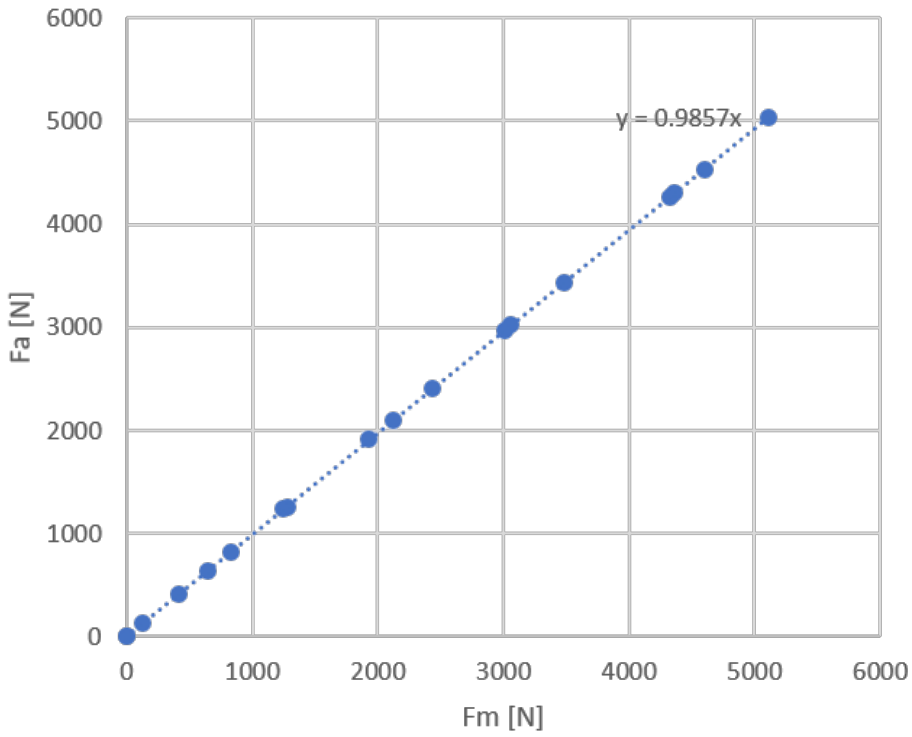


FIGURE 3.17 – Force appliquée sur les trois capteurs F_a en fonction de la force mesurée par les capteurs F_m

Les capteurs d'effort sont utilisés conjointement lors des essais d'impact et sont soumis à une pré-contrainte lors du montage. Cette configuration modifie leurs conditions de fonctionnement et nécessite, en conséquence, la réalisation d'un étalonnage spécifique.

Le comportement des capteurs pré-contraints peut être décrit grâce à un modèle mécanique équivalent composé de deux ressorts montés en parallèle. Dans ce modèle, l'effort appliqué F_a est reparti entre les capteurs et le système de fixation de la glissière. Si on note k_c la raideur équivalente des trois capteurs (supposée indépendante du niveau de pré-contrainte) et k_v la raideur correspondant à la contribution des vis de fixation, la relation entre l'effort appliqué F_a et l'effort mesuré par les capteurs F_m s'écrit :

$$F_a = \left(1 + \frac{k_v}{k_c}\right) F_m = \alpha_{vc} F_m, \tag{3.5}$$

avec α_{vc} le facteur de correction dépendant des deux raideurs.

Deux contraintes doivent être prises en compte pour déterminer l'effort de serrage des vis. Tout d'abord, les capteurs doivent rester en compression durant toutes les phases d'essais (mise en mouvement du tube, son impact avec l'eau et l'arrêt de la machine). Ensuite, l'effort maximal mesuré ne doit pas excéder la gamme de mesure des capteurs. Nous avons choisi un serrage d'environ 2 kN (ce qui correspond à environ le tiers de l'effort maximal que peut mesurer l'ensemble des capteurs). En traçant la courbe F_a en fonction de F_m (figure 3.18), on trouve un facteur de correction $\alpha_{vc} = 1.4646$. C'est dans ces conditions (avec ce facteur de correction) que la campagne expérimentale sera menée.

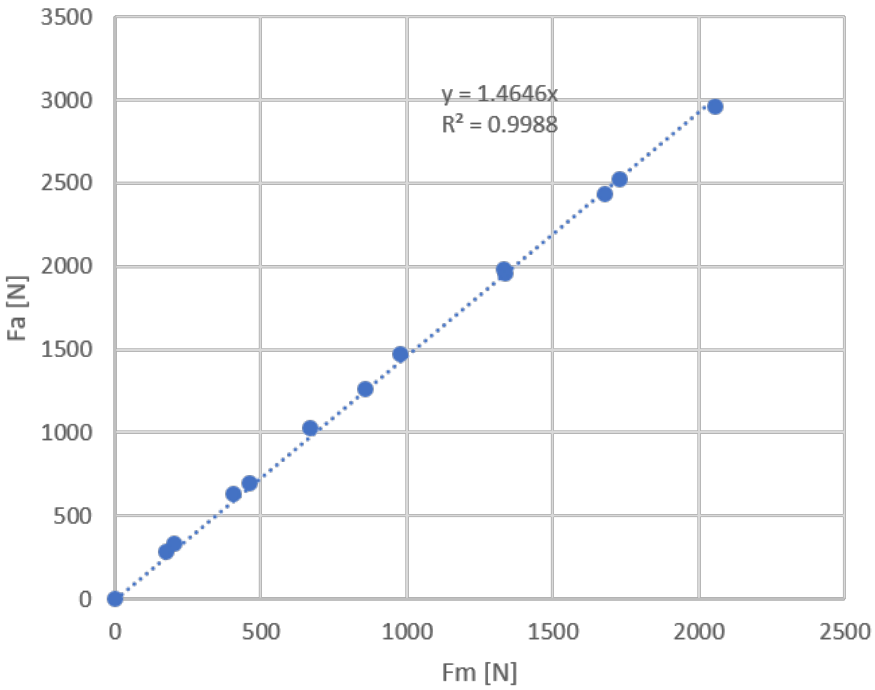


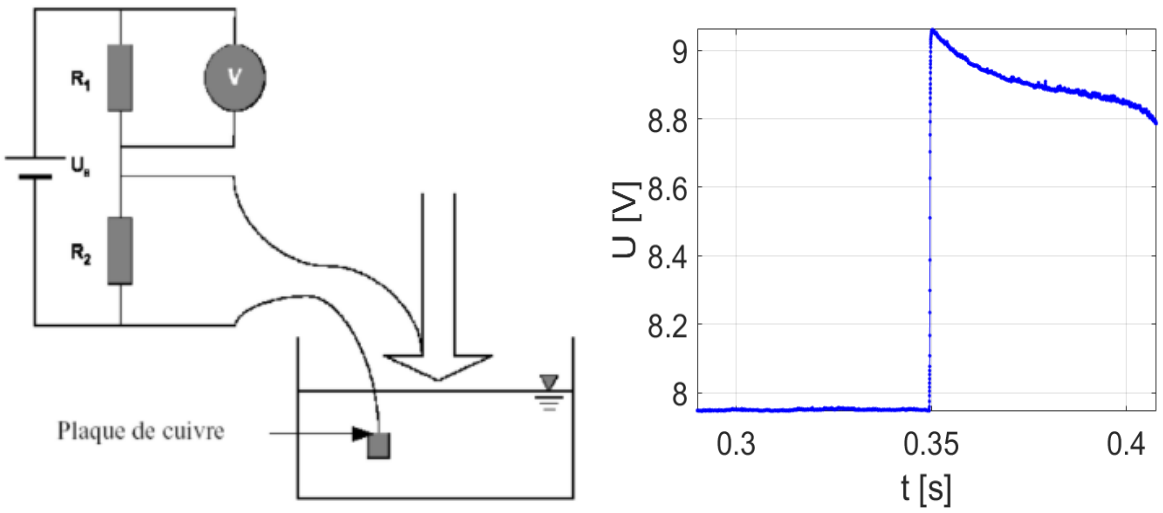
FIGURE 3.18 – Force appliquée sur les capteurs F_a en fonction de la force mesurée par les capteurs F_m (cas avec pré-contrainte).

3.4 Résultats

Dans cette section, seront présentés pour le tube creux en aluminium dans les deux configurations (horizontale et inclinée), les premiers résultats de la campagne expérimentale et une discussion portant sur l'analyse de la symétrie et la répétabilité des mesures. Avant cela, nous discuterons de la méthode de détermination du moment d'impact car comme expliqué dans le chapitre précédent, localiser précisément cet instant est nécessaire pour comparer les prédictions du modèle théorique aux résultats expérimentaux.

3.4.1 Détermination de l'instant d'impact

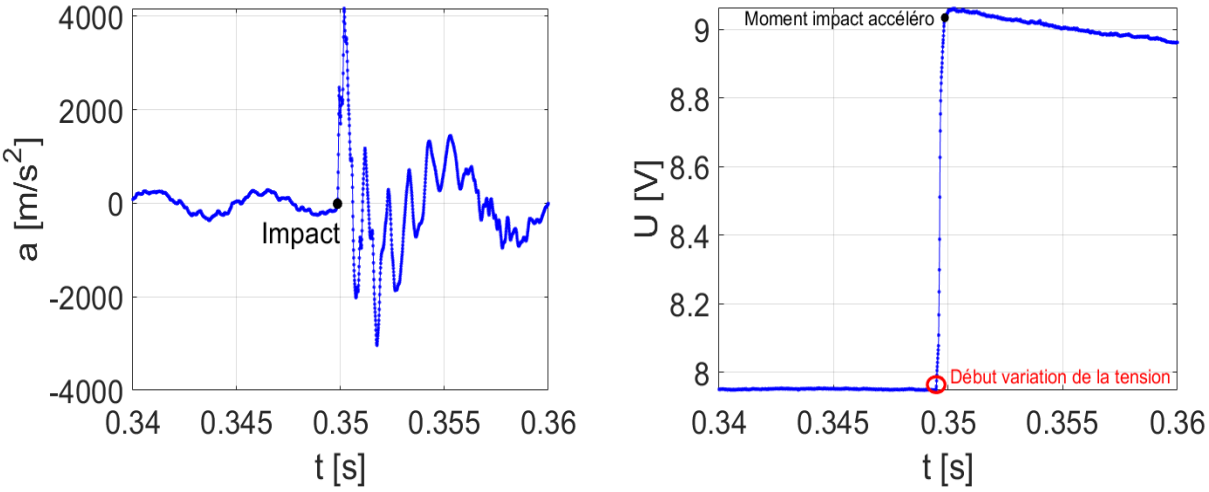
Pour localiser précisément le moment d'impact, il est d'usage pour les essais d'impact hydrodynamique avec la machine de choc d'utiliser un court-circuit électrique (El Malki Alaoui et al., 2012; Tassin, 2010; Richard, 2021). Une plaque de cuivre est posée au fond du bassin, rempli d'eau. Un dispositif (figure 3.19a) permet de mesurer la tension entre la plaque de cuivre et une borne reliée au tube. En l'absence de contact entre le tube et l'eau, on mesure une tension constante U_s. Une fois le tube en contact avec l'eau, on observe une variation très rapide de la tension (figure 3.19b). Le moment où débute cette variation de tension est généralement identifié comme moment d'impact entre le tube et l'eau (El Malki Alaoui et al., 2012).



(a) (b)

FIGURE 3.19 – Dispositif couramment utilisé pour déterminer le moment d'impact : (a) Dispositif de détection de l'instant d'impact (El Malki Alaoui et al., 2012). (b) Illustration de la variation du signal de la tension de sortie suite au court-circuit.

Pour les essais menés dans cette thèse, cette méthode (court-circuit), initialement envisagée pour détecter l'instant d'impact, s'est révélée inadaptée dans le cas des impacts horizontaux. En effet, en comparant le moment d'impact obtenu grâce au signal d'accélération fourni par les accéléromètres en bout de tube au moment d'impact obtenu grâce au court-circuit, nous avons observé un décalage systématique. Le moment d'impact fourni par les accéléromètres est systématiquement dans la zone proche du pic de tension et non dans celle proche du début de la montée de la tension. On a donc un décalage entre le moment réel de l'impact et le début de la variation de tension mesurée (voir figure 3.20b). Pour l'ensemble de la campagne expérimentale (configuration inclinée comprise), la détection précise de l'instant d'impact a été faite par l'analyse des signaux d'accélération mesurés en bout de tube. Comme illustré à la figure 3.20a, la méthode consiste simplement à répérer dans les signaux d'accélération (durant la phase où la vitesse est quasi-constante) le moment à partir duquel on observe un front dans les signaux, indicateur du contact effectif entre le tube et la surface libre de l'eau.



(a) (b)

FIGURE 3.20 – Localisation du moment d'impact : (a) Exemple de signal d'accélération mesuré en bout de tube avec matérialisation de l'instant d'impact. (b) Variation du signal de la tension de sortie avec matérialisations du moment où la tension mesurée commence à varier rapidement (en rouge) et du moment d'impact donné par l'accéléromètre en bout de tube (en noir).

Dans la suite du travail (sauf précision contraire), sur les figures $t = 0$ correspondra à l'instant d'impact déterminé à l'aide des signaux d'accéléromètre.

3.4.2 Répétabilité des essais

Afin de s'assurer de la fiabilité et de la cohérence des résultats, les essais d'impact hydrodynamique sont répétés trois fois pour une vitesse de consigne donnée (il s'agit de la vitesse de pénétration du tube dans l'eau demandée à la machine de choc). Quatre vitesses de consigne vont être considérées : 3 m/s, 5 m/s, 7 m/s et 10 m/s. Pour chaque essai, les données enregistrées sont : l'accélération (la vitesse des essais est obtenue par intégration du signal d'accélération) en A_0, les déformations au niveau des différentes jauges, les accélérations en bout de tube et l'effort. Dans cette sous-section, hormis le cas des vitesses de pénétration du tube dans l'eau, ne seront présentés pour les autres mesures que les signaux dans le cas de la consigne de 7 m/s (en annexe B.5 sont présentées les figures pour l'ensemble des tests réalisés pour les tubes en aluminium). Par ailleurs, les figures ne représenteront les signaux d'accélération, de déformation et d'effort que dans les zones pertinentes pour l'analyse, à savoir la phase d'accélération et celle à vitesse quasi-constante.

Mesures d'accélérations et de vitesses associées

Les signaux de vitesse obtenus par intégration des signaux d'accélération en A_0 sont donnés en figure 3.21 (configuration horizontale) et figure 3.22 (configuration inclinée). Sur ces figures, le signe "$-$" de la vitesse vient du fait que les signaux sont mesurés en sens contraire dans le référentiel du laboratoire (V est négatif quand le tube se déplace vers le bas). L'impact a lieu à $t = 0$. La pénétration du tube dans l'eau se fait à vitesse quasi-constante pour les vitesses de consigne allant de 3 m/s à 7 m/s. La délimitation de la zone à vitesse quasi-constante est matérialisée sur les figures par des points en magenta. Pour la consigne à 10 m/s, à environ 0.0077 s après impact dans le cas de la configuration horizontale et 0.01 s dans le cas de la configuration inclinée, une chute progressive de la vitesse de pénétration est observée. Un récapitulatif des valeurs des vitesses d'impact et de pénétration du tube dans l'eau (valeur moyenne entre l'instant du premier contact et la fin de la phase où la vitesse est jugée quasi-constante, cette phase est indiquée par les points en magenta) pour tous les essais et toutes les configurations est donné dans le tableau 3.4. On observe que pour les vitesses les plus élevées (7 m/s et surtout 10 m/s) les vitesses au moment de l'impact sont sensiblement inférieures à la vitesse de consigne. Indépendamment des configurations, exception faite des essais à la vitesse de consigne de 10 m/s, la vitesse moyenne dans la phase à vitesse quasi-constante $\overline{V}$ est très proche de celle au moment de l'impact V_0. Cependant, contrairement à la configuration horizontale où on observe globalement une légère chute de la vitesse de pénétration après impact, dans la configuration inclinée on remarque dans certains cas une légère croissance de la vitesse après impact (cas des essais 1 et 2 de la vitesse de consigne de 5 m/s).

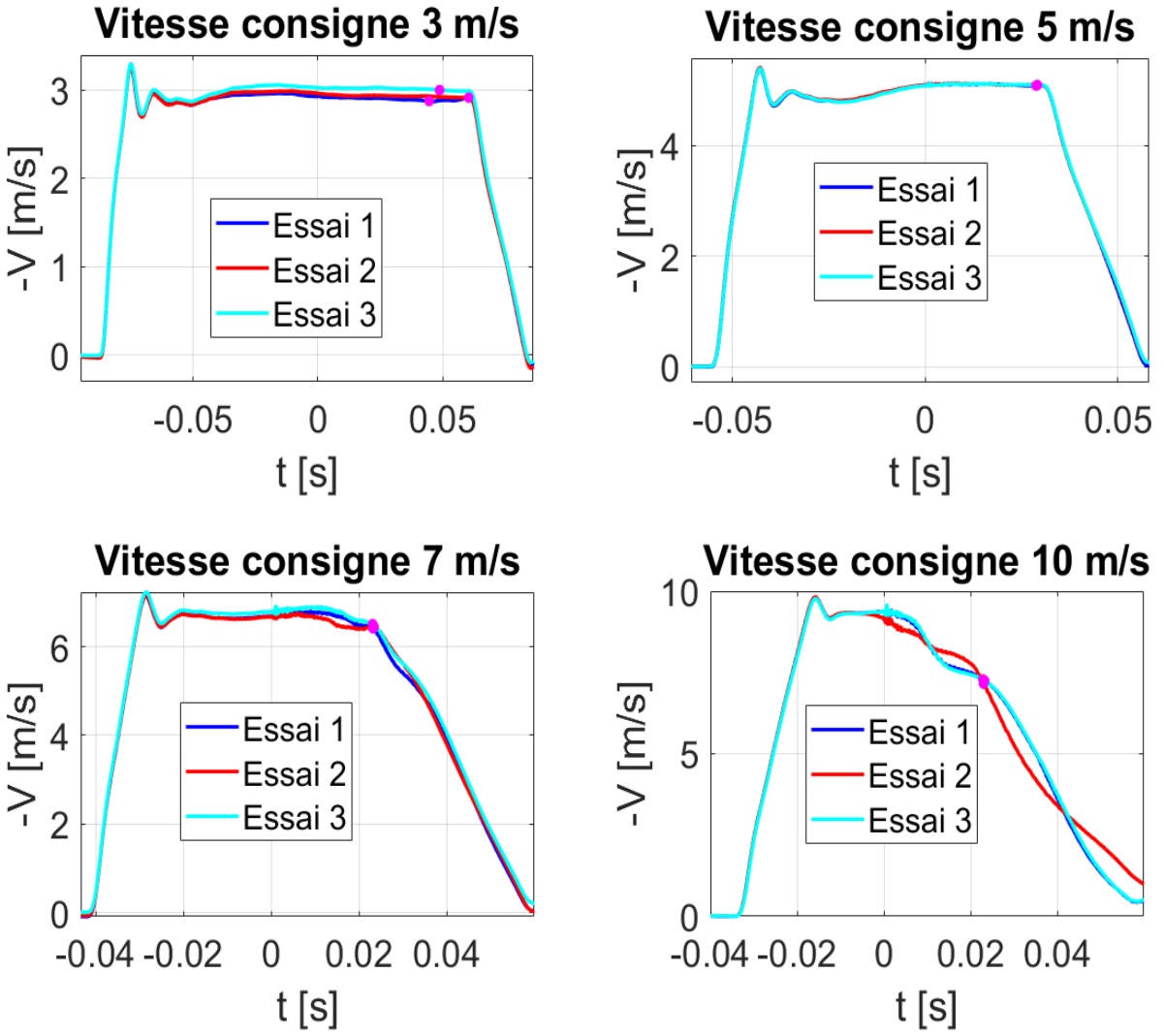


FIGURE 3.21 – Répétabilité des signaux de vitesse obtenus par intégration des signaux d'accélération en A_0 pour différentes vitesses de consigne dans le cas de la configuration horizontale. Les points en magenta représentent la fin de la phase à vitesse quasi-constante considérée.

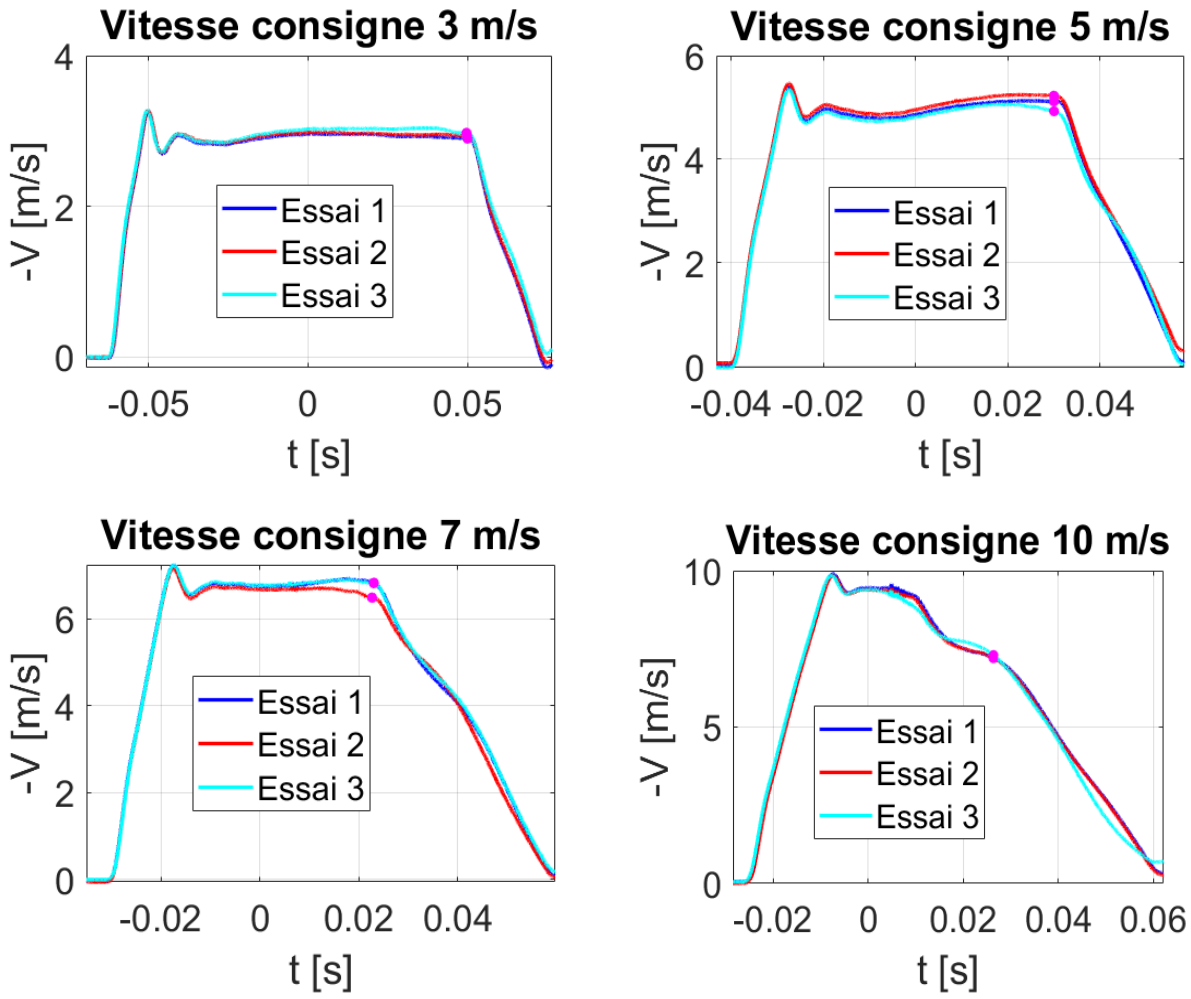


FIGURE 3.22 – Répétabilité des signaux de vitesse obtenus par intégration des signaux d'accélération en A_0 pour différentes vitesses de consigne (configuration inclinée). Les points en magenta représentent la fin de la phase à vitesse quasi-constante considérée.

Consigne	Essais	V_0 [m/s] ($\gamma = 0°$)	$\overline{V}$ [m/s] ($\gamma = 0°$)	V_0 [m/s] ($\gamma = 5°$)	$\overline{V}$ [m/s] ($\gamma = 5°$)
3 m/s	Essai 1	2.93	2.9	2.96	2.94
	Essai 2	2.96	2.93	2.98	2.96
	Essai 3	3.02	3.02	3.03	3.03
5 m/s	Essai 1	5.10	5.11	4.86	5.05
	Essai 2	5.11	5.11	4.95	5.16
	Essai 3	5.09	5.11	4.81	4.98
7 m/s	Essai 1	6.69	6.67	6.76	6.83
	Essai 2	6.68	6.59	6.68	6.66
	Essai 3	6.8	6.78	6.78	6.84
10 m/s	Essai 1	9.35	8.31	9.45	8.44
	Essai 2	9.15	8.46	9.39	8.37
	Essai 3	9.35	8.29	9.4	8.38

TABLEAU 3.4 – Recapitulatif des vitesses obtenues lors des essais réalisés avec des tubes en aluminium. V_0 correspond à la vitesse à l'instant où le contact du tube avec l'eau est détecté ($t = 0$). $\overline{V}$ correspond à la vitesse moyenne entre $t = 0$ et la fin de la phase à vitesse quasi-constante (matérialisée par des points en magenta sur les figures précédentes).

Les signaux d'accélération en bout de tube (position A_1) sont donnés en figure 3.23 pour le cas de la configuration horizontale et figure 3.24 pour le cas de la configuration inclinée. Quelle que soit la configuration, on note une bonne répétabilité des signaux entre les essais, avec des périodes d'oscillation identiques et des amplitudes presque égales.

À partir des signaux d'accélération en A_0, on peut grâce au principe fondamental de la dynamique mesurer l'effort inertiel F_{inert} lié au système de montage du tube. À partir des accélérations le long du tube, on pourrait en principe déterminer l'effort inertiel induit par la vibration du tube F_{vib}. Ces efforts sont tels que :

$$\begin{aligned} F_{inert} &= -M \times a_0, \\ F_{vib} &= -\int_{-L}^{L} \rho_l \times a(x,t)dx, \end{aligned} \tag{3.6}$$

avec, M la masse de l'ensemble allant du support des capteurs d'effort au mors plus la masse de la partie du tube contenue dans le mors, a_0 est l'accélération mesurée en A_0. ρ_l est la masse linéique du tube et $a(x,t)$ est l'accélération de vibration du tube à la position x. Le signe "$-$" devant les expressions des efforts provient du fait que ces efforts sont pris positifs quand ils sont dirigés vers le bas. Comme il a été montré récemment (Tassin et al., 2024), il est possible de déterminer l'effort induit par la vibration d'une structure à partir des signaux de plusieurs accéléromètres placés sur la structure. Cette méthode n'a pas été mise en application lors de la présente campagne expérimentale car nous ne disposons pas de suffisamment d'accéléromètres (par rapport aux nombre de modes qui sont excités).

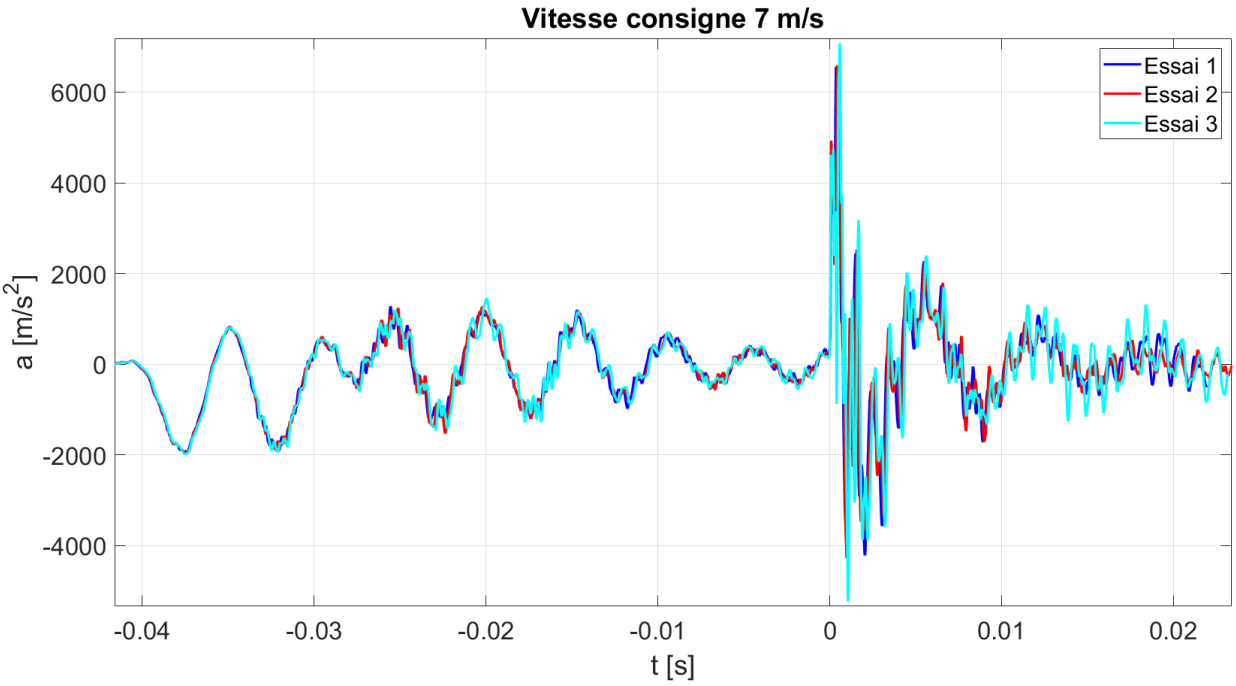


FIGURE 3.23 – Répétabilité du signal d'accélération en A_1 mesurée pour une vitesse de consigne de 7 m/s dans le cas de la configuration horizontale ($\gamma = 0°$).

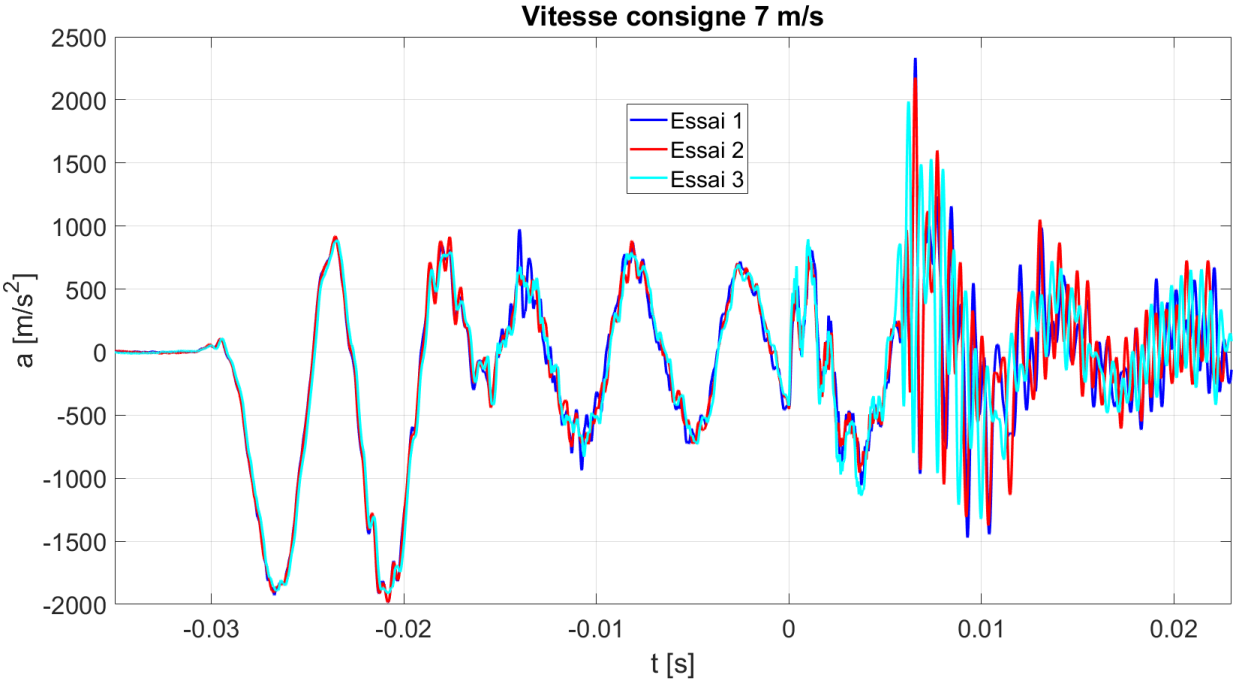


FIGURE 3.24 – Répétabilité du signal d'accélération mesurée en A_1 pour une vitesse de consigne de 7 m/s dans le cas de la configuration inclinée.

Mesures de déformation

Les figures 3.25 et 3.26 présentent respectivement les signaux de déformation en J_1 et en J_2. On y observe une très bonne superposition des courbes jusqu'à environ $t = 0.022$ s, correspondant à la fin de la phase d'entrée à vitesse quasi-constante. Au-delà, lors de la décélération ($t > 0.022$ s), de légers décalages apparaissent, sans remettre en cause la répétabilité des mesures. Cette cohérence des signaux atteste la robustesse des mesures effectuées. Comme attendu, les déformations mesurées en J_1 révèlent essentiellement la contribution du premier mode de vibration dans la zone d'intérêt (zone s'achevant à l'immersion totale du tube à environ $t = 0.022$ s), tandis qu'en J_2 la contribution de modes d'ordres supérieurs (essentiellement le mode 2) est également visible. La figure 3.27, relative à la configuration inclinée, confirme également une excellente répétabilité en J_1, avec une dynamique de réponse similaire à celle observée dans la configuration horizontale : seule la réponse du mode 1 est présente dans les signaux de déformation.

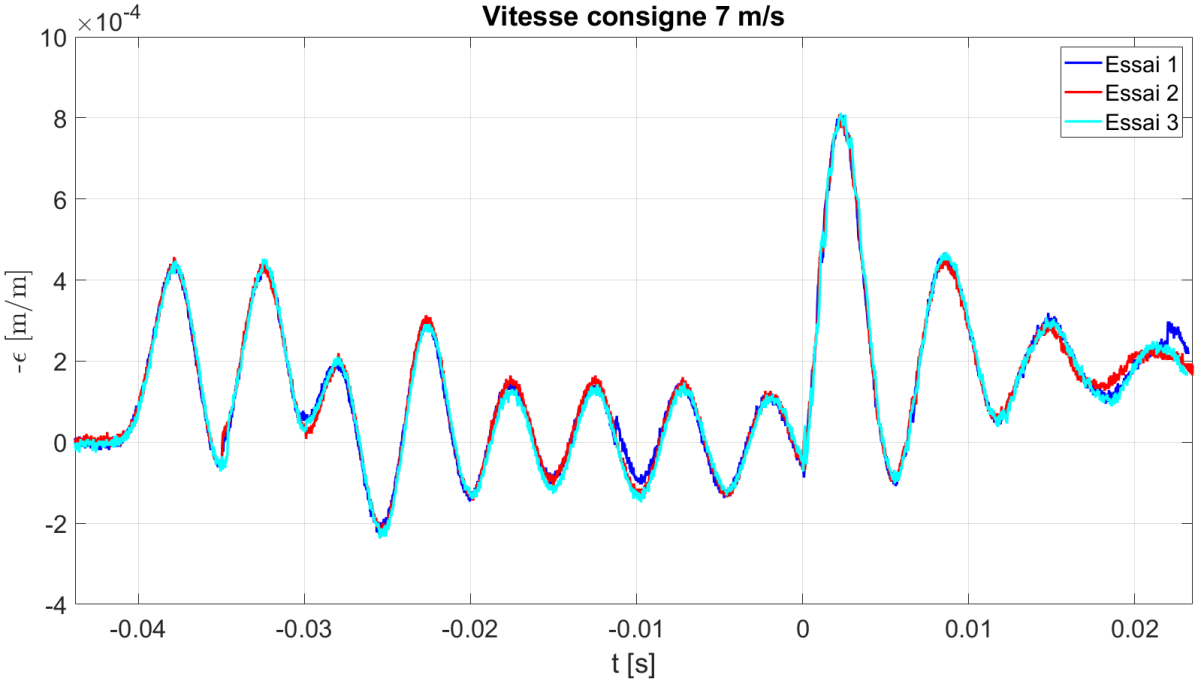


FIGURE 3.25 – Répétabilité du signal de déformation en J_1 mesurée pour une vitesse de consigne de 7 m/s dans le cas de la configuration horizontale. Afin d'améliorer la lisibilité de la courbe, -ϵ est présentée à la place de ϵ.

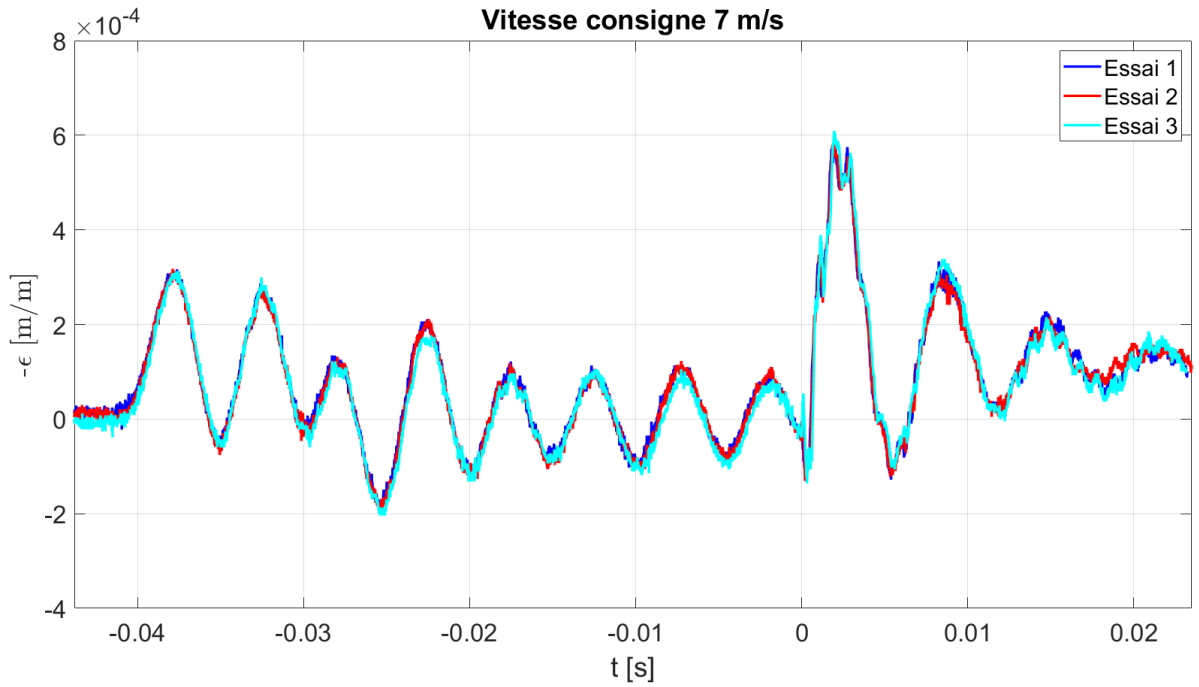


FIGURE 3.26 – Répétabilité du signal de déformation mesurée en J_2 pour une vitesse de consigne de 7 m/s dans le cas de la configuration horizontale.

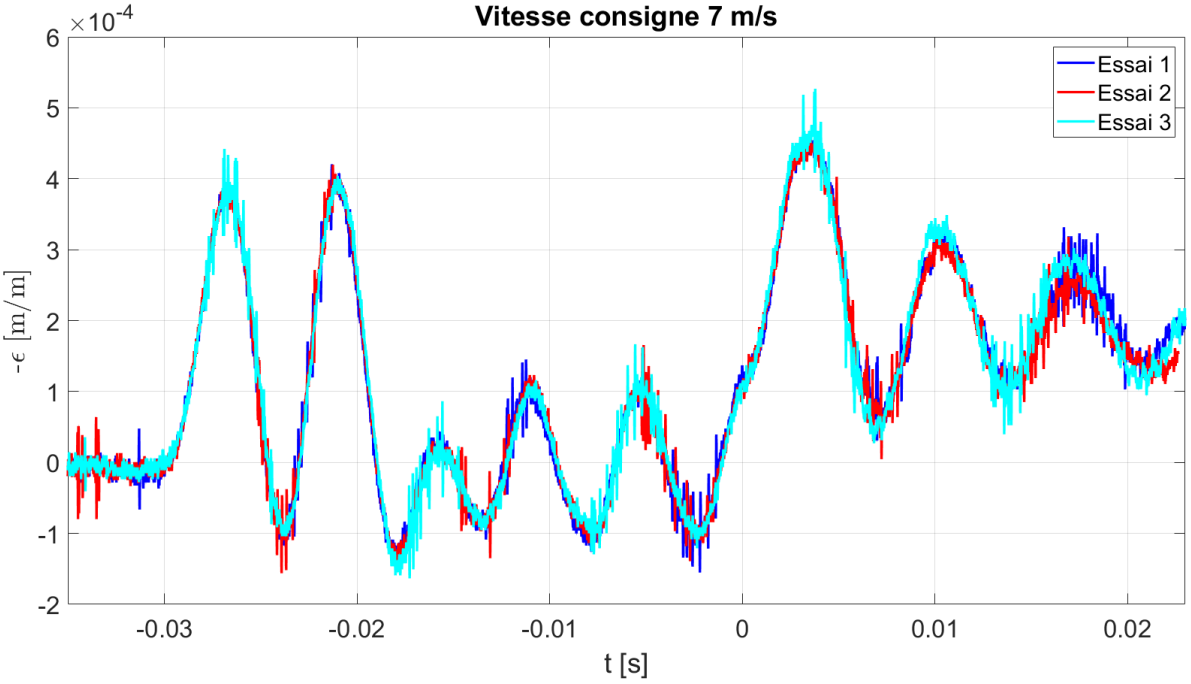


FIGURE 3.27 – Répétabilité du signal de déformation mesurée en J_1 pour une vitesse de consigne de 7 m/s dans le cas de la configuration inclinée.

Mesures d'Effort

L'analyse des signaux des capteurs d'effort présentés en figure 3.28 (configuration horizontale) et en figure 3.29 (configuration inclinée) montre une bonne répétabilité des essais. Un phénomène notable, déjà mis en évidence par le modèle semi-analytique (voir figure 2.12b dans le chapitre précédent), apparaît dans la configuration inclinée : juste après l'impact initial (t=0), l'effort hydrodynamique chute brièvement et très légèrement avant de croître progressivement, traduisant le chargement graduel du tube jusqu'à son immersion totale vers $t = 4.56$ ms. Ce phénomène de chute avant montée de l'effort, visible dans le cas des essais inclinés est lié à la réponse dynamique du tube (mode 2). Par ailleurs, un pic d'effort dû à l'impact du mors (de surface supérieure à celle du tube) sur le fluide est observé quelques instants après l'impact dans la configuration horizontale et immédiatement après l'immersion complète dans la configuration inclinée. Dans le cas incliné, ce pic constitue un indicateur pertinent de la durée d'impact, qui peut ensuite être comparée à la période du premier mode propre de la poutre pour déterminer la pertinence d'une modélisation hydroélastique (Bereznitski, 2001) et identifier le régime de réponse dominant (impulsionnel, dynamique ou quasi-statique). Le tableau 3.5 récapitule les durées d'impact mesurées pour l'ensemble des essais de la configuration inclinée.

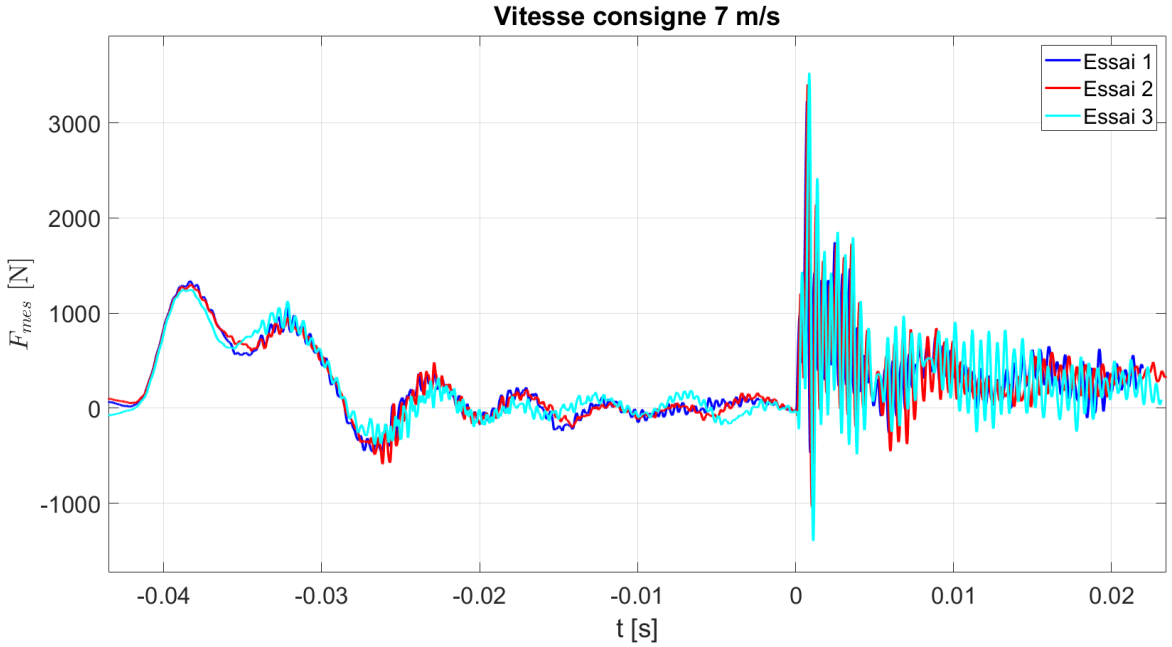


FIGURE 3.28 – Répétabilité de l'effort mesuré pour une vitesse de consigne de 7 m/s dans le cas de la configuration horizontale.

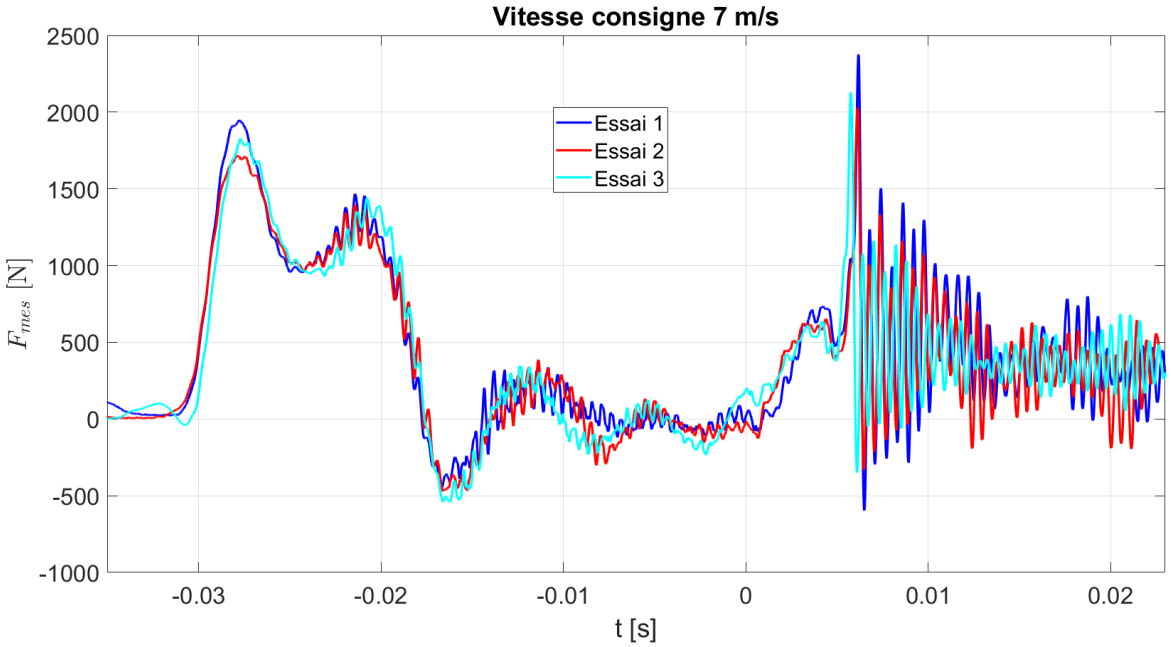


FIGURE 3.29 – Répétabilité de l'effort mesuré pour une vitesse de consigne de 7 m/s dans le cas de la configuration inclinée.

Consigne	Essais	V_0 [m/s]	$\overline{V}$ [m/s]	T_{impact} [ms]
3 m/s	Essai 1	2.96	2.94	13.17
	Essai 2	2.98	2.96	13.23
	Essai 3	3.03	3.03	13.18
5 m/s	Essai 1	4.86	5.05	8.1
	Essai 2	4.95	5.16	8.08
	Essai 3	4.81	4.98	8.12
7 m/s	Essai 1	6.76	6.83	4.6
	Essai 2	6.68	6.66	4.56
	Essai 3	6.78	6.84	4.75
10 m/s	Essai 1	9.45	8.44	3.57
	Essai 2	9.39	8.37	3.84
	Essai 3	9.4	8.38	3.54

TABLEAU 3.5 – Recapitulatif des durées d'impact dans le cas de la configuration inclinée. La durée d'impact T_{impact} est définie comme étant la durée entre le moment où le tube touche l'eau et celui où le mors impact l'eau. V_0 correspond à la vitesse au moment où le tube touche l'eau et $\overline{V}$ la vitesse moyenne sur la durée d'impact.

3.4.3 Vérification de la symétrie

Comme expliqué plus haut dans ce chapitre, la validité des hypothèses de modélisation passe par une vérification de la symétrie dans les signaux de déformation et d'accélération. Dans le cas de la configuration horizontale, la vérification de la symétrie sera faite grâce aux signaux de déformations. La figure 3.30 présente les signaux des jauges en J_1 et J_{1s} pour une vitesse de pénétration moyenne de 6.59 m/s dans le cas de la configuration horizontale. De ces signaux on observe une très bonne correspondance dans les fréquences d'oscillation avec des amplitudes très voisines. Néanmoins, une différence d'environ 12% (cette valeur oscille entre 0% et 10% pour les autres vitesses de consigne) pouvant provenir d'un léger décalage dans le positionnement des jauges est observée sur le pic de déformation. Dans le cas de la configuration inclinée, la vérification de la symétrie est faite via les signaux de déformation et d'accélération. La figure 3.31 présente les signaux des déformations en J_1 et J_{1s} et la figure 3.32 présente ceux des accélérations en A_1 et A_{1s}. Les signaux de ces figures montrent une symétrie très satisfaisante.

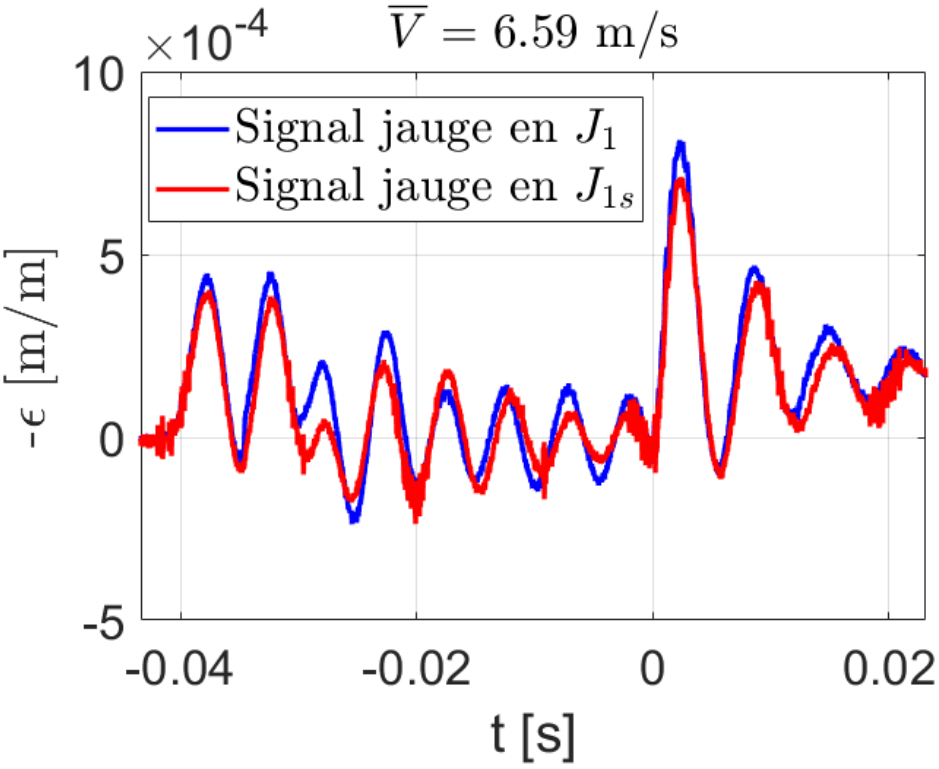


FIGURE 3.30 – Évolution des signaux de déformation des jauges en J_1 et J_{1s} (placées symétriquement) dans le cas de la configuration horizontale (essai 2 pour la vitesse de consigne de 7 m/s).

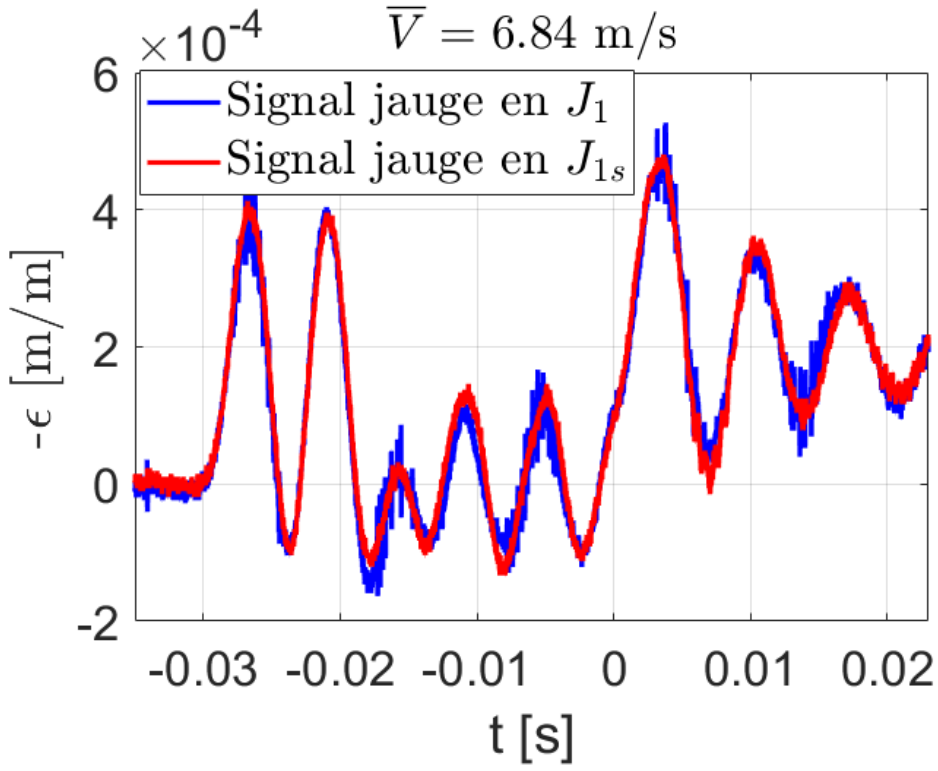


FIGURE 3.31 – Évolution des signaux de déformation des jauges en J_1 et J_{1s} (placées symétriquement) dans le cas de la configuration inclinée (essai 3 pour la vitesse de consigne de 7 m/s).

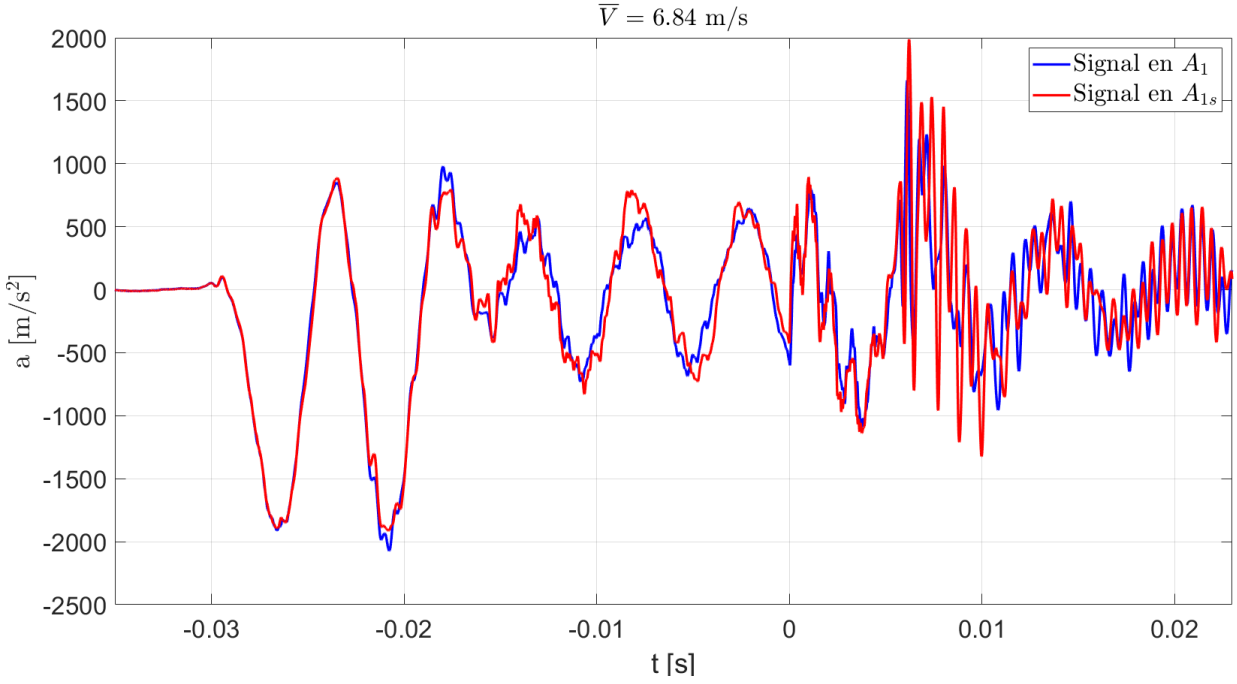


FIGURE 3.32 – Évolution des signaux d'accélération en A_1 et A_{1s} (placées symétriquement) dans le cas de la configuration inclinée (essai 3 pour la vitesse de consigne de 7 m/s).

3.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté le dispositif expérimental mis en œuvre pour l'étude de la réponse hydroélastique de structures tubulaires en aluminium (tube creux et barre pleine) soumises à un impact hydrodynamique. À partir de ce dispositif, et en tenant compte des contraintes propres aux essais (environnement expérimental, localisation de la réponse maximale dans la zone d'impact hydrodynamique, etc.) les tubes ont été dimensionnés à l'aide du modèle semi-analytique développé au chapitre précédent.

Ces tubes ont ensuite été instrumentés à l'aide de jauges de déformation et d'accéléromètres, disposés à des positions précisément définies afin de mesurer leur réponse vibratoire locale. Des capteurs d'effort, préalablement étalonnés, ont été utilisés pour caractériser le chargement appliqué à chacune de ces structures. Le positionnement de l'instrumentation a été choisi judicieusement de manière à éviter les nœuds modaux et à obtenir la réponse maximale du tube. En particulier, les positions J_1 et J_{1s} ont été retenues pour les jauges afin d'analyser spécifiquement la contribution du premier mode de flexion, celui-ci jouant un rôle prépondérant dans les mécanismes d'endommagement du tube.

Les conditions aux limites réelles du montage expérimental n'étant pas connues à priori, le dimensionnement des structures a été réalisé en considérant des conditions aux limites encastrée–libre. Il a été montré au chapitre précédent que, pour certaines valeurs de raideur de rotation, les positions des nœuds modaux associées à ces conditions aux limites pouvaient être proches de celles correspondant à des configurations plus réalistes (précisément en ce qui concerne la localisation des nœuds modaux).

Une fois les structures dimensionnées et instrumentées, une campagne expérimentale a été conduite. Les mesures de déformation et d'accélération (les signaux de vitesse ont été obtenus par intégration des signaux d'accélération) ont été présentées pour des essais réalisés dans des configurations d'impact horizontale (angle de 0°) et inclinée (angle de 5°). Les efforts appliqués à la structure ont également été mesurés.

La validité du protocole expérimental a été confirmée par la bonne répétabilité des essais ainsi que par la symétrie dans les signaux des réponses mesurées. L'ensemble de ces résultats constitue une base expérimentale robuste destinée à la validation du modèle semi-analytique développé au chapitre précédent.

Chapitre 4

Analyse des résultats expérimentaux et comparaison aux prédictions du modèle théorique

L'objectif principal de ce chapitre est de comparer les prédictions du modèle semi-analytique développé au chapitre 2 avec les mesures expérimentales présentées au chapitre 3, ainsi que de mener une analyse des phénomènes physiques mis en jeu.

Préalablement, l'analyse des résultats d'essais d'impact au marteau ainsi que de la phase pré-impact des essais d'impact hydrodynamique permettra d'obtenir une valeur de la raideur de rotation (coefficient adimensionné τ_R) à utiliser dans le modèle semi-analytique ainsi que l'amortissement structurel. Nous rappelons que la raideur de rotation a été introduite pour modéliser l'élasticité du mors qui permet de maintenir les structures (tubes et barres) étudiés. Ces résultats vont ensuite être exploités pour comparer les prédictions issues du modèle semi-analytique avec les mesures expérimentales. Enfin, nous étudierons l'évolution du taux d'amortissement structurel du tube.

4.1 Analyse modale du tube en aluminium

Dans cette section, nous présentons, d'une part, la démarche adoptée pour déterminer la valeur de la raideur de rotation ; représentée par le paramètre τ_R introduit au chapitre 2, nécessaire à la comparaison entre les résultats expérimentaux et ceux issus du modèle semi-analytique. Le choix de cette valeur doit permettre au modèle semi-analytique de reproduire une oscillation des signaux avant impact à une fréquence quasi-identique à celle observée expérimentalement pour au moins le premier mode propre, et ce, indépendamment de la vitesse de consigne de la machine. Pour ce faire, nous analysons les fréquences de vibration du tube en aluminium obtenues à partir des essais marteau (impacts réalisés en différents points du tube à l'aide d'un marteau), ainsi qu'à partir de la phase pré-

impact des essais d'impact hydrodynamique, correspondant à un intervalle de vibration libre du tube.

D'autre part, nous étudierons l'évolution du taux d'amortissement structurel du tube grâce à la méthode des ondelettes (voir annexe B.2) et la méthode des amplitudes (voir annexe B.1).

4.1.1 Fréquences propres du tube instrumenté sec

La figure 4.1 présente le marteau utilisé pour la réalisation des essais d'analyse modale ainsi que les zones d'impact considérées sur le tube (configuration horizontale). Cet instrument est livré avec plusieurs embouts interchangeables, dont le choix dépend des gammes de fréquences d'excitation visées. Pour cette étude, cinq points d'impact ont été sélectionnés sur le tube instrumenté : les extrémités libres (sous A_1 et A_{1s}), les milieux (proche de J_2 et J_{2s}), et la partie insérée dans le mors (sous A_0). Pour chaque point d'impact, les essais ont été répétés trois fois, soit un total de quinze impacts au marteau pour une configuration donnée du tube. La figure 4.2 présente un exemple de signaux d'accélération mesurés par les accéléromètres positionnés en A_1 et A_{1s}, dans le cas d'un impact à proximité de J_2 (voir figure 4.1). Les deux signaux présentent un phénomène de battement, caractérisé par une modulation temporelle de leurs amplitudes.

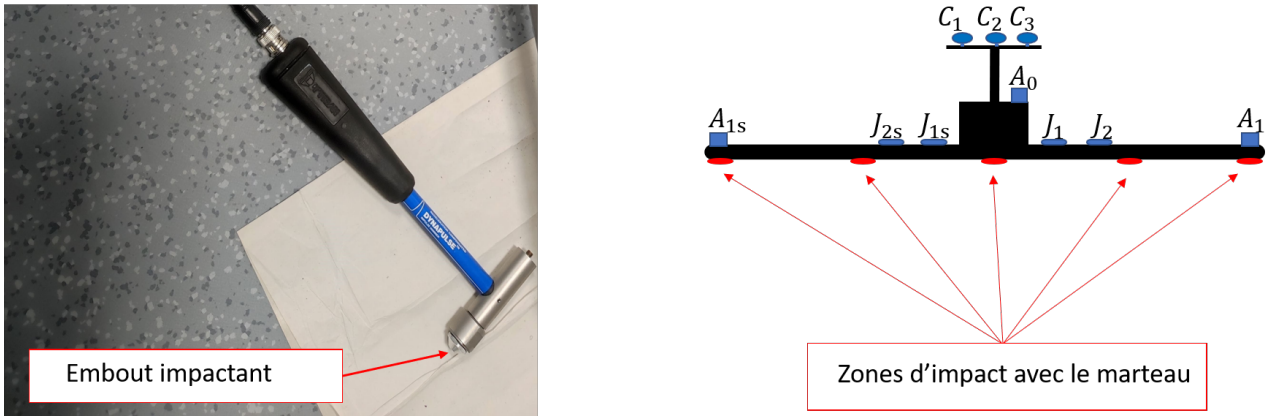


FIGURE 4.1 – Marteau utilisé et illustration des zones d'impact sur le tube horizontal. Notons que même si le marteau est instrumenté (il intègre un capteur d'effort), aucun enregistrement de cet effort n'a été réalisé.

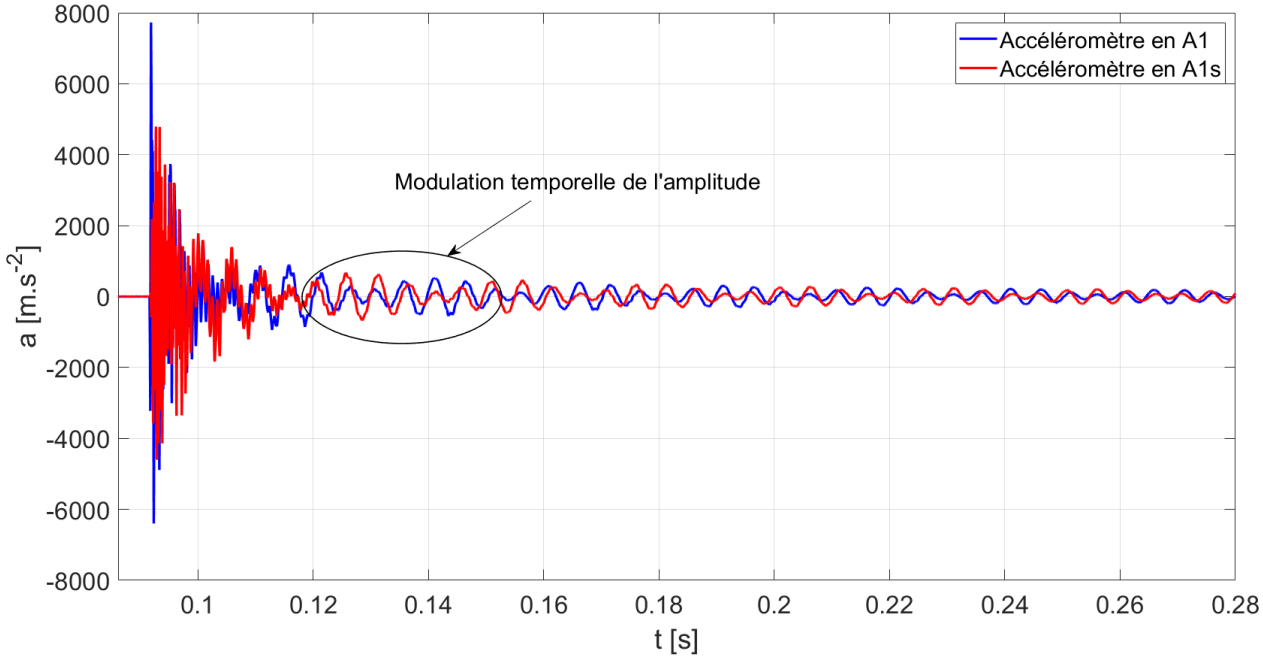


FIGURE 4.2 – Signaux d'accélération en A_1 et A_{1s} suite à un impact au marteau près de J_2 (côté accéléromètre en A_1).

L'analyse fréquentielle de ces deux signaux d'accélération (figure 4.3) met en évidence, pour chacun d'eux, deux composantes fréquentielles assez proches, situées autour de 160.7 Hz (premier pic) et 201.2 Hz (second pic). Par ailleurs, la même analyse menée sur les signaux obtenus pour les autres zones d'impact (voir figure 4.4) révèle systématiquement ces deux pics de fréquence. Cette observation systématique indépendante du lieu d'impact montre bien qu'il s'agit d'un phénomène physique réel, propre au comportement vibratoire du montage d'essais, et non d'un artefact de mesure. Ce phénomène de battement observé dans les signaux d'accélération trouve vraisemblablement son origine dans le comportement de la zone de liaison constituée par le mors et les pièces servant à le maintenir. Ces pièces créent un couplage mécanique entre les deux demi-tubes, introduisant une élasticité locale qui modifie la dynamique globale du système. La structure étant globalement symétrique, les deux demi-tubes peuvent vibrer soit en phase (modes symétriques), soit en opposition de phase (modes anti-symétriques). L'analyse fréquentielle illustrée à la figure 4.4 montre que l'importance relative des deux pics de vibration dépend de la position d'impact. On peut penser qu'un impact proche du centre du dispositif (en A_0) ou de J_2 va favoriser le mode symétrique, tandis que les impacts en A_1 ou A_{1s} vont davantage exciter le mode anti-symétrique.

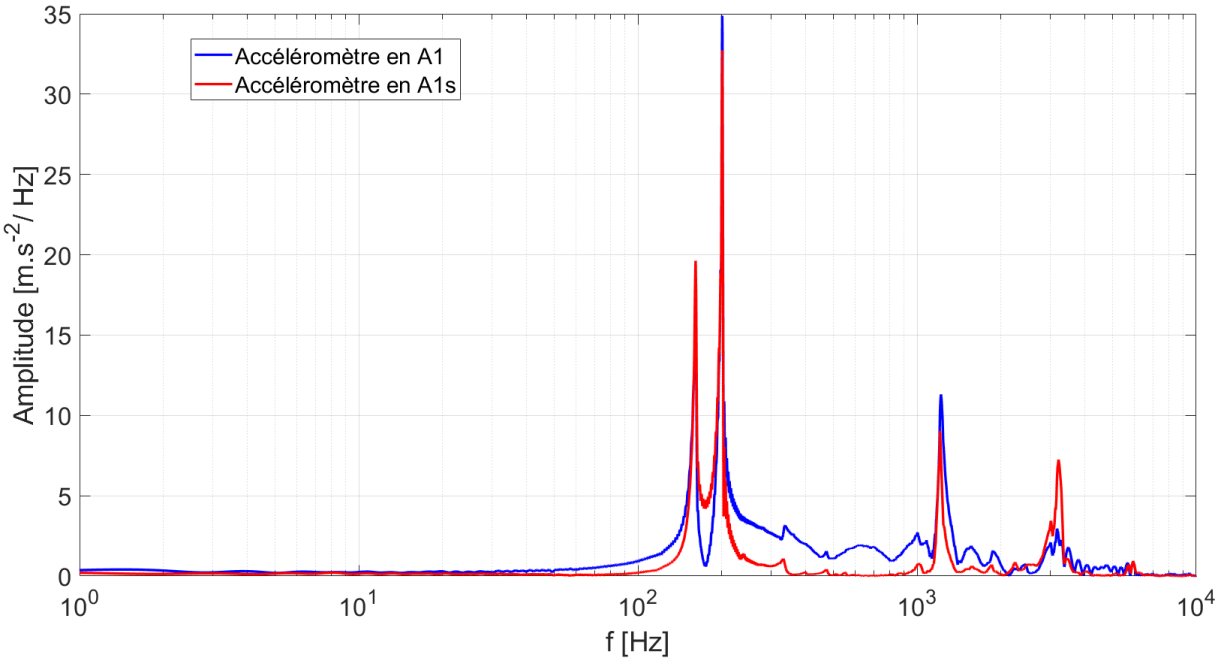


FIGURE 4.3 – Analyse fréquentielle des signaux d'accélération en A_1 et A_{1s} suite à un impact au marteau près de J_2.

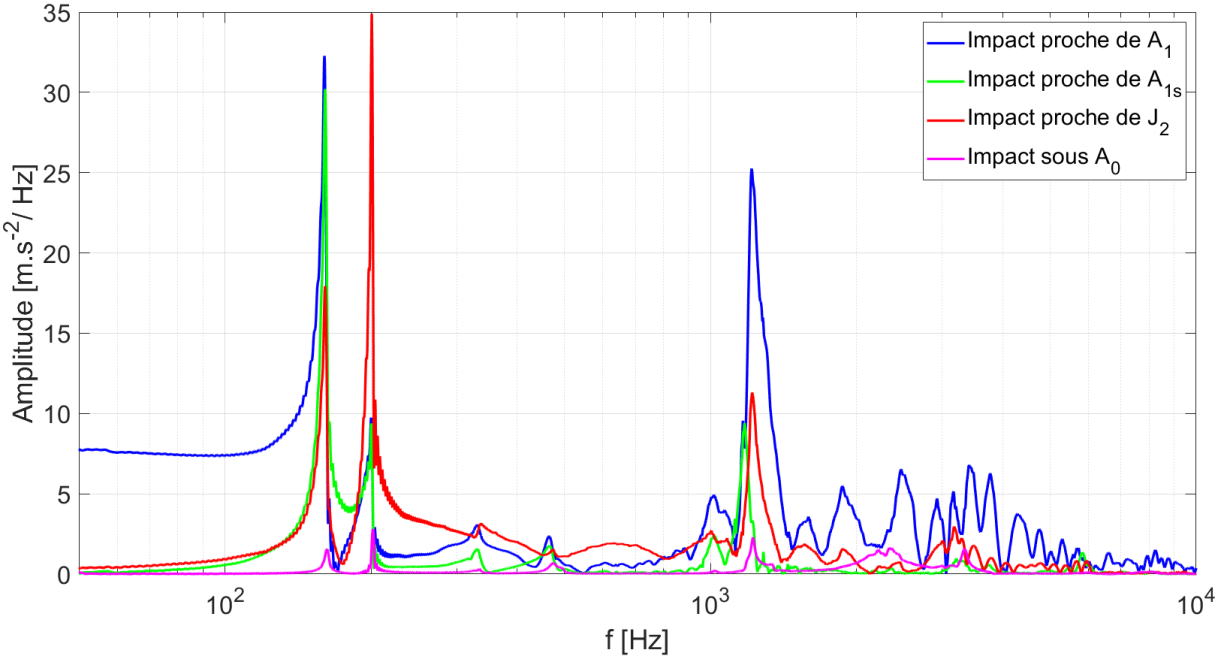


FIGURE 4.4 – Analyse fréquentielle des signaux d'accélération en A_1 pour des impacts au marteau à différents endroits sur le tube.

Lors des essais réalisés avec la machine de choc, le chargement étant quasi-symétrique, seuls les modes symétriques sont effectivement excités. Pour déterminer les fréquences propres du tube sec associées à ces modes à partir des essais marteau, on effectue une moyenne des signaux mesurés en A_1 et A_{1s}. La figure 4.5 présente les transformées de

Fourier des signaux aux positions A_1 et A_{1s} ainsi que leur moyenne pour un impact au marteau près de J_2. Il apparait clairement que le pic proche de 160 Hz disparaît lorsque l'on moyenne les signaux A_1 et A_{1s}, indiquant que ce pic est associé à un mode anti-symétrique. Cette figure permet d'identifier les trois premiers modes propres symétriques du tube sec, dont les fréquences sont respectivement : $f_1 = 201.2$ Hz, $f_2 = 1216.6$ Hz et $f_3 = 3266.5$ Hz. Le tableau 4.1 recapitule les valeurs moyennes des fréquences des trois premiers modes du tube sec obtenues pour les différents lieux d'impact.

Lieu d'impact	f_1 [Hz]	f_2 [Hz]	f_3 [Hz]
Bout	199.9	1206.03	3227.9
Milieu	201.2	1212.7	3317.6
Sous A_0	201.2	1224.23	3328.5

TABLEAU 4.1 – Valeurs moyennes des fréquences des trois premiers modes secs du tube en fonction du lieu d'impact.

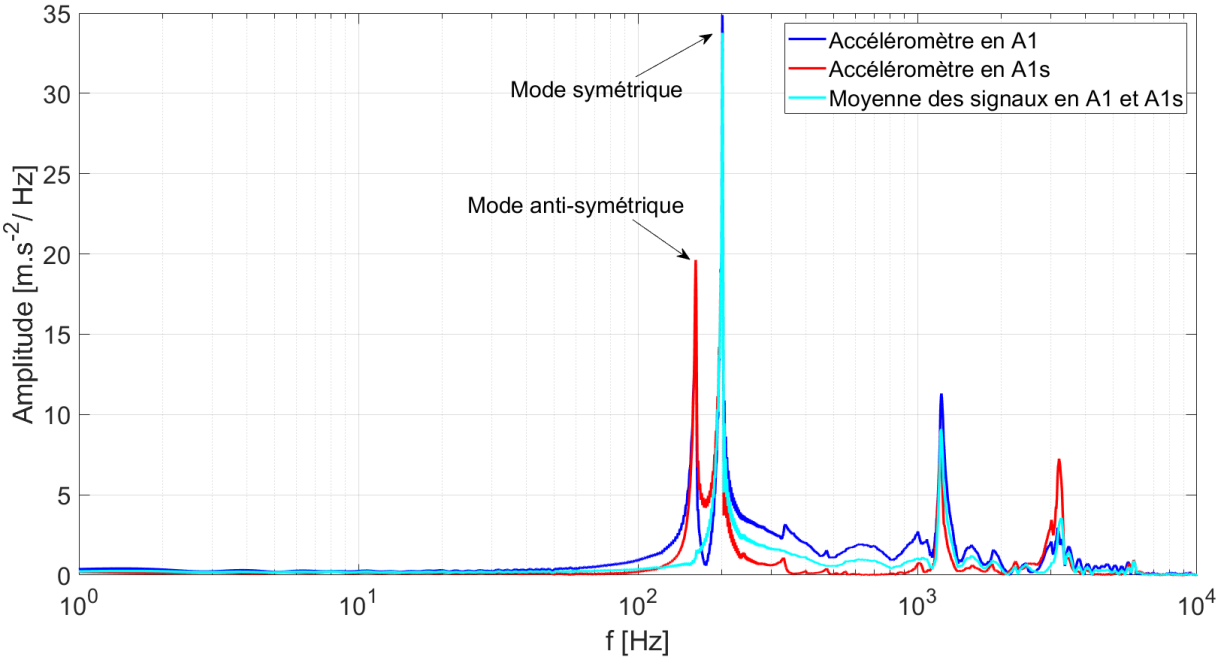


FIGURE 4.5 – Analyse fréquentielle des signaux d'accélération en A_1 et A_{1s} ainsi que de la moyenne de ces signaux suite à un impact au marteau près de J_2.

Afin de pouvoir estimer la valeur de la raideur de torsion (τ_R) à utiliser dans le modèle semi-analytique, une analyse fréquentielle des signaux de déformation (phase pré-impact) des essais d'impact hydrodynamique a été réalisée. La figure 4.6 présente une comparaison entre les déformations mesurées expérimentalement (moyenne des signaux enregistrés en J_1 et J_{1s}) et les prédictions du modèle semi-analytique, pour deux valeurs du paramètre τ_R, pour une vitesse de consigne de 7 m/s. Cette comparaison concerne exclusivement la phase pré-impact des essais hydrodynamiques. Notons que, dans la phase pré-impact, seul le premier mode propre du tube est significativement excité (la variation de chargement liée à la mise en mouvement imposée par la machine n'est pas suffisante pour exciter les

autres modes). Comme rappelé au chapitre 2, le cas $\tau_R = \infty$ correspond à des conditions aux limites de type encastré–libre, alors que la valeur $\tau_R = 9.2$ modélise une configuration dans laquelle une extrémité du tube est reliée à un ressort de rotation tandis que l'autre reste libre.

Les résultats indiquent que le modèle associé à $\tau_R = \infty$ ne reproduit pas correctement la période des oscillations pré-impact observées expérimentalement, ce qui confirme que le comportement du tube ne correspond pas à des conditions encastré–libre idéales. À l'inverse, la valeur $\tau_R = 9.2$, permet d'obtenir une concordance satisfaisante entre les périodes d'oscillation pré-impact mesurées et celles prédites par le modèle semi-analytique. Notons que la valeur $\tau_R = 9.2$ correspond à des fréquences propres théoriques de $f_1 = 194.46$ Hz, $f_2 = 1275.1$ Hz et $f_3 = 3666.57$ Hz, qui sont très proches de celle déterminées avec les essais au marteau. Une comparaison étendue à l'ensemble des vitesses de consigne pour $\tau_R = 9.2$ est fournie en annexe B.7.

Le tableau 4.2 synthétise les valeurs de τ_R retenues pour les différentes configurations, choisies de manière à reproduire au mieux la fréquence d'oscillation pré-impact observée expérimentalement. Ces valeurs étant calées à partir de la fréquence du premier mode il n'y a quasiment pas d'écart relatif entre les fréquences théoriques obtenues et les fréquences mesurées avec les essais marteau pour le premier et même le second mode (écart relatif de 2.33% pour le premier mode et d'environ 4% pour le second mode ; le faible écart observé entre la valeur de la fréquence du modèle théorique et la mesure expérimentale pour le premier mode est compatible avec le pas fréquentiel de la transformée de Fourier). Cependant, un écart relatif d'environ 10.2% est obtenu pour le troisième mode.

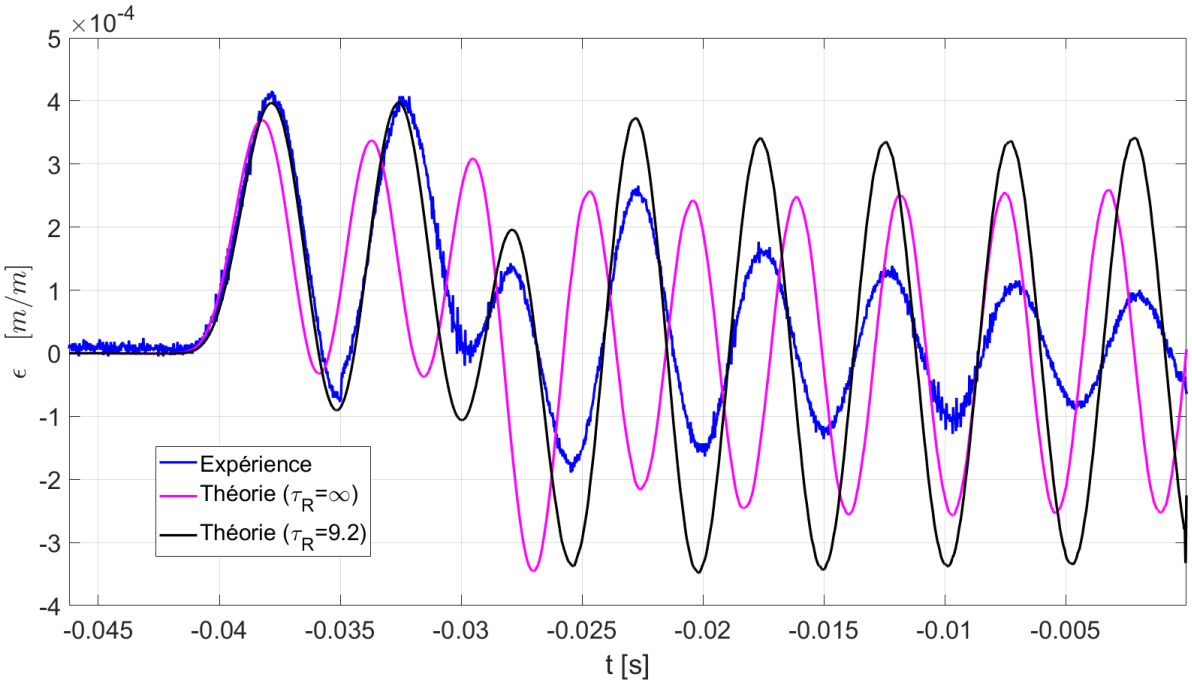


FIGURE 4.6 – Comparaison de l'évolution de la déformation obtenue expérimentalement (valeur moyenne des déformations en J_1 et J_{1s}) aux résultats du modèle semi-analytique pour deux valeurs de τ_R dans la phase pré-impact hydrodynamique dans le cas d'une vitesse de consigne de 7 m/s.

	$\gamma = 0°$	$\gamma = 5°$
Tube en aluminium	9.2	5.7
Barre en aluminium	10.885	–

TABLEAU 4.2 – Valeurs du paramètre τ_R pour différentes configurations du tube et de la barre en aluminium. γ correspond à l'angle d'inclinaison.

4.1.2 Caractérisation de l'amortissement structurel

Dans cette partie, nous allons chercher à caractériser l'amortissement structurel des échantillons étudiés (tubes et barre). Les matériaux métalliques présentent généralement un amortissement matériel très faible, voir par exemple Leidecker (1996); Granick and Stern (1965). Cependant, en plus de cet amortissement inhérent au matériau, l'interaction avec l'environnement (possibilité de dissipation d'énergie dans la zone d'attache du tube, amortissement d'origine aérodynamique ou acoustique du fait de la présence de l'air) peut ajouter une dissipation supplémentaire. Dans un premier temps, nous allons utiliser la méthode des ondelettes pour analyser les signaux d'accéléromètre des essais d'impact au marteau (signaux des modes symétriques) et caractériser cet amortissement. La figure 4.7 illustre la représentation temps–fréquence obtenue par une transformée en ondelettes du signal d'accélération (moyenne des signaux en A_1 et A_{1s}, afin de ne visualiser que les modes symétriques) pour les trois zones d'impact (voir figure 4.1 précédente) : impact en

bout de tube, en milieu de tube et sous le mors.

Cette représentation permet de suivre l'évolution du contenu fréquentiel du signal au cours du temps et d'observer les modes qui ont été excités ainsi que leur atténuation. La zone délimitée par la courbe en pointillés magenta correspond au cône d'influence, à l'intérieur duquel les paramètres estimés par ondelettes ne sont pas affectés par les artefacts associés aux effets de bord.

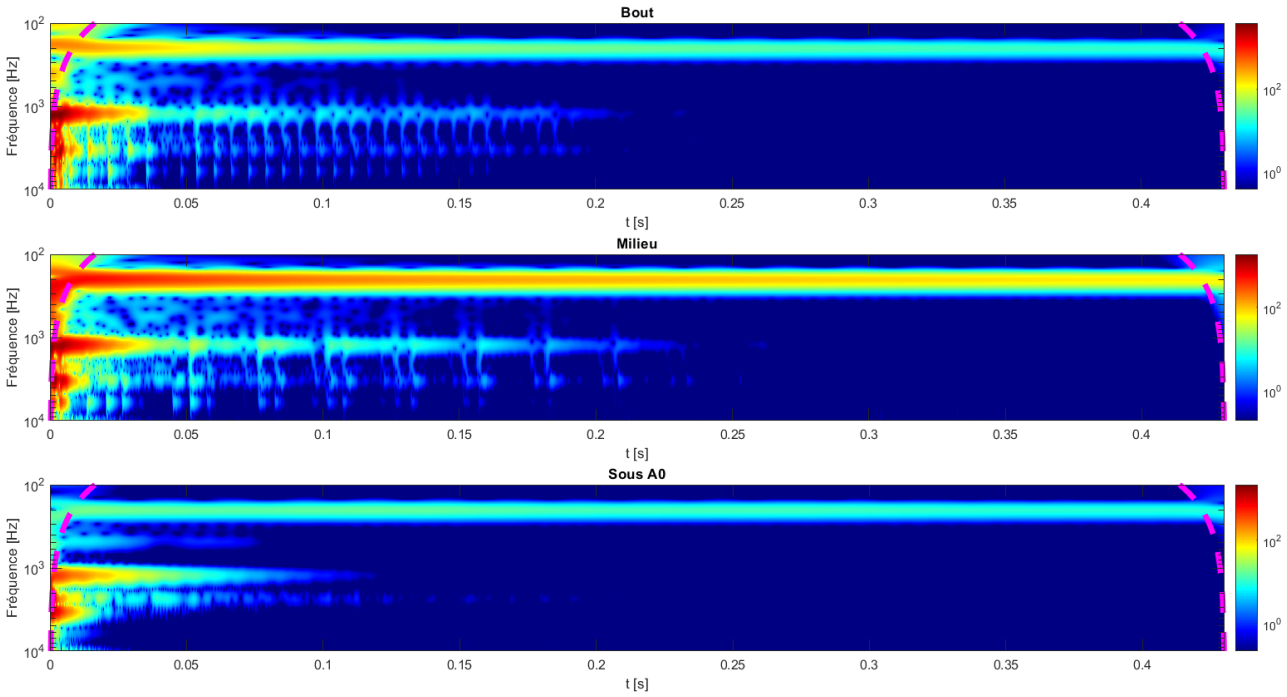


FIGURE 4.7 – Distribution temps-fréquence (scalogramme) de la moyenne des signaux d'accélération en A_1 et A_{1s} pour trois impacts à différents endroits sur le tube. De haut en bas : impact au niveau de A_1, impact près de J_2 et impact sous A_0.

La figure 4.8 présente le contenu spectral à trois instants distincts pour un impact au marteau près de J_2. Ces courbes permettent d'extraire les amplitudes maximales associées aux crêtes modales, ainsi que les fréquences correspondantes. Elles permettent également de définir une bande fréquentielle exploitable pour le suivi temporel de chaque crête (si on veut suivre la crête correspondant au premier mode on peut le faire en suivant l'amplitude maximale dans l'intervalle fréquentiel compris entre 136.55 Hz et 281.11 Hz). On observe par ailleurs une décroissance notablement plus rapide du mode 2 par rapport au mode 1.

L'évolution temporelle du maximum d'amplitude A_{max} du mode 1 pour les différents essais au marteau est présentée à la figure 4.9. Dans un intervalle de temps délimité par le cône d'influence définie à la figure 4.7 chaque signal est approximé par une expression de la forme

$$\log(A_{max})(t) = ae^{-bt} + ct + d, \tag{4.1}$$

où a , b , c et d sont des réels déterminés via une méthode de moindres carrés.

Les essais d'impact sous A_0 (c'est à dire sous le mors) ont systématiquement une

excitation initiale du premier mode plus faible. À partir du fit de $\log(A_{\max})$ et de la fréquence du premier mode f, on peut estimer son taux d'amortissement instantané :

$$\zeta(t) = -\frac{1}{2\pi f}\frac{d}{dt}\left[\log(A_{\max})\right] \tag{4.2}$$

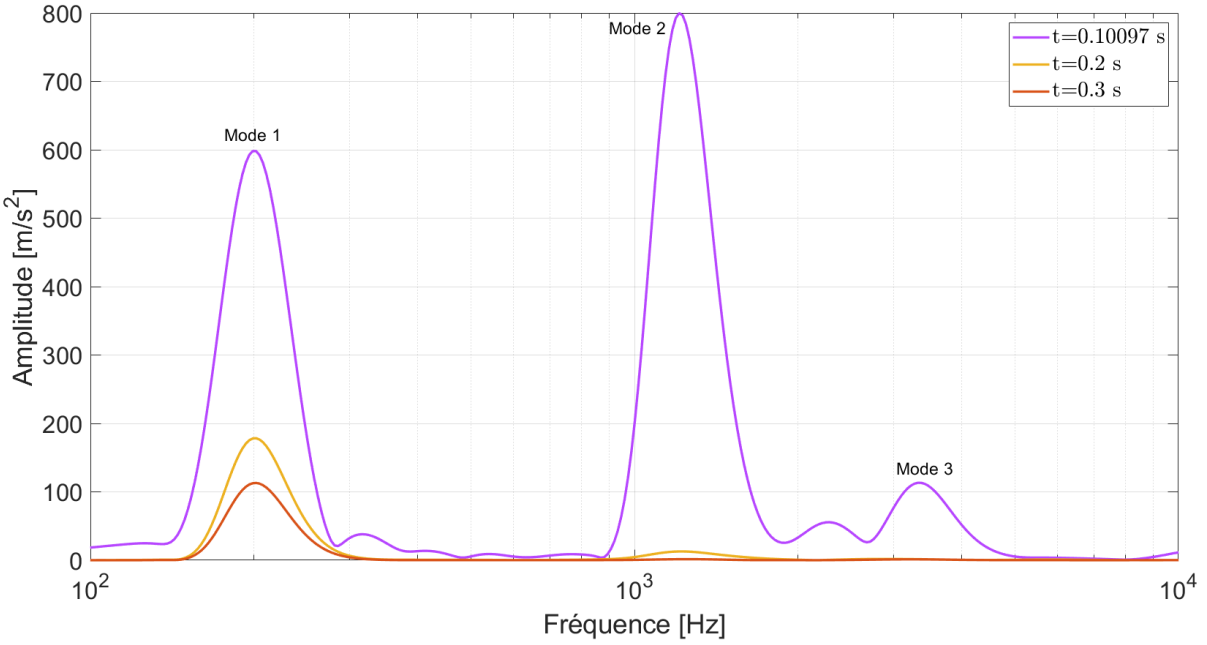


FIGURE 4.8 – Courbe de l'amplitude en fonction de la fréquence à trois instants donnés dans le cas d'un impact près de J_2.

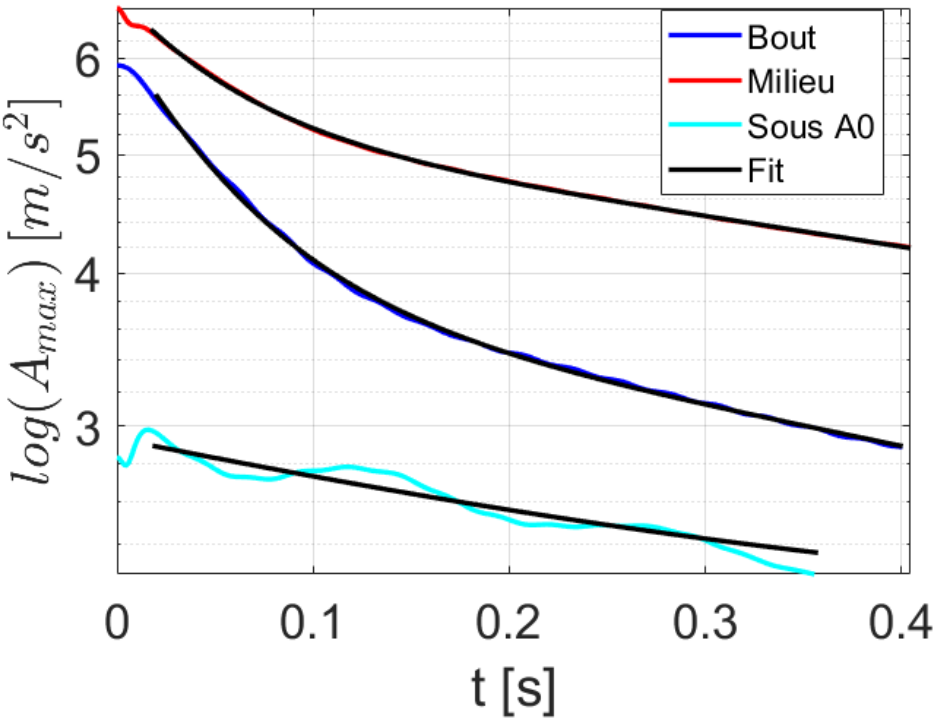


FIGURE 4.9 – Évolution du logarithme de l'amplitude du premier mode obtenue via la méthode des ondelettes en fonction du temps. Pour chacune des courbes un ajustement (trait en noir) du type $ae^{-bt} + ct + d$ est effectué.

Une autre méthode a été employée pour caractériser l'amortissement structurel, en analysant la décroissance des déformations du tube, mesurées au niveau de J_1, dans la phase pré-impact des essais d'impact hydrodynamique avec la machine de choc. Cette méthode basée sur la variation des extrema du signal est décrite dans l'annexe B.1. Elle permet d'obtenir une valeur moyenne de l'amortissement dans la phase pré-impact. La fenêtre temporelle retenue correspond à la portion du signal où une oscillation libre est clairement observable (à la figure 4.6 précédente, elle va d'environ $t = -0.024$ s à $t = 0$).

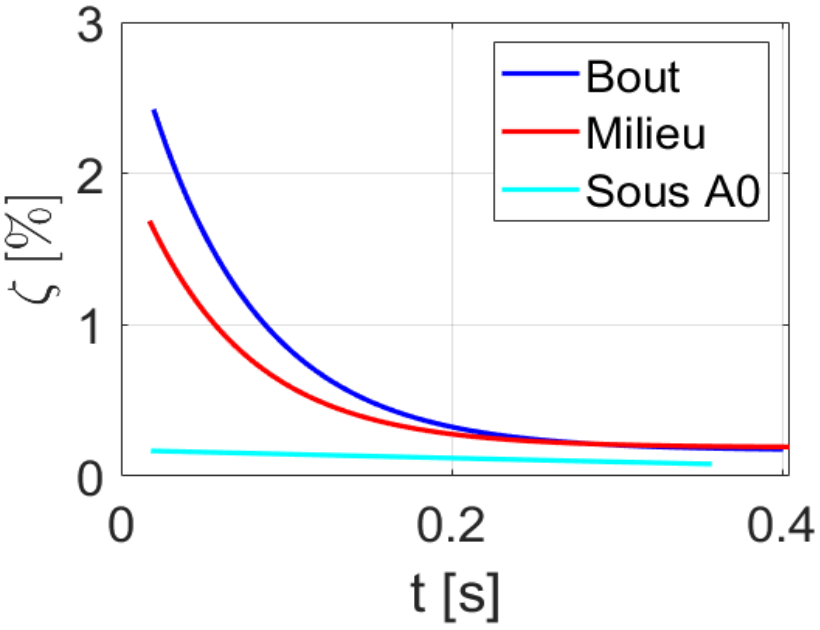
Les figures 4.10a et 4.10b présentent le taux d'amortissement structurel obtenu à l'aide de ces 2 méthodes pour le premier mode du tube creux en aluminium (configuration horizontale). La première figure montre l'évolution de l'amortissement réduit instantané obtenu par la méthode des ondelettes en fonction du temps, pour les différents lieux d'impact, tandis que la seconde présente l'amortissement moyen dans la phase pré-impact obtenu par la méthode des amplitudes en fonction de la vitesse moyenne de déplacement.

Les résultats présentés à la figure 4.10a (obtenu par la méthode des ondelettes et les essais marteau) nous montrent que le coefficient d'amortissement réduit du premier mode du tube n'est pas constant : il évolue au cours du temps et dépend du lieu d'impact sur la maquette (donc de la sollicitation). On observe un amortissement très élevé immédiatement après l'impact : environ 0.18% pour les impacts sous A_0, 2.32% pour les impacts en bout de tube, et 1.82% pour les impacts près de J_2. Cet amortissement décroît ensuite rapidement pour atteindre une valeur asymptotique faible, de l'ordre de 0.1% sous A_0 et 0.18% pour les autres configurations.

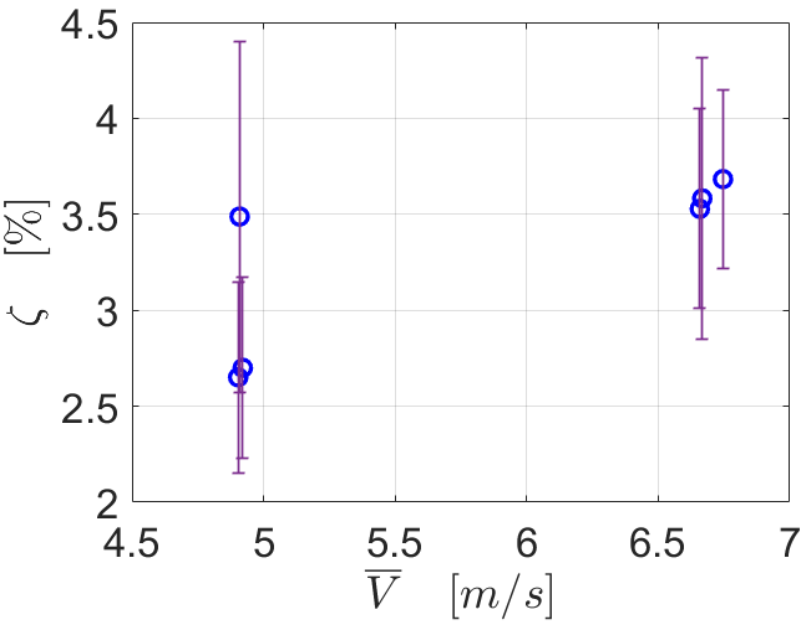
Considérons maintenant les résultats obtenus avec la méthode des amplitudes dans la phase pré-impact (figure 4.10b). Seules les vitesses de consigne de 5 m/s et 7 m/s ont été utilisées pour cette estimation, en raison du nombre suffisant d'oscillations et du rapport signal/bruit satisfaisant pour ces essais. Nous avons également calculé la valeur moyenne pondérée (par les barres d'erreur) des taux d'amortissement obtenus à partir des différents essais. Pour le tube creux horizontal, nous obtenons un taux d'amortissement moyen de 3.2%. En utilisant la même méthodologie, nous avons obtenu un taux d'amortissement de 0.93% dans le cas du tube creux incliné et de 0.5% dans le cas de la barre horizontale.

Comme nous le voyons, l'amortissement moyen observé dans la phase pré-impact est notablement plus élevé que celui donné par les essais marteau. L'ensemble des résultats obtenus indique que l'amortissement du tube est non-visqueux et dépend de la sollicitation à l'origine de la vibration. Malgré la complexité de l'amortissement observé, dans l'intérêt de faciliter les comparaisons entre le modèle théorique et les résultats expérimentaux, nous avons cherché à introduire une forme d'amortissement structurel dans le modèle théorique. En nous focalisant sur le premier mode et les conditions des essais d'impact (et sans chercher à mettre au point une modélisation détaillée de l'amortissement pour une large gamme de conditions de sollicitation), nous avons choisi d'introduire un amortissement de Rayleigh proportionnel à la masse de la structure, voir annexe A.2. Le coefficient d'amortissement associé R_α est choisi afin d'obtenir l'amortissement réduit du premier mode (3.2% dans le cas du tube horizontal en aluminium) observé dans la phase pré-impact des essais avec la machine de choc.

La figure 4.11 compare les déformations mesurées en J_1 dans la zone pré-impact aux prédictions du modèle ainsi modifié, pour différentes vitesses de pénétration moyenne. L'introduction d'un amortissement structurel de 3.2% permet d'obtenir une concordance très satisfaisante entre les signaux expérimentaux et le modèle.



(a) Impact au marteau.



(b) Zone avant impact.

FIGURE 4.10 – Évolution de l'amortissement structurel réduit du premier mode du tube en aluminium creux (configuration horizontale). (a) Évolution en fonction du temps dans le cas d'essais d'impact au marteau. (b) Évolution en fonction de la vitesse moyenne de déplacement dans la phase pré-impact obtenue avec les signaux de la jauge en J_1.

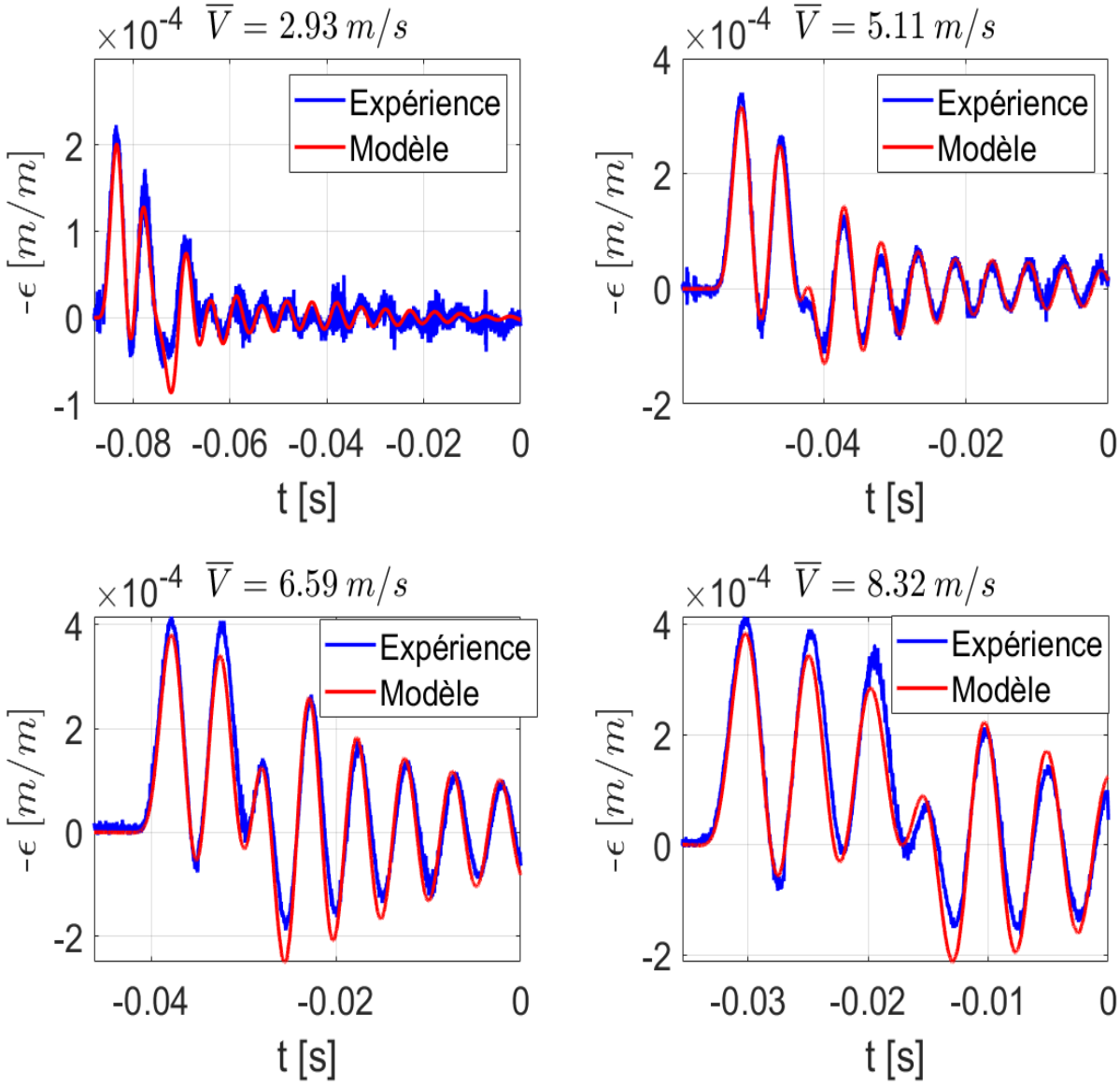


FIGURE 4.11 – Comparaison des signaux de déformation en J_1 dans la phase pré-impact pour différentes vitesses de pénétration moyennes (tube, configuration horizontale). Les valeurs des vitesses moyennes de pénétration sont données au dessus de chaque figure. Un amortissement de Rayleigh correspondant à un taux d'amortissement de 3.2% pour le premier mode est introduit dans le modèle semi-analytique, voir annexe A.2.

4.2 Réponse hydroélastique du tube

Dans cette partie, seront comparées les mesures expérimentales des réponses transitoires des tubes aux prédictions du modèle semi-analytique. Deux cas du modèle semi-analytique seront présentés : l'un où le paramètre d'amortissement structurel R_α n'est pas pris en compte et l'autre où ce paramètre est pris en compte. Dans la suite de ce chapitre, lorsque nous parlerons de modèle sans précision sur la prise en compte ou non de R_α il s'agira du modèle tel que développé au chapitre 2 c'est-à-dire sans amortissement structurel.

Comme nous l'avons déjà expliqué, les structures impactantes (tube et barre en aluminium) ne sont pas au repos quand elles touchent l'eau, du fait de la mise en mouvement imposée par la machine. Afin de prendre en compte au mieux les conditions initiales réelles au moment de l'impact, les comparaisons des signaux des réponses transitoires vont se faire à partir d'environ 3 ms avant impact. À cet instant, nous imposerons dans le modèle une condition initiale sur l'amplitude du premier mode et sa vitesse (nous rappelons que la mise en mouvement avant impact n'excite que le premier mode). Cette condition initiale est déterminée à partir des signaux de déformation en J_1. Pour cela, on réalise un fit (via une série de Fourier) du signal de déformation avant impact.

Pour les résultats du modèle théorique, le nombre de modes utilisé pour les simulations est $N = 8$.

4.2.1 Comparaison des signaux de déformation

Les figures 4.12 et 4.13 présentent respectivement la comparaison entre les déformations mesurées expérimentalement et celles prédites par le modèle semi-analytique au niveau des jauges aux positions J_1 et J_2, pour l'ensemble des vitesses moyennes de pénétration et dans le cas de la configuration horizontale du tube creux en aluminium (nous avons pris l'essai 2 pour chaque vitesse de consigne). La figure 4.14 présente la même comparaison en J_1 dans le cas du tube incliné ($\gamma = 5°$). Dans chacune de ces figures, la courbe bleue correspond aux résultats expérimentaux, la courbe rouge aux prédictions du modèle semi-analytique ne prenant pas en compte l'amortissement structurel (modèle présentée au chapitre 2), et la courbe verte à celles obtenues en prenant en compte l'amortissement structurel du tube, comme décrit en annexe A.2.

Une première observation, conforme aux attentes (voir section 3.4.2), est que la déformation mesurée en J_1 est largement dominée par la contribution du premier mode propre. En revanche, au point J_2, l'influence de modes supérieurs (en particulier le mode 2) est perceptible.

Par ailleurs, l'initialisation du calcul numérique effectuée 3 ms avant l'impact permet de reproduire de manière satisfaisante la dynamique pré-impact. La seule exception concerne les essais réalisés à 3 m/s dans la configuration horizontale : dans ce cas, le rapport signal/bruit assez faible ne permet pas d'initialiser convenablement le système.

Que l'amortissement structurel soit pris en compte ou non, la période d'oscillation est correctement restituée par le modèle. Les extrema des signaux théoriques coïncident globalement (temporellement) avec ceux des mesures expérimentales, ce qui suggère que l'inertie de la structure (en incluant les effets de masse ajoutée) est correctement représentée. Nous avons estimé une valeur du coefficient de masse ajoutée "stabilisé" à partir des essais expérimentaux pour confirmer cette concordance.

Pour cela, nous évaluons l'écart temporel entre deux maxima successifs du signal de déformation en J_1, dans les zones pré-impact et post-impact, de la configuration horizontale. Cette configuration est particulièrement pertinente car elle présente une phase de décroissance des coefficients hydrodynamiques très courte sur toute la longueur du tube, ce qui implique une stabilisation rapide du coefficient de masse ajoutée dans le modèle. La figure 4.15a illustre la procédure de détection des extrema, tandis que la figure 4.15b présente les périodes moyennes de vibration après et avant impact, pour les différents essais effectués.

Comme attendu, la période augmente significativement après l'impact, conséquence directe de l'augmentation de la masse effective due à la masse ajoutée hydrodynamique. À partir du rapport entre les périodes pré-impact (ΔT^s) et post-impact (ΔT^m), on peut estimer une valeur stabilisée du coefficient de masse ajoutée (voir (2.44)) :

$$C_a^{\text{stable}} = \frac{\rho_l}{\rho S}\left[\left(\frac{\Delta T^m}{\Delta T^s}\right)^2 - 1\right]. \tag{4.3}$$

La valeur obtenue, $C_a^{\text{stable}} \approx 0.424$ en moyenne, est très proche du coefficient maximal issu du modèle semi-analytique MLM-FBC, $C_a^{max} = 0.422$.

En revanche, les figures 4.12, 4.13 et 4.14 montrent que le modèle théorique tend à surestimer systématiquement la déformation maximale ainsi que le niveau moyen autour duquel oscille la réponse vibratoire (c'est-à-dire la valeur moyenne des oscillations lorsque les coefficients hydrodynamiques ont atteint leur valeur asymptotique). D'un point de vue physique, la surestimation systématique des niveaux de déformation par le modèle théorique met en évidence certaines limites sans doute liées à l'utilisation de la méthode des tranches pour décrire les efforts hydrodynamiques. Le rôle possible des effets tridimensionnels sera discuté en section 4.5.

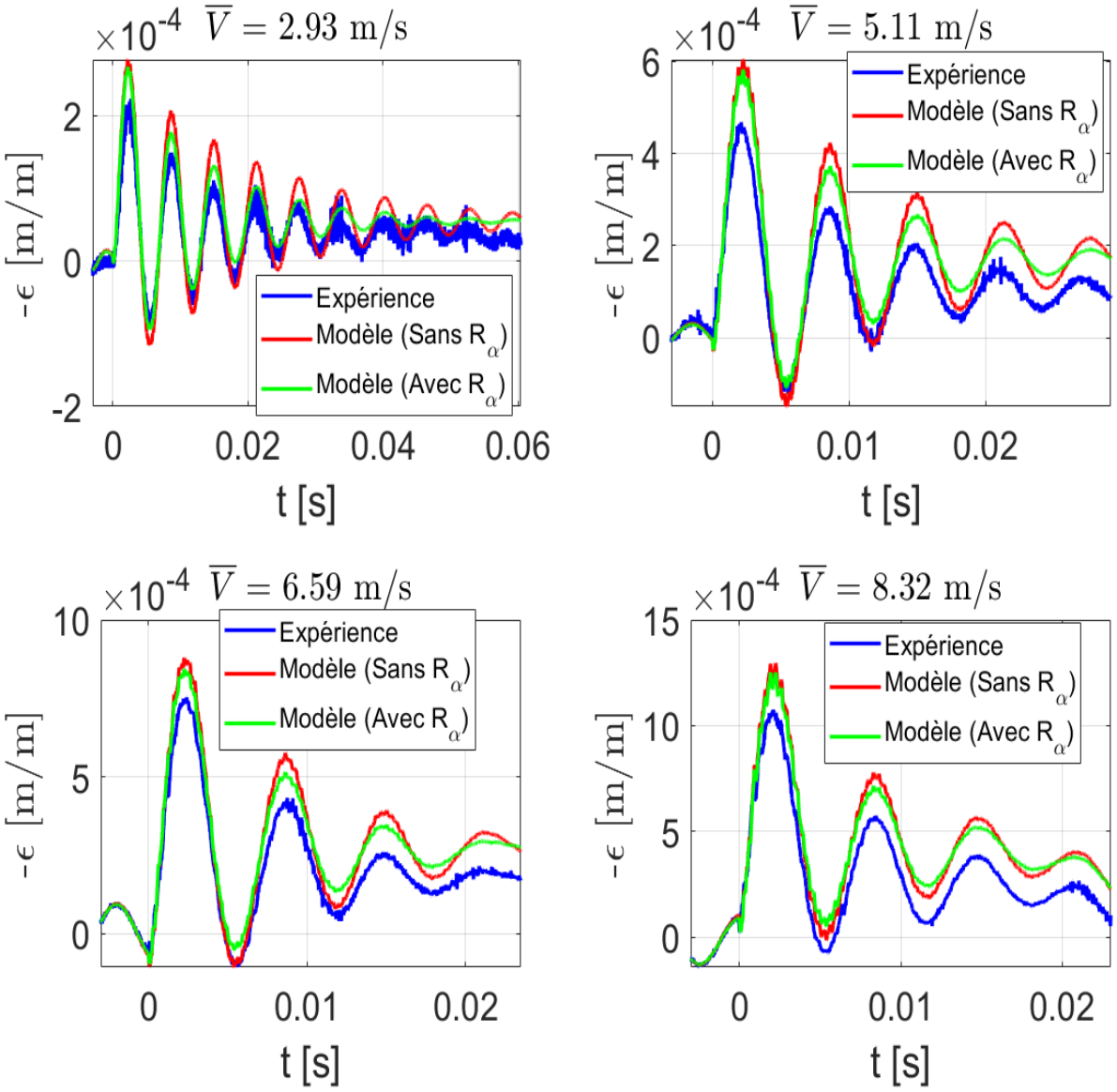


FIGURE 4.12 – Comparaison de l'évolution des signaux de déformation en J_1 pour différentes vitesses de pénétration moyenne (configuration horizontale). Les valeurs des vitesses moyennes de pénétration sont données au dessus de chaque figure.

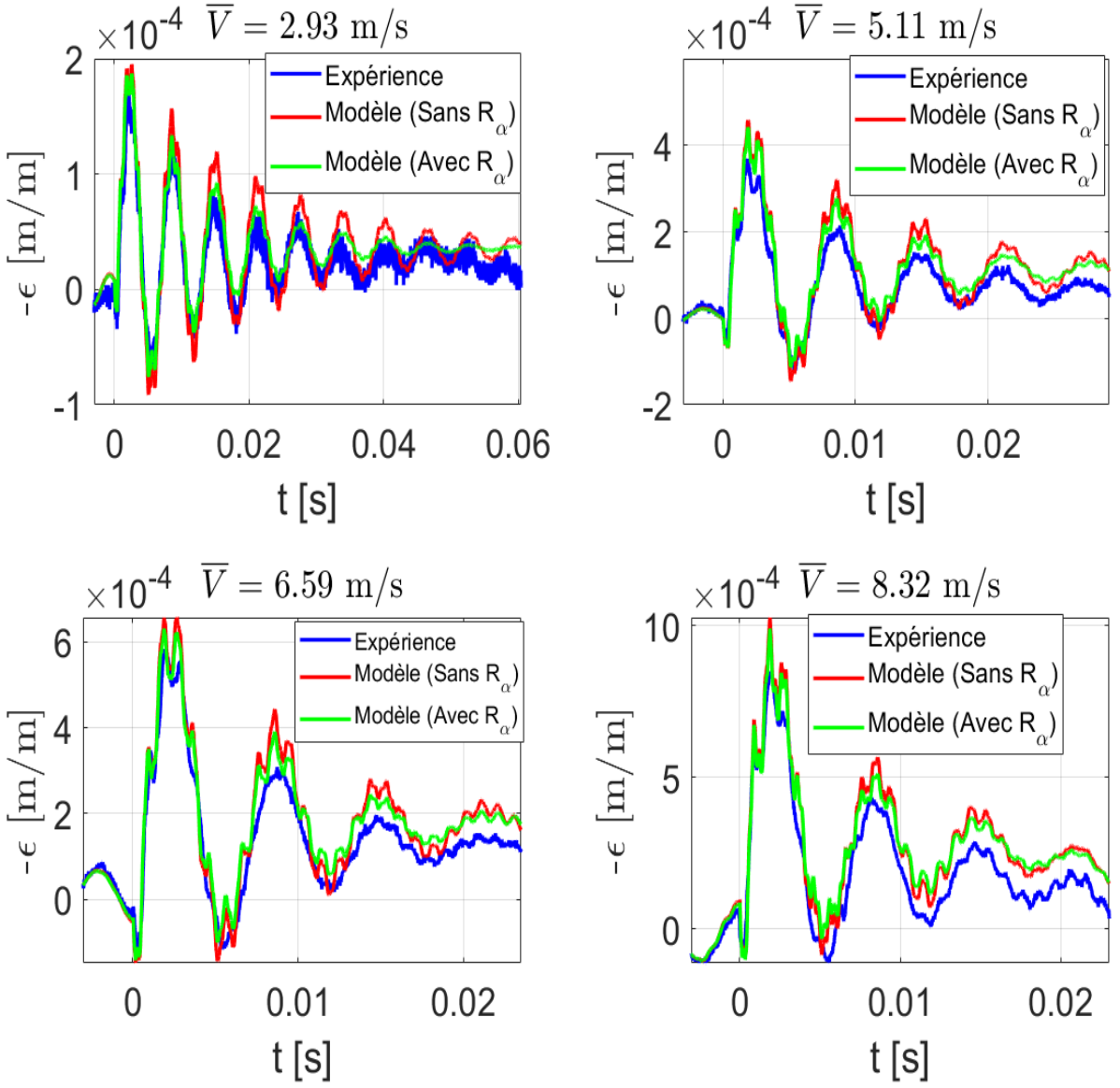


FIGURE 4.13 – Comparaison de l'évolution des signaux de déformation en J_2 pour différentes vitesses de pénétration moyenne (configuration horizontale). Les valeurs des vitesses moyennes de pénétration sont données au dessus de chaque figure.

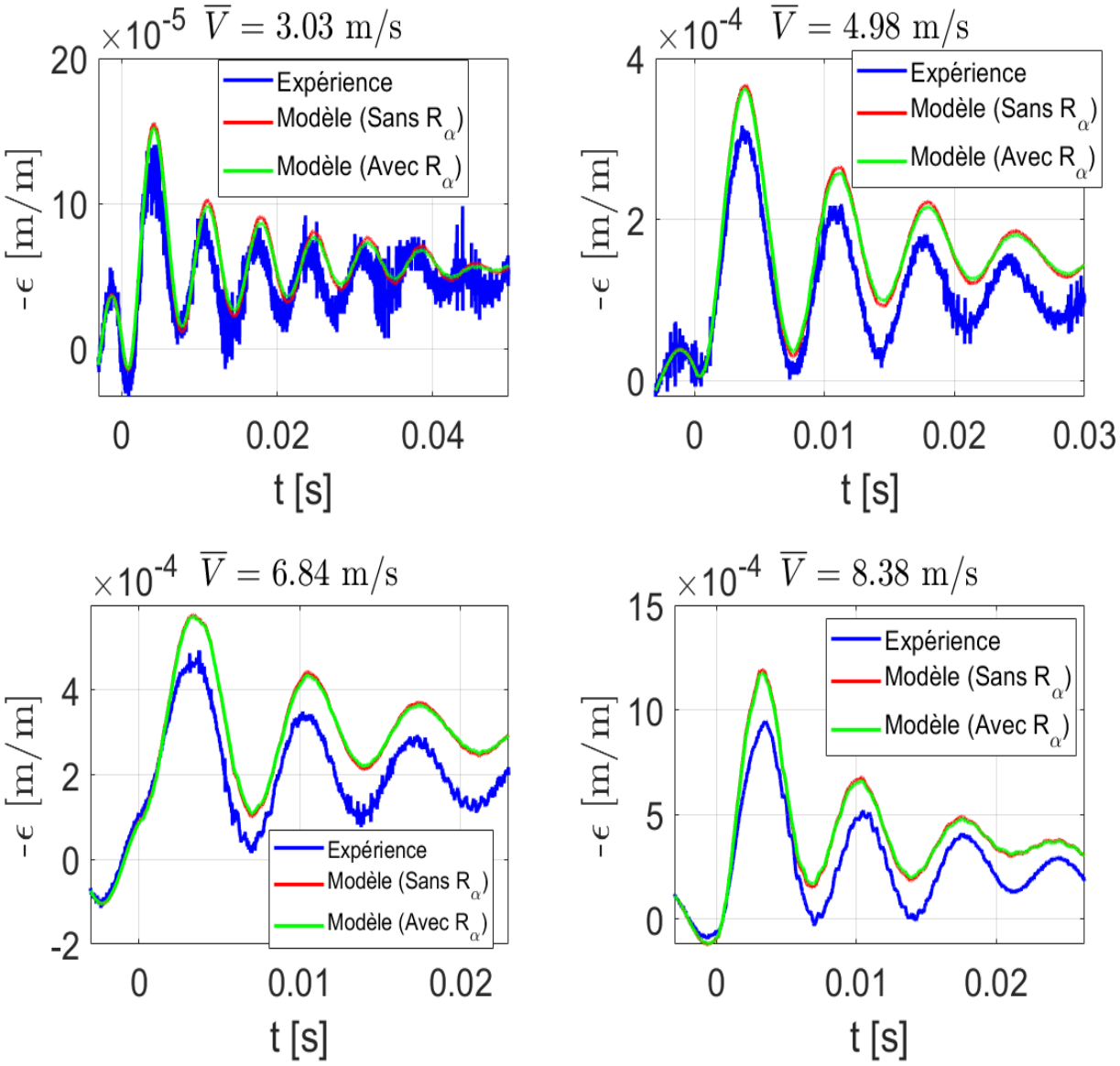
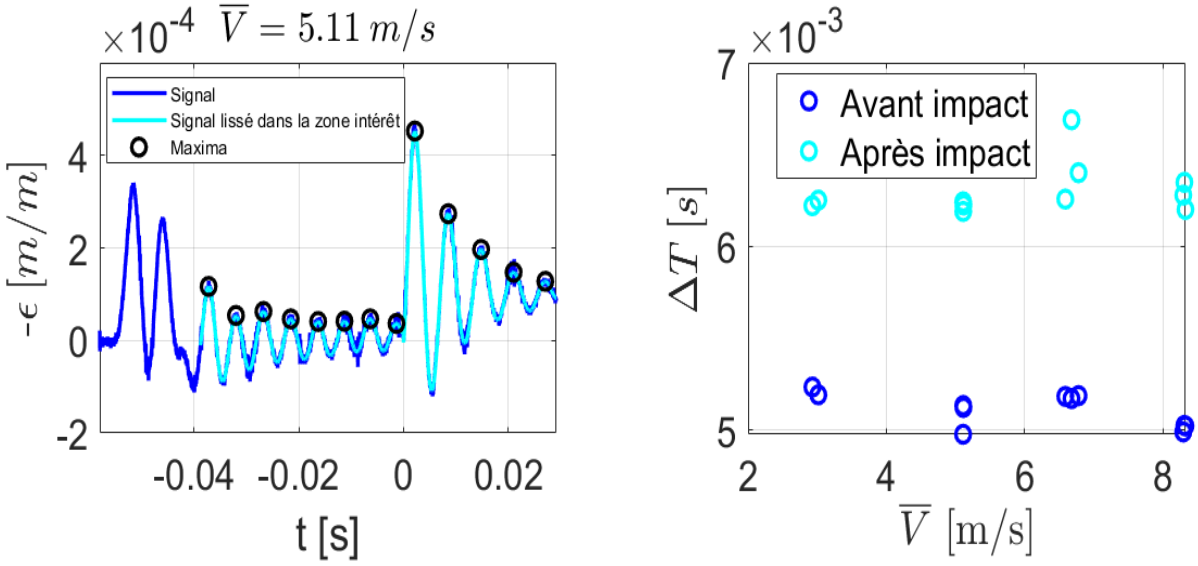


FIGURE 4.14 – Comparaison de l'évolution des signaux de déformation en J_1 pour différentes vitesses de pénétration moyenne dans le cas de la configuration inclinée ($\gamma = 5°$).Les valeurs des vitesses moyennes de pénétration sont données au dessus de chaque figure.



(a) Signal lissé et maxima.

(b) Périodes estimées du signal.

FIGURE 4.15 – Illustration de la méthode utilisée pour déterminer le changement de période de vibration du tube (mode 1) induit par la masse ajoutée. (a) Exemple d'évolution du signal de déformation en J_1 en fonction du temps dans le cas d'un impact horizontale du tube creux en aluminium pour une vitesse moyenne de $\overline{V} = 5.11\,m/s$. (b) Estimation des périodes moyennes dans les zones pré-impact et post-impact. L'instant $t = 0$ est le moment d'impact du tube. Pour identifier plus facilement les maxima, nous avons réalisé un lissage du signal à l'aide d'un fit par série de Fourier. Sur la figure de droite, les ronds bleus sont une estimation de la moyenne des périodes durant la phase pré-impact pour différentes vitesses de pénétration tandis que les ronds cyan le sont durant la phase post-impact.

Interessons nous plus en détails aux valeurs de déformation maximales atteintes lors des impacts. De la même manière que nous avons procédé précédemment, pour estimer ces valeurs, les signaux expérimentaux sont d'abord lissés à l'aide d'une série de Fourier d'ordre 8, ce qui permet de filtrer efficacement le bruit tout en préservant la dynamique principale du système. Les instants des extrema sont ensuite identifiés en calculant la dérivée de ce signal ajusté et en localisant les zéros de cette dérivée.

Le tableau 4.3 présente les déformations maximales mesurées en J_1 et J_2 pour la configuration horizontale, ainsi que les écarts relatifs entre ces mesures et les prédictions du modèle semi-analytique avec amortissement. Il apparaît que le modèle surestime la déformation maximale, avec des écarts compris entre 13.2% et 24.5% en J_1, et entre 6.56% et 18.1% en J_2.

Le tableau 4.4 fournit une analyse analogue pour la configuration inclinée. Dans ce cas, la surestimation en J_1 se situe entre 20% et 26.6%. Cet écart relatif, légèrement supérieur à celui de la configuration horizontale, pourrait être lié à une distribution plus complexe des chargements hydrodynamiques le long du tube, potentiellement plus difficiles à représenter par une approche par tranches.

$\epsilon_{\mathbf{max}}$ $[m/m]$	**Vitesse consigne [m/s]**			
	$\boldsymbol{V = 3}$	$\boldsymbol{V = 5}$	$\boldsymbol{V = 7}$	$\boldsymbol{V = 10}$
$\boldsymbol{\epsilon}^{\boldsymbol{J_1}}_{\max}$ (Exp)	2.13×10^{-4}	4.6×10^{-4}	7.44×10^{-4}	11.1×10^{-4}
$\boldsymbol{\epsilon}^{\boldsymbol{J_1}}_{\max}$ (Théo)	2.63×10^{-4}	5.72×10^{-4}	8.42×10^{-4}	12.6×10^{-4}
$\boldsymbol{\Delta\epsilon}^{\boldsymbol{J_1}}_{\max}$[%]	23.3	24.5	13.2	13.5
$\boldsymbol{\epsilon}^{\boldsymbol{J_2}}_{\max}$ (Exp)	1.58×10^{-4}	3.42×10^{-4}	5.49×10^{-4}	8.05×10^{-4}
$\boldsymbol{\epsilon}^{\boldsymbol{J_2}}_{\max}$ (Théo)	1.83×10^{-4}	4.04×10^{-4}	5.85×10^{-4}	8.61×10^{-4}
$\boldsymbol{\Delta\epsilon}^{\boldsymbol{J_2}}_{\max}$[%]	15.6	18.1	6.56	6.97

TABLEAU 4.3 – Recapitulatif des valeurs maximales de déformation en J_1 et J_2 pour les différentes vitesses de consigne (configuration horizontale). $\Delta\epsilon^{J_1}_{max}$ et $\Delta\epsilon^{J_2}_{max}$ représentent les écarts relatifs entre les valeurs maximales des déformations du modèle semi-analytique (avec amortissement) et les résultats expérimentaux respectivement en J_1 et J_2.

$\epsilon_{\mathbf{max}}$ $[m/m]$	**Vitesse consigne [m/s]**			
	$\boldsymbol{V = 3}$	$\boldsymbol{V = 5}$	$\boldsymbol{V = 7}$	$\boldsymbol{V = 10}$
$\boldsymbol{\epsilon}^{\boldsymbol{J_1}}_{\max}$ (Exp)	1.22×10^{-4}	3×10^{-4}	4.6×10^{-4}	9.2×10^{-4}
$\boldsymbol{\epsilon}^{\boldsymbol{J_1}}_{\max}$ (Théo)	1.46×10^{-4}	3.68×10^{-4}	5.67×10^{-4}	11.6×10^{-4}
$\boldsymbol{\Delta\epsilon}^{\boldsymbol{J_1}}_{\max}$[%]	20	22.5	24	26.6

TABLEAU 4.4 – Recapitulatif des valeurs maximales de déformation en J_1 pour les différentes vitesses de consigne (configuration inclinée). $\Delta\epsilon^{J_1}_{max}$ représente l'écart relatif entre les valeurs maximales des déformations du modèle semi-analytique (avec amortissement) et les résultats expérimentaux en J_1.

Nous allons maintenant nous intéressé aux déformations atteintes pour de grandes profondeurs de pénétrations. Si l'on se base sur le modèle théorique, dans ce cas, les chargements hydrodynamiques et aussi la déformation induite devraient tendre vers des valeurs stationnaires (ne dépendant plus du temps). Malheureusement, lors des essais, la durée de phase après l'impact durant laquelle la vitesse d'entrée est quasi-constante est trop courte pour atteindre ces valeurs stationnaires (car la poutre continue à vibrer). Cependant, les profondeurs de pénétration sont quant à elles suffisantes pour que le chargement hydrodynamique tel que prédit par le modèle se soit stabilisé (les coefficients hydrodynamiques ont atteint leurs valeurs asymptotiques), si l'on se base sur le modèle théorique. Nous allons chercher à estimer les déformations quasi-statiques associées à ces chargements quasi-stabilisés (le terme quasi-statique signifie ici en l'absence d'effets d'inertie sur la poutre). Pour cela, la méthode suivante est mise en oeuvre : tout d'abord les extrema du signal de déformation sont identifiés. Nous supposons que les points médians entre deux extrema successifs sont proches de la déformation quasi-statique (pour ces instants). Ensuite, une régression linéaire est réalisée à partir de ces points médians. Cette méthode devrait permettre de comparer les niveaux moyens des déformations expérimentales et théoriques dans la phase où l'on estime que les coefficients hydrodynamiques

sont stabilisés.

Ce niveau moyen peut être interprété comme un niveau de déformation en régime quasi-statique comme l'illustre la figure 4.16 pour un signal de déformation en J_1 de la configuration horizontale, pour une vitesse de consigne de 5 m/s (essai 2). Sur cette figure, la courbe orange correspond à une réponse obtenue grâce à un modèle quasi-statique. Il s'agit du modèle présenté dans le chapitre 2 dans lequel les termes d'inertie (liés aux accélérations modales) sont omis ; pour le calcul du chargement hydrodynamique, uniquement les termes de slamming sont pris en compte dans le cas d'un chargement corps rigide (sans couplage hydroélastique).

Les ronds indiquent les points médians des extrema successifs : en rouge pour les résultats de simulation (avec le modèle complet, prenant en compte l'inertie de la poutre et le couplage hydroélastique), en bleu pour les résultats expérimentaux. Les droites en pointillés représentent les régressions linéaires effectuées à partir de ces points.

La figure montre que cette approche fournit une estimation cohérente de la réponse quasi-statique : la régression linéaire effectuée à partir des résultats de simulation reproduit fidèlement les résultats du modèle quasi-statique dans la zone considérée. Cela suggère que la même méthode appliquée aux données expérimentales fournit aussi une estimation fiable de la réponse quasi-statique du tube.

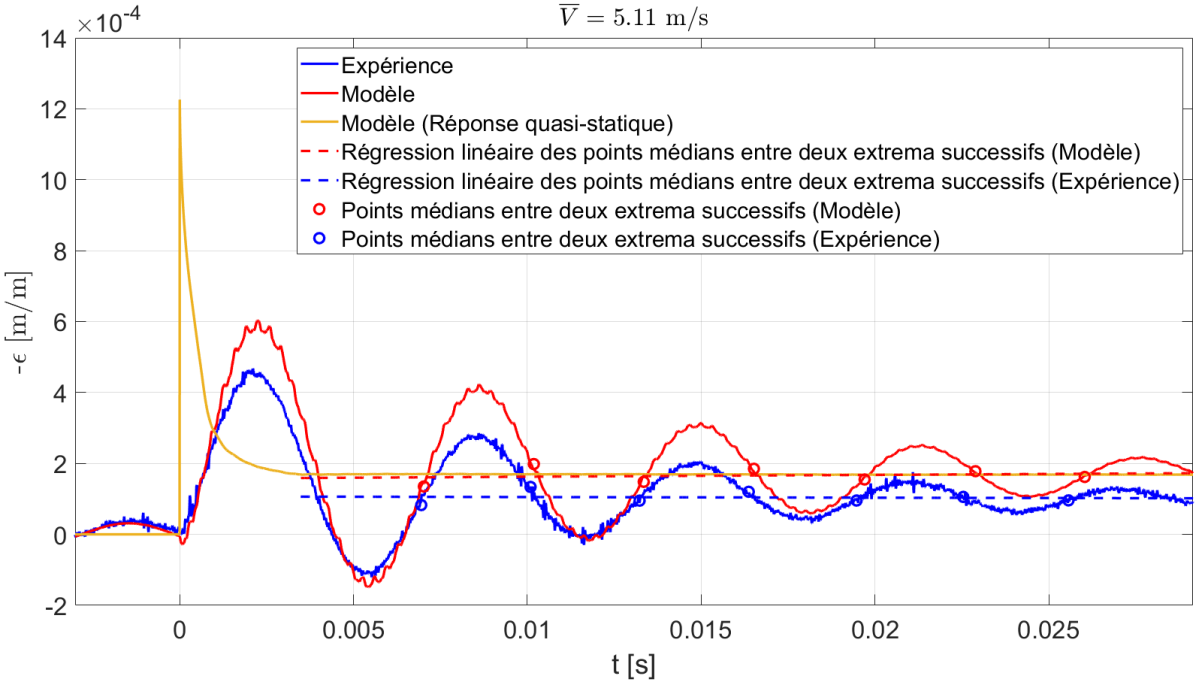


FIGURE 4.16 – Illustration de la méthodologie utilisée pour estimer la réponse quasi-statique du tube. Des signaux de déformation en J_1 dans le cas de la vitesse de pénétration moyenne de $\overline{V} = 5.11$ m/s (configuration horizontale) sont considérés. Les traits bleus et rouges en pointillés représentent les régressions linéaires des points médians entre deux extréma successifs (les ronds sur la figure) dans la zone où les coefficients hydrodynamiques ont théoriquement atteint leurs valeurs asymptotiques.

À partir de ces régressions linéaires, nous avons calculé les valeurs moyennes de la déformation quasi-statique (pour la phase où les coefficients hydrodynamiques ont théoriquement atteint leurs valeurs asymptotiques), tant pour le modèle semi-analytique que pour les mesures expérimentales, en J_1 et J_2. Cette démarche devrait permettre, d'une part, de quantifier les écarts entre les réponses quasi-statiques expérimentales et théoriques, et, d'autre part, de se faire une idée de la distribution spatiale du chargement appliqué au tube en comparant les rapports des déformations quasi-statiques entre les deux points de mesure.

Le tableau 4.5 présente les valeurs quasi-statiques moyennes obtenues pour l'ensemble des vitesses de consigne dans la configuration horizontale. Il indique également les écarts relatifs entre les valeurs fournies par le modèle semi-analytique et celles issues des mesures expérimentales, ainsi que les rapports $\epsilon_{stat}^{J_1}/\epsilon_{stat}^{J_2}$ associés aux deux approches. Les résultats montrent que le modèle surestime systématiquement la valeur quasi-statique, avec des écarts compris entre 42.6% et 64.1% en J_1 et entre 33.6% et 57.4% en J_2.

Un résultat notable de cette table est que le rapport quasi-statique $\epsilon_{stat}^{J_1}/\epsilon_{stat}^{J_2}$ fourni par le modèle est quasiment constant et vaut 1.53. Cette valeur correspond au rapport théorique attendu pour une poutre soumise à un chargement uniformément réparti [1]. En revanche, les rapports obtenus à partir des données expérimentales s'écartent un peu de cette valeur théorique. Cette différence suggère que la distribution du chargement sur le tube n'est pas uniforme. Le tableau 4.6 fournit un récapitulatif analogue pour la configuration inclinée. Les écarts relatifs entre les résultats du modèle et ceux des mesures expérimentales y sont compris entre 11.1% et 41.2%. Ces écarts sont donc plus importants que dans le cas de la configuration horizontale. Cela pourrait s'expliquer par la configuration plus complexe du tube incliné, où l'écoulement du fluide est sans doute plus sujet à des phénomènes tridimensionnels.

1. Du point de vue de la théorie le calcul de ce rapport donne :

$$\frac{\epsilon_{stat}^{J_1}}{\epsilon_{stat}^{J_2}} = \frac{(L-x_1)^2}{(L-x_2)^2} = \frac{(0.312-0.05)^2}{(0.312-0.1)^2} = 1.53$$

.

ϵ_{stat} $[m/m]$	**Vitesse consigne [m/s]**			
	$\boldsymbol{V = 3}$	$\boldsymbol{V = 5}$	$\boldsymbol{V = 7}$	$\boldsymbol{V = 10}$
$\boldsymbol{\epsilon_{stat}^{J_1}}$ (Exp)	3.81×10^{-5}	1.03×10^{-4}	1.82×10^{-4}	2.35×10^{-4}
$\boldsymbol{\epsilon_{\text{stat}}^{J_1}}$ (Théo)	5.43×10^{-5}	1.66×10^{-4}	2.8×10^{-4}	3.9×10^{-4}
$\boldsymbol{\Delta\epsilon_{\text{stat}}^{J_1}}$[%]	42.6	60.9	51.2	64.1
$\boldsymbol{\epsilon_{\text{stat}}^{J_2}}$ (Exp)	2.66×10^{-5}	7.41×10^{-5}	1.26×10^{-4}	1.6×10^{-4}
$\boldsymbol{\epsilon_{\text{stat}}^{J_1}}$ (Théo)	3.56×10^{-5}	1.1×10^{-4}	1.8×10^{-4}	2.52×10^{-4}
$\boldsymbol{\Delta\epsilon_{\text{stat}}^{J_2}}$[%]	33.6	47.9	42	57.4
$\boldsymbol{\epsilon_{\text{stat}}^{J_1}/\epsilon_{\text{stat}}^{J_2}}$ (Exp)	1.43	1.39	1.44	1.47
$\boldsymbol{\epsilon_{\text{stat}}^{J_1}/\epsilon_{\text{stat}J_2}}$ (Théo)	1.53	1.51	1.54	1.53

TABLEAU 4.5 – Récapitulatif des valeurs moyennes de déformation quasi-statique pour les différentes vitesses de consigne (tube creux en aluminium, configuration horizontale).

$\epsilon_{\mathbf{stat}}$ $[m/m]$	**Vitesse consigne [m/s]**			
	$\boldsymbol{V = 3}$	$\boldsymbol{V = 5}$	$\boldsymbol{V = 7}$	$\boldsymbol{V = 10}$
$\boldsymbol{\epsilon_{\text{stat}}^{J_1}}$ (Exp)	5.02×10^{-5}	1.15×10^{-4}	1.96×10^{-4}	2.24×10^{-4}
$\boldsymbol{\epsilon_{\text{stat}}^{J_1}}$ (Théo)	5.64×10^{-5}	1.68×10^{-4}	2.93×10^{-4}	3.81×10^{-4}
$\boldsymbol{\Delta\epsilon_{\text{stat}}^{J_1}}$[%]	11.1	31.7	33.1	41.2

TABLEAU 4.6 – Récapitulatif des valeurs moyennes de déformation quasi-statique en J_1 pour les différentes vitesses de consigne (tube creux en aluminium, configuration inclinée).

4.2.2 Comparaison des signaux d'accélération

Les figures 4.17 et 4.18 présentent une comparaison de l'évolution des signaux d'accélération au point A_1. Une première observation est que, contrairement aux signaux issus des jauges de déformation, les signaux d'accélération révèlent une plus grande richesse en terme de contenu fréquentiel : les amplitudes des modes sont bien plus importantes que dans le cas des signaux de jauges.

Ce phénomène peut s'expliquer par l'analyse modale : l'accélération étant proportionnelle au carré de la fréquence pour chaque mode propre, les contributions des modes de hautes fréquences sont fortement amplifiées par rapport à celles observées pour les déformations.

On remarque également que l'introduction d'un amortissement structurel dans le modèle affecte relativement peu les composantes de haute fréquence du signal. Cette observation est cohérente avec la nature même de l'amortissement de Rayleigh utilisé : en ne conservant que le terme proportionnel à la masse de la structure, l'amortissement réduit

décroit avec l'ordre du mode, tout en gardant une vitesse d'amortissement modale (taux d'amortissement par unité de temps) identique. Malgré cela, un accord assez satisfaisant entre les signaux expérimentaux et les résultats du modèle est observé. En particulier, les niveaux maximum d'accélération atteints lors de l'impact sont assez bien prédits par le modèle.

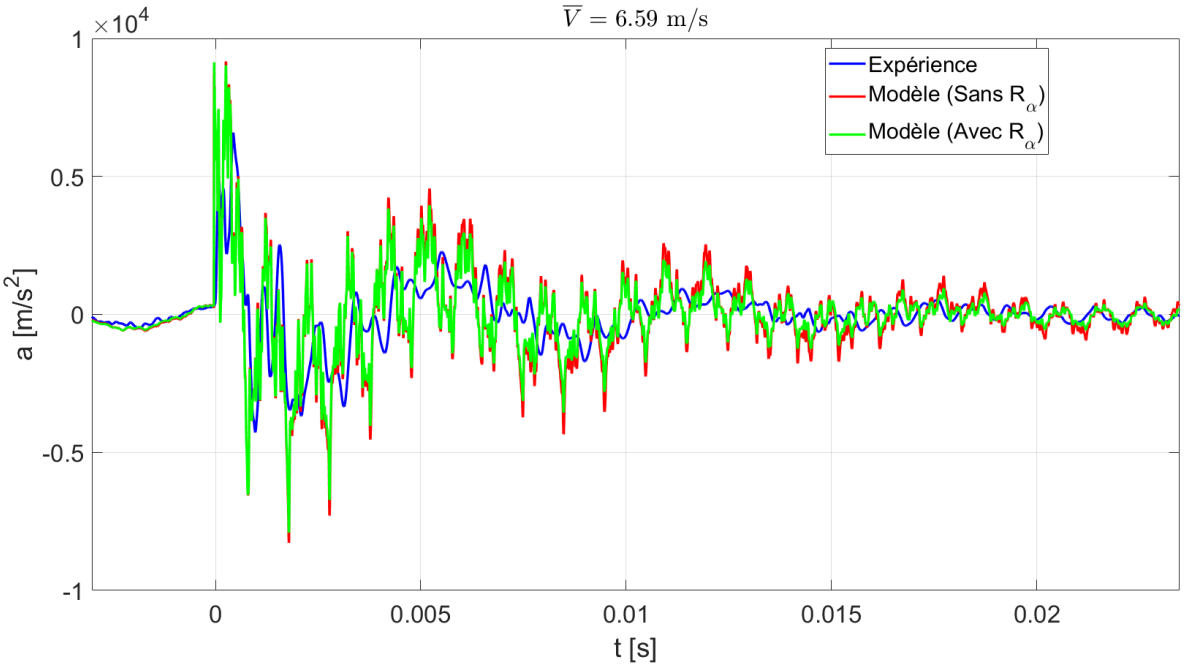


FIGURE 4.17 – Comparaison de l'évolution des signaux d'accélération en A_1 en fonction du temps dans le cas de la configuration horizontale (tube creux en aluminium), pour une vitesse moyenne de pénétration de $\overline{V} = 6.59$ m/s (essai 2, vitesse de consigne de 7 m/s).

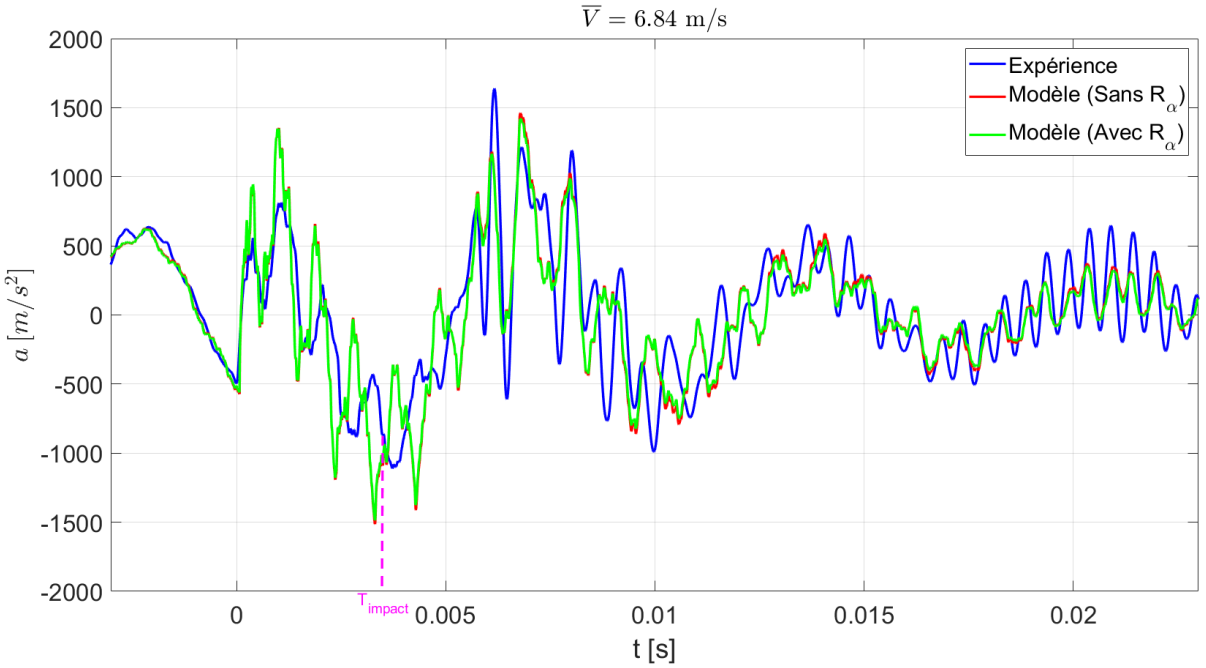


FIGURE 4.18 – Comparaison de l'évolution des signaux d'accélération en A_1 en fonction du temps dans le cas de la configuration inclinée (tube creux en aluminium), pour une vitesse moyenne de pénétration de $\overline{V} = 6.84$ m/s (essai 3, vitesse de consigne de 7 m/s). T_{impact} est le moment où survient l'impact du mors tel que relevé au chapitre 3 (voir table 3.5).

4.2.3 Comparaison des signaux d'effort

La figure 4.19 compare l'évolution temporelle des efforts mesurés sur le tube creux en aluminium dans la configuration inclinée, pour une vitesse moyenne de pénétration de 8.37 m/s. Seule la zone d'intérêt est représentée, car, comme montré au chapitre 3, l'impact du mors sur le fluide perturbe les mesures expérimentales (au-delà de 0.004 s pour cet essai). Nous ne présenterons pas de résultats pour la configuration horizontale car dans ce cas, l'impact avec le mors survient trop tôt pour avoir des mesures d'effort exploitables.

La courbe bleue correspond aux mesures issues des capteurs d'effort (après soustraction de la contribution inertielle du dispositif d'interface entre le tube et les capteurs, voir équation (3.6) au chapitre 3). Les courbes rouge et verte représentent l'effort obtenu avec le modèle semi-analytique respectivement sans et avec prise en compte de l'amortissement structurel. La courbe noire, quant à elle, montre le résultat obtenu avec le modèle hydrodynamique lorsque la poutre est considérée comme rigide.

Une première observation est l'apparition d'un temps de latence entre le moment d'impact et la montée de l'effort mesuré. Ce décalage temporel traduit le temps nécessaire pour le developpement de la déformation le long du tube, soulignant que l'effort n'est pas transmis instantanément comme dans un modèle rigide mais est affecté par la réponse dynamique de la poutre.

La prise en compte de l'amortissement structurel n'a qu'un rôle minime sur les résultats du modèle.

La bonne correspondance entre les signaux expérimentaux et les résultats du modèle semi-analytique est un peu surprenante. En effet, sur la base des observations faites pour les signaux de déformation, on aurait pu s'attendre à une surestimation de l'effort par le modèle.

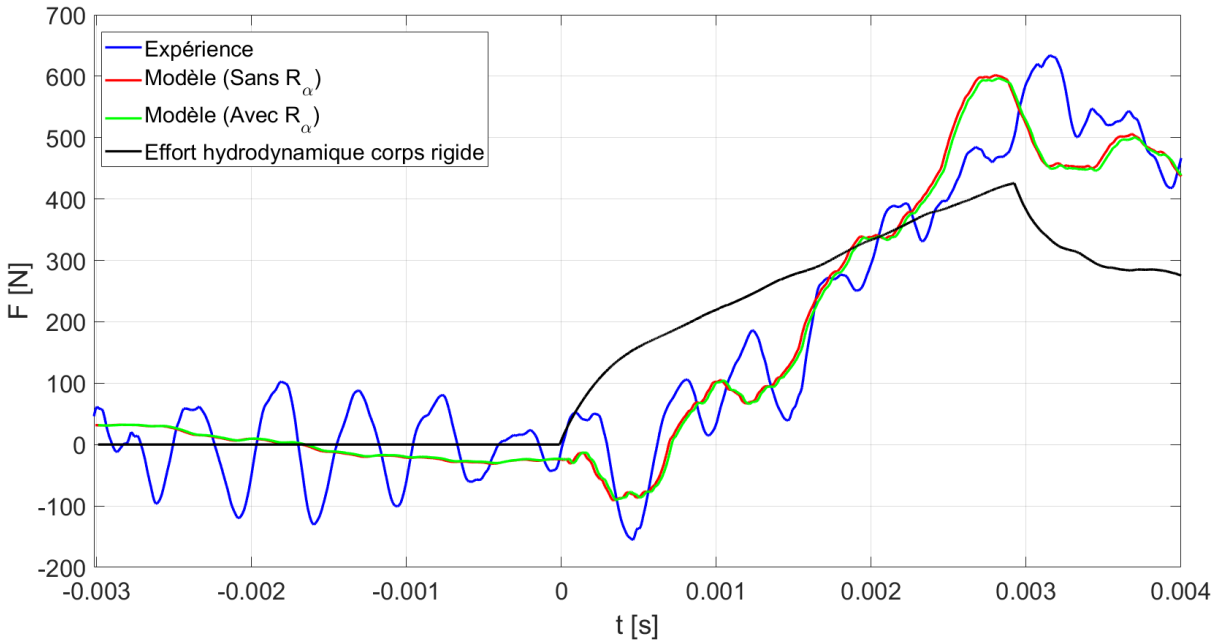


FIGURE 4.19 – Comparaison de l'évolution des signaux d'effort sur le tube en fonction du temps dans le cas de la configuration inclinée (tube creux en aluminium), pour une vitesse moyenne de pénétration de $\overline{V} = 8.37$ m/s (essai 2, vitesse de consigne de 10 m/s).

4.3 Effet de la vitesse d'impact et des conditions initiales sur la déformation maximale

Comme indiqué à la section 4.2, afin de prendre en compte la cinématique pré-impact, l'initialisation du modèle est réalisée à partir des valeurs issues des essais expérimentaux 3 ms avant l'impact. Par ailleurs, la cinématique réelle mesurée lors des essais est directement utilisée comme condition d'entrée du modèle.

Toutefois, dans une démarche de validation de modèles (modèles théoriques ou de simulations CFD), il semble souhaitable de pouvoir s'appuyer sur des conditions expérimentales plus simples et aisément reproductibles. L'objectif de cette section est de déterminer dans quelle mesure ces choix méthodologiques (concernant les conditions initiales et la cinématique réelle des essais) influe sur la réponse hydroélastique du tube. Nous souhaitons aussi analyser de manière plus détaillée l'influence de la vitesse d'entrée sur la déformation maximale atteinte lors de l'impact.

La figure 4.20 compare les signaux de déformation mesurés en J_1 sur le tube creux en aluminium, provenant du modèle semi-analytique (sans amortissement structurel) et des essais. Deux approches du modèle semi-analytique sont considérées :

- Un cas où la cinématique réelle du tube est prise en compte, les conditions initiales sont identifiées à partir des essais expérimentaux et fixées 3 ms avant l'impact (courbe rouge).
- Un cas où le tube est supposé initialement au repos (le déplacement $u_0(x)$ et la vitesse liés à la déformation de la poutre $\dot{u}_0(x)$ sont supposés nuls à l'instant d'impact) et soumis à une pénétration à vitesse constante, égale à la vitesse expérimentale mesurée à l'instant de premier contact $t = 0$ (courbe noire).

Les résultats montrent que ces deux approches conduisent à des valeurs de déformation maximale très proches. Autrement dit, la dynamique pré-impact du tube influence très peu la valeur maximale de déformation dans les essais réalisés.

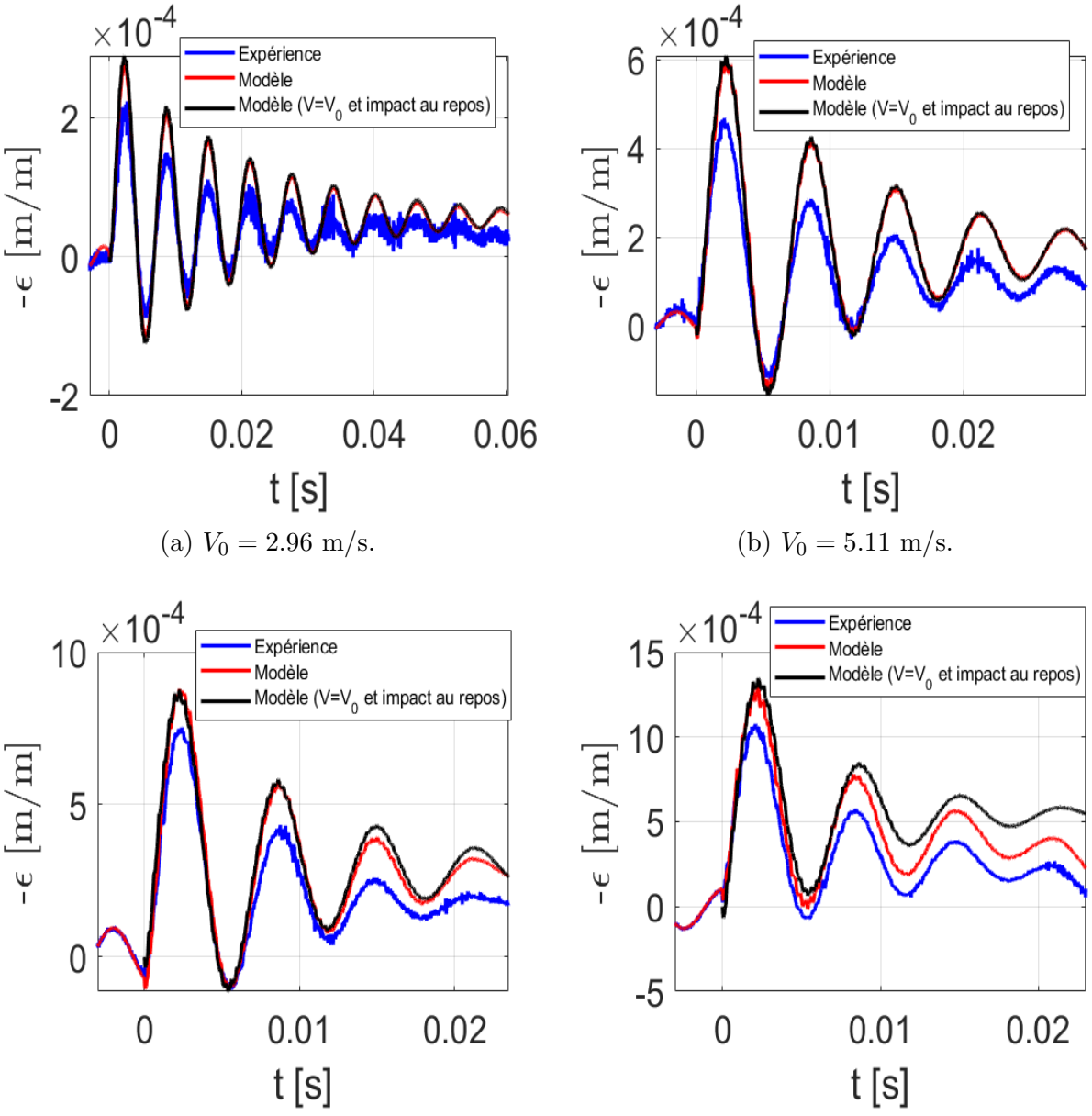
La figure 4.21 présente pour le tube en configuration horizontale l'évolution de la déformation maximale en fonction de la vitesse d'impact pour les données expérimentales (ronds bleus), ainsi que trois cas de simulations réalisées avec le modèle semi-analytique :

- modèle tenant compte de la cinématique réelle des essais $V(\mathrm{t})$ et d'une condition initiale pour le mode 1 (vibration pré-impact due à la mise en mouvement de la machine), sans amortissement structurel (ronds rouges),
- modèle considérant la poutre initialement au repos (sans condition initiale) et la vitesse d'entrée constante, sans amortissement structurel (ronds noirs),
- modèle avec cinématique réelle et conditions initiales intégrant l'amortissement structurel (ronds verts).

Dans tous les cas, la déformation maximale varie quasi-linéairement avec la vitesse d'impact, ce qui indique que la réponse se situe dans un régime essentiellement impulsionnel. Cette figure confirme aussi que la prise en compte de la cinématique réelle et des conditions initiales n'a qu'un très faible effet sur la déformation maximale. Par ailleurs, conformément aux observations faites à la figure 4.12, la prise en compte de l'amortissement structurel conduit à une déformation maximale légèrement plus faible. Pour les trois cas de simulations, les déformations maximales sont notablement plus élevées que les mesures correspondantes.

La figure 4.22 présente l'évolution des valeurs maximales de déformation ϵ_{max} en fonction de la vitesse d'impact dans le cas de la configuration inclinée. La couleur des ronds renvoie aux mêmes données que dans le cas de la configuration horizontale précédente. La figure montre que pour la configuration inclinée, la déformation maximale ne dépend pas linéairement de la vitesse d'impact comme dans le cas de la configuration horizontale. Dans ce cas, nous ne sommes plus en régime impulsionnel, la durée de la phase d'entrée étant du même ordre que la période propre du premier mode. On observe que, pour cette configuration, les conditions initiales (état vibratoire pré-impact) ont un effet légèrement plus marqué sur la réponse (écart entre ronds rouges et noirs), ce qui semble être lié au fait que les déformations induites par l'impact sont relativement faibles. Il est également intéressant de noter que ces conditions initiales peuvent conduire à augmenter (vitesses d'impact d'environ 3, 5 et 9.5 m/s) ou à diminuer (vitesse de 7 m/s) la déformation maximale. Des analyses complémentaires (non présentées ici) montrent que ce comportement

est lié à la phase de l'oscillation du tube au moment de l'impact, c'est-à-dire au décalage temporel entre l'impulsion hydrodynamique et la vibration préalable du tube.



(a) $V_0 = 2.96$ m/s.

(b) $V_0 = 5.11$ m/s.

(c) $V_0 = 6.68$ m/s.

(d) $V_0 = 9.15$ m/s.

FIGURE 4.20 – Comparaison de l'évolution des signaux de déformation en J_1 du tube creux en aluminium pour différentes vitesses d'impact (configuration horizontale). La courbe noire correspond à un cas de pénétration du tube à vitesse constante (prise égale à la vitesse au moment du premier contact) et en supposant que le tube ne vibre pas avant impact ($u_0(x) = 0$ et $\dot{u}_0(x) = 0$ dans l'équation (2.2)). La courbe rouge correspond au cas où la cinématique réelle de l'essai, $V(\mathrm{t})$, est prise en compte et où une condition initiale non-nulle pour le mode 1 est identifiée à partir des signaux expérimentaux de déformation dans la phase pré-impact.

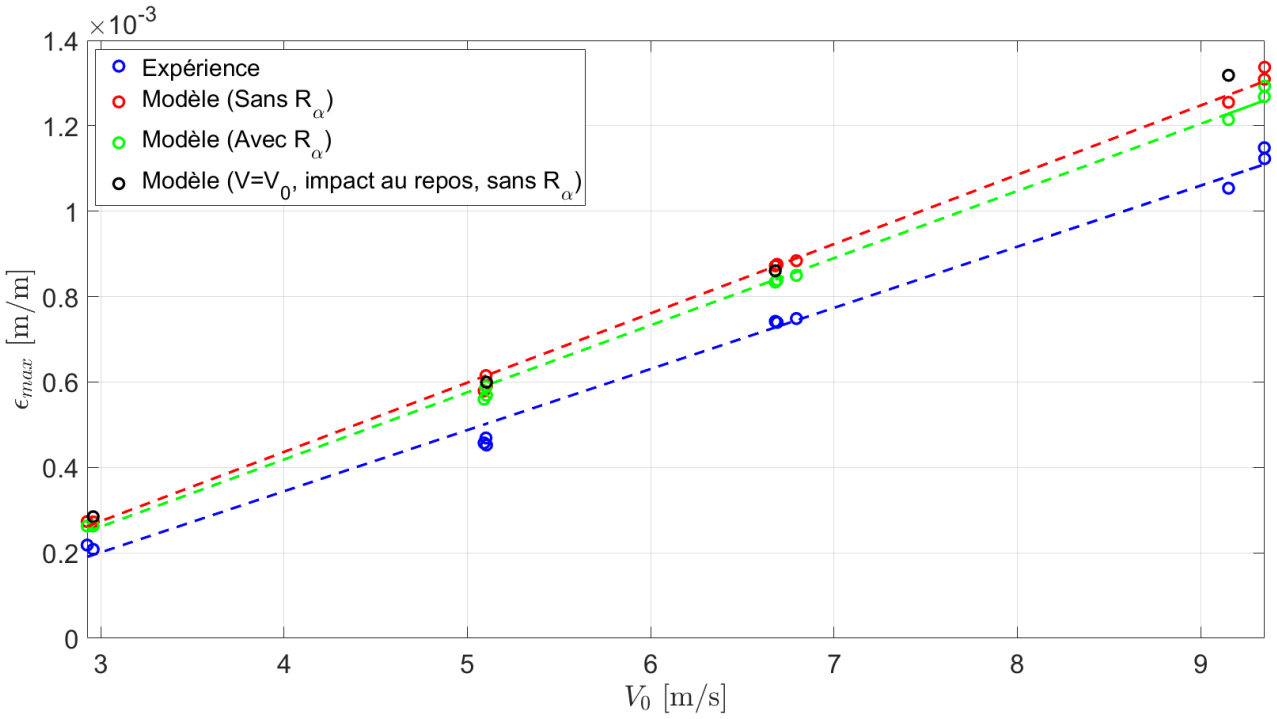


FIGURE 4.21 – Évolution des valeurs maximales (en valeur absolue) de déformation mesurées en J_1 en fonction de la vitesse d'impact pour l'ensemble des essais de la configuration horizontale du tube en aluminium. Les résultats expérimentaux sont comparés à ceux du modèle pour trois cas de simulations. Les lignes en pointillés correspondent à des régressions linéaires obtenues à partir des points de même couleur.

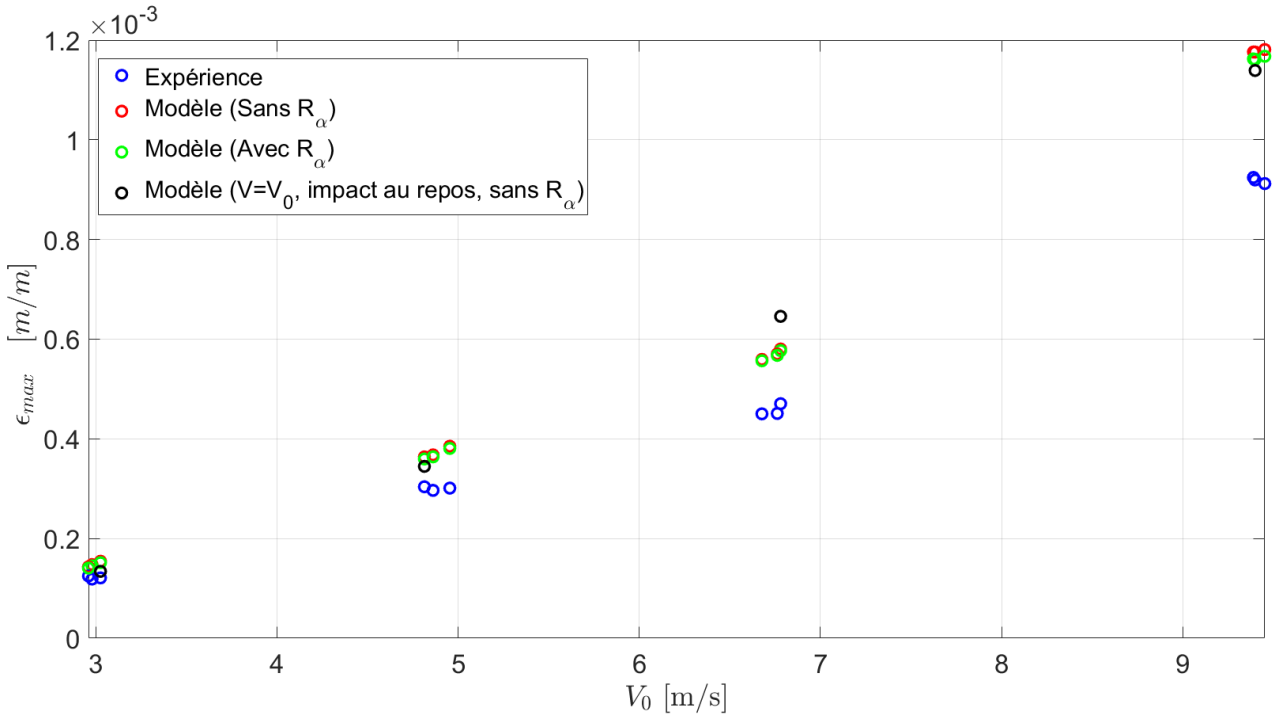


FIGURE 4.22 – Évolution des valeurs maximales (en valeur absolue) de déformation mesurées en J_1 en fonction de la vitesse d'impact pour l'ensemble des essais de la configuration inclinée du tube en aluminium. Les résultats expérimentaux sont comparés à ceux du modèle pour trois cas de simulations.

4.4 Caractérisation de l'amortissement hydrodynamique

Nous allons maintenant étudier l'amortissement des oscillations observées durant la phase d'impact ($t > 0$). Comme nous l'avons vu au chapitre 2 (section 2.6), grâce au modèle théorique, la dépendance des efforts hydrodynamiques aux vitesses induites par la vibration du tube crée un amortissement que nous avons appelé amortissement hydrodynamique. Cet amortissement est d'après le modèle dépendant de la vitesse d'impact (voir équation (2.45)). Pour extraire l'amortissement apparent des signaux expérimentaux, nous avons employé la méthode décrite dans l'annexe B.1 ("méthode des amplitudes"). Notons que cet amortissement apparent expérimental sera aussi affecté par l'amortissement structurel. Pour cette raison, nous avons cherché à introduire l'amortissement structurel dans le modèle. Nous avons considéré un amortissement de Rayleigh proportionnel à la masse, voir annexe A.2. Le coefficient d'amortissement associé R_α est fixé à partir de l'amortissement observé pour le premier mode dans la phase pré-impact, voir section 4.1.2 et équation (A.10).

La figure 4.23 présente l'évolution du taux d'amortissement du premier mode du tube en aluminium en fonction de la vitesse moyenne de pénétration pour l'ensemble des essais

de la configuration horizontale. Sur cette figure, les ronds (bleus, rouges, verts et noirs) représentent les taux d'amortissement estimés à l'aide de la méthode des amplitudes, voir annexe B.1, à partir des données expérimentales et des résultats de simulations (cas avec et sans amortissement structurel, ainsi que le cas où les conditions initiales sont prises nulles) en considérant l'évolution de la déformation en J_1. Le trait rouge en pointillés correspond à la prédiction théorique de l'amortissement hydrodynamique fournie par le modèle sans amortissement structurel, en considérant la vitesse d'entrée constante, voir équation (2.45). Le trait vert en pointillés correspond au cas où l'amortissement structurel est pris en compte, voir équation (A.14). Les barres d'erreurs correspondent à un intervalle de confiance de 95% (soit 1.96σ, avec σ l'écart-type) et sont estimées sous l'hypothèse d'une distribution normale des erreurs dans le modèle de regression utilisé pour estimer le taux d'amortissement.

Une première observation est que l'amortissement estimé à l'aide de la méthode des amplitudes appliquée au modèle semi-analytique dans le cas d'une pénétration à vitesse constante (ronds noirs), coïncide parfaitement avec la prédiction théorique. Ceci confirme que la méthode des amplitudes restitue fidèlement l'amortissement lorsque la cinématique est parfaitement maîtrisée et non fluctuante.

Le modèle semi-analytique sans amortissement structurel mais avec prise en compte de la cinématique réelle du tube lors des essais (ronds rouges), montre également une très bonne concordance avec la prédiction théorique (trait rouge en pointillés) pour les vitesses de consigne de 3 m/s et 5 m/s, pour lesquelles la vitesse instantanée fluctue peu. En revanche, des différences un peu plus marquées apparaissent à 7 et 10 m/s. L'incertitude sur la détermination du taux d'amortissement augmente avec la vitesse d'entrée ; des barres d'erreur particulièrement importantes sont observées à 10 m/s. Cette augmentation de l'incertitude a deux origines : tout d'abord la méthode des amplitudes est plus délicate à mettre en œuvre aux grandes vitesse car il n'y a que quelques extrema durant la phase d'impact. Ensuite, des variations plus importantes de vitesse sont observées pour les vitesses de consigne les plus grandes, voir figure 3.21.

Les ronds bleus correspondent aux mesures d'amortissement issues des signaux expérimentaux. Ces mesures montrent une dépendance linéaire claire à la vitesse moyenne de pénétration, et présentent une dispersion similaire à celle observée avec les données des simulations. Cette relation linéaire est cohérente avec la prédiction du modèle semi-analytique selon laquelle l'amortissement hydrodynamique du premier mode est proportionnel à la vitesse de pénétration. Notons que les estimations de l'amortissement sur les signaux de jauges en J_2 (résultats non présentés dans ce manuscrit) ont donné des valeurs quasiment similaires à celles en J_1.

Enfin, les ronds verts correspondent aux estimations de l'amortissement obtenues à partir du modèle semi-analytique prenant en compte l'amortissement structurel. Il est intéressant de noter que l'introduction de l'amortissement dans le modèle ne semble pas permettre d'améliorer la concordance avec les données expérimentales. Les valeurs données par le modèle avec amortissement structurel sont systématiquement supérieures à celles issues des mesures expérimentales (voir tableau 4.7). Si l'on considère que le modèle avec amortissement structurel est le plus fidèle à la réalité (dans la mesure où cet amortissement

a clairement été observé, voir section 4.1.2), les résultats de la figure 4.23 semblent indiquer que le modèle surestime l'amortissement hydrodynamique.

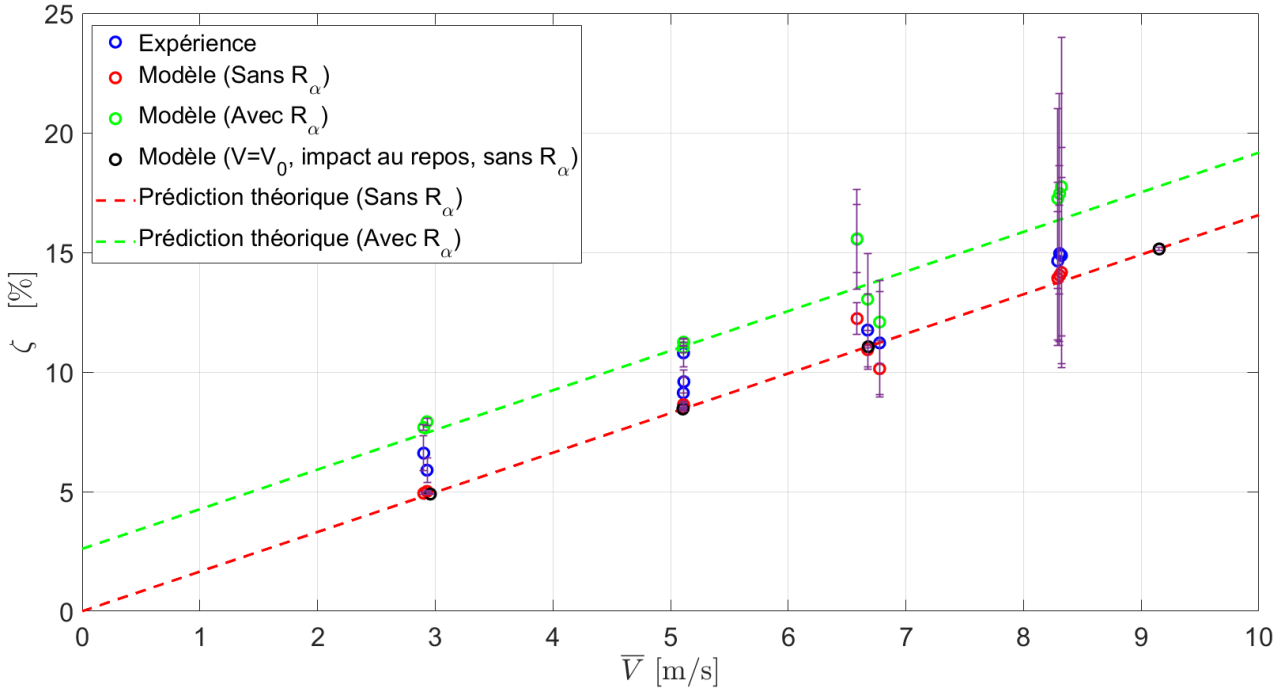


FIGURE 4.23 – Évolution du taux d'amortissement du premier mode du tube creux en aluminium en fonction de la vitesse moyenne de pénétration pour l'ensemble des essais de la configuration horizontale. Les ronds (bleus, rouges, verts et noirs) correspondent aux taux d'amortissement obtenus avec la méthode des amplitudes (voir annexe B.1), à partir des résultats expérimentaux et de simulations, tandis que le trait rouge en pointillés correspond à la prédiction théorique de l'amortissement hydrodynamique fournie par le modèle semi-analytique (voir équation (2.45)) et le trait vert en pointillés à celle du modèle avec amortissement structurel (voir équation (A.14)). Les barres d'erreur sont calculées pour un intervalle de confiance de 95% (soit 1.96σ, avec σ l'écart-type).

ζ [%]	**Vitesse consigne [m/s]**			
	$\boldsymbol{V = 3}$	$\boldsymbol{V = 5}$	$\boldsymbol{V = 7}$	$\boldsymbol{V = 10}$
$\boldsymbol{\zeta^{J_1}}$ (Exp)	6.23	9.84	12.98	14.82
$\boldsymbol{\zeta^{J_1}}$ (Théo)	7.29	11.2	15.2	17.49
$\boldsymbol{\Delta\zeta^{J_1}}$[%]	17	14.3	17.1	18

TABLEAU 4.7 – Récapitulatif des valeurs du taux d'amortissement en J_1 pour les différentes vitesses de consigne (tube, configuration horizontale). $\Delta\zeta^{J_1}$ représente l'écart relatif entre les valeurs du taux d'amortissement du modèle semi-analytique (avec amortissement) et les résultats expérimentaux en J_1.

La figure 4.24 présente l'évolution du taux d'amortissement du premier mode de la barre (configuration horizontale) en aluminium en fonction de la vitesse moyenne de pénétration pour l'ensemble des essais.

Comme dans les cas précédents, on observe une très faible dispersion pour les vitesses de consigne de 3 m/s et 5 m/s, pour lesquelles la vitesse instantanée de pénétration reste pratiquement constante.

En revanche, pour la vitesse de consigne de 7 m/s, deux essais (essais 2 et 3) présentent des valeurs d'amortissement significativement plus élevées. Nous pensons que ce phénomène est lié à une cinématique insuffisamment contrôlée lors de ces essais. En effet, les résultats obtenus avec le modèle en tenant compte de la cinématique réelle de ces essais sont très différents de ceux obtenus lorsqu'une vitesse constante est considérée (nous avons vérifié que la méthode des amplitudes donnait une valeur du taux d'amortissement en accord avec les prédictions théoriques dans le cas d'une vitesse de pénétration constante).

Dans le cas de la barre, l'amortissement structurel (environ 0.5%) est plus faible que dans le cas du tube. Ainsi, les résultats du modèle intégrant l'amortissement structurel (ronds verts) ne sont que très légèrement supérieures à ceux obtenus sans amortissement structurel (ronds rouges).

Enfin, les valeurs expérimentales (ronds bleus) présentent globalement une dispersion comparable à celle observée dans les résultats du modèle, à l'exception notable du cas à 7 m/s, pour les raisons précédemment évoquées. Une dépendance globalement linéaire de l'amortissement en fonction de la vitesse moyenne de pénétration est clairement mise en évidence. Dans ce cas aussi, une surestimation de l'amortissement par le modèle théorique (avec amortissement) est observée pour toutes les vitesses de consigne. Comme le montre le tableau 4.8, les écarts relatifs entre les estimations du modèle et les valeurs expérimentales sont compris entre 18.5% et 30%, ce qui est légèrement supérieur à ce qui a été observé précédemment dans le cas du tube.

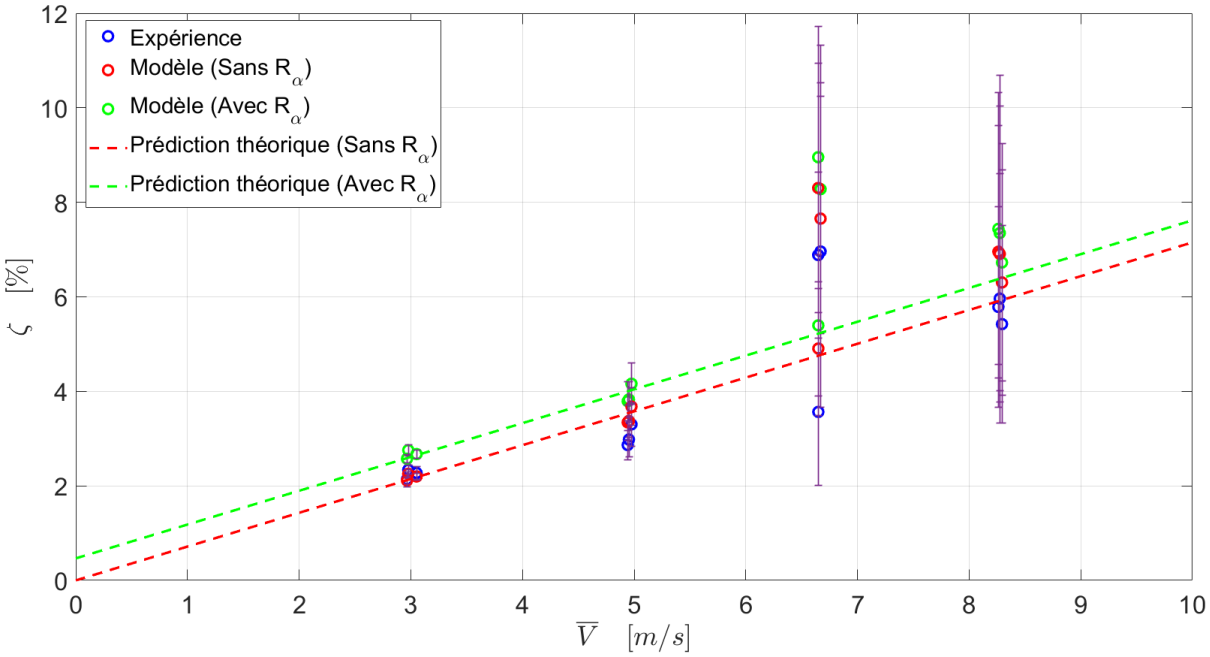


FIGURE 4.24 – Évolution du taux d'amortissement du premier mode de la barre en aluminium en fonction de la vitesse moyenne de pénétration pour l'ensemble des essais de la configuration horizontale. Les ronds (bleus, rouges et verts) correspondent aux taux d'amortissement obtenus avec la méthode des amplitudes (voir annexe B.1), à partir des résultats expérimentaux et de simulations. Le trait rouge en pointillés correspond à la prédiction théorique de l'amortissement hydrodynamique fournie par le modèle semi-analytique (voir équation (2.45)) et le trait vert en pointillés à celle du modèle avec amortissement structurel (voir équation (A.14)). Les barres d'erreur sont calculées pour un intervalle de confiance de 95% (soit 1.96σ, avec σ l'écart-type).

ζ [%]	**Vitesse consigne [m/s]**			
	$\boldsymbol{V = 3}$	$\boldsymbol{V = 5}$	$\boldsymbol{V = 7}$	$\boldsymbol{V = 10}$
$\boldsymbol{\zeta^{J_1}}$ (Exp)	2.25	3.05	5.8	5.72
$\boldsymbol{\zeta^{J_1}}$ (Théo)	2.67	3.93	7.54	7.17
$\boldsymbol{\Delta\zeta^{J_1}}$[%]	18.5	28.8	30	25.3

TABLEAU 4.8 – Récapitulatif des valeurs du taux d'amortissement en J_1 pour les différentes vitesses de consigne (barre, configuration horizontale). $\Delta\zeta^{J_1}$ représente l'écart relatif entre les valeurs du taux d'amortissement du modèle semi-analytique (avec amortissement) et les résultats expérimentaux en J_1.

La figure 4.25 présente l'évolution du taux d'amortissement du premier mode du tube en aluminium en fonction de la vitesse moyenne de pénétration pour l'ensemble des essais de la configuration inclinée (cas $\gamma = 5°$). Les données présentées sont similaires à celles des figures 4.23 et 4.24, et le même code couleur est utilisé.

Comme avec la configuration horizontale, on observe une très faible dispersion pour les vitesses de consigne de 3 m/s et 5 m/s pour lesquelles la vitesse instantanée reste peu fluctuante et une dispersion légèrement accrue pour les vitesses de consigne plus élevées. L'écart entre les résultats du modèle avec et sans amortissement (ronds verts et rouges, respectivement) est plus faible que dans la configuration horizontale, ce qui est lié à la valeur plus faible de l'amortissement structurel dans cette configuration, estimé à 0.93%.

Les ronds bleus correspondent aux mesures expérimentales. Comme précédemment, la dispersion est comparable à celle observée avec les résultats du modèle. Toutefois, les écarts entre les données expérimentales et les résultats du modèle sont bien plus importants que pour la configuration horizontale (voir tableau 4.9), atteignant 73.9% pour la vitesse de consigne de 10 m/s. Ces différences plus grandes pourraient être dues à la présence d'effets tridimensionnels, non pris en compte par la méthode des tranches, plus marqués : l'inclinaison du tube augmente la complexité de l'écoulement et devrait affecter la pression hydrodynamique le long du tube et ainsi modifier les couplages fluide-structure à l'origine de l'amortissement hydrodynamique.

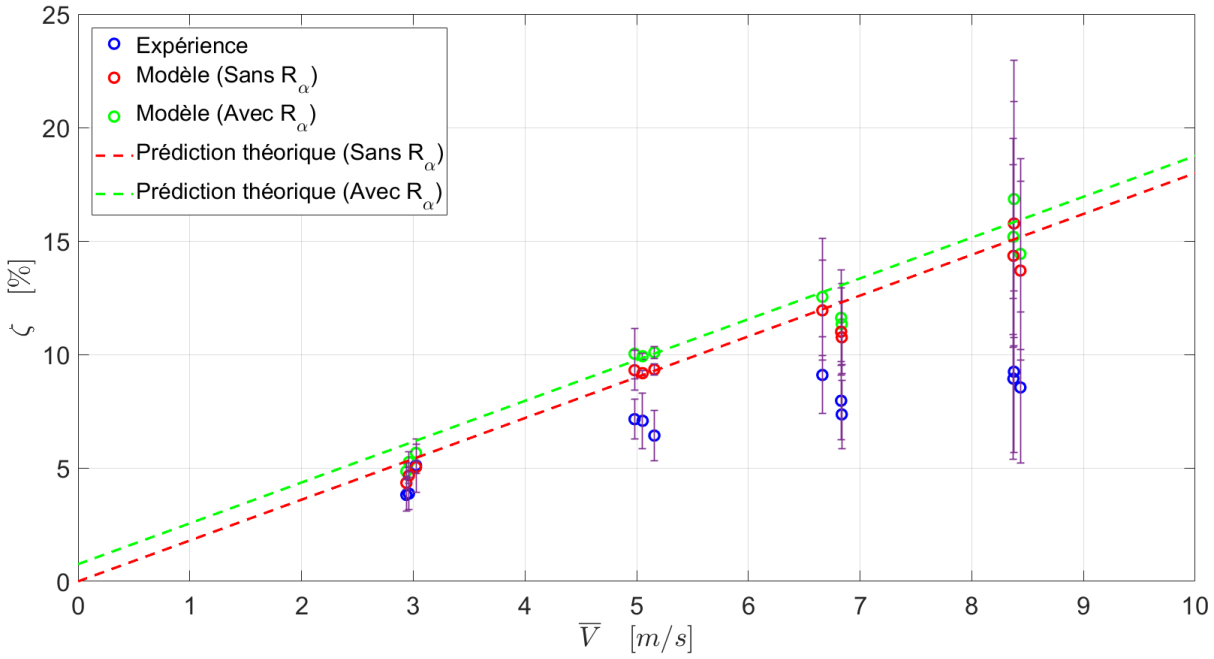


FIGURE 4.25 – Évolution du taux d'amortissement du premier mode du tube creux en aluminium en fonction de la vitesse moyenne de pénétration pour l'ensemble des essais de la configuration inclinée. Les ronds (bleus, rouges et verts) correspondent aux taux d'amortissement obtenus avec la méthode des amplitudes (voir annexe B.1), à partir des résultats expérimentaux et de simulations. Le trait rouge en pointillés correspond à la prédiction théorique de l'amortissement hydrodynamique fournie par le modèle semi-analytique (voir équation (2.45)) et le trait vert en pointillés à celle du modèle avec amortissement structurel (voir équation (A.14)). Les barres d'erreur sont calculées pour un intervalle de confiance de 95% (soit 1.96σ, avec σ l'écart-type).

ζ [%]	**Vitesse consigne [m/s]**			
	$\boldsymbol{V = 3}$	$\boldsymbol{V = 5}$	$\boldsymbol{V = 7}$	$\boldsymbol{V = 10}$
$\boldsymbol{\zeta^{J_1}}$ (Exp)	4.26	6.88	8.14	8.91
$\boldsymbol{\zeta^{J_1}}$ (Théo)	5.25	10	11.8	15.5
$\boldsymbol{\Delta\zeta^{J_1}}$[%]	23.3	45.5	45.4	73.9

TABLEAU 4.9 – Récapitulatif des valeurs du taux d'amortissement en J_1 pour les différentes vitesses de consigne (tube, configuration inclinée). $\Delta\zeta^{J_1}$ représente l'écart relatif entre les valeurs du taux d'amortissement du modèle semi-analytique (avec amortissement) et les résultats expérimentaux en J_1.

4.5 Prise en compte d'effets tridimensionnels dans le chargement hydrodynamique

Les résultats présentés dans les sections précédentes de ce chapitre ont mis en évidence certaines limitations du modèle semi-analytique, concernant la prédiction du chargement hydrodynamique et de la réponse dynamique induite. En particulier, le modèle semi-analytique surestime systématiquement le chargement "quasi-statique" (chargement stationnaire atteint pour des profondeurs de pénétration assez grandes) ainsi que la déformation maximale atteinte lors de l'impact. Une raison possible à cela est l'existence d'effets tridimensionnels, non pris en compte dans la méthode des tranches, affectant le chargement hydrodynamique.

L'objectif de la présente section est d'explorer le rôle que pourraient avoir ces effets tridimensionnels sur la réponse dynamique d'une poutre soumise à un impact hydrodynamique. Nous allons nous focaliser sur la configuration horizontale. Dans ce cas, nous nous attendons à ce que les effets tridimensionnels réduisent les chargements hydrodynamiques à proximité des extrémités libres du tube et de la barre.

Une caractérisation détaillée des effets tridimensionnels nécessiterait le recours à un modèle hydrodynamique tridimensionnel, par exemple à des simulations CFD. Ceci n'a pas pu être mis en œuvre dans le cadre de cette thèse. Ainsi, dans une première approche, nous avons suivi une démarche plus empirique en utilisant les données expérimentales (problème inverse). En particulier, à partir des déformations quasi-statiques mesurées (voir tableau 4.5 pour le cas du tube), on cherche à identifier une distribution longitudinale des coefficients hydrodynamiques compatible avec la réponse expérimentale. Une approche heuristique va être adoptée, visant à représenter de manière simplifiée, mais physiquement cohérente (sur la base d'hypothèses sur la distribution des coefficients hydrodynamiques le long de la poutre), l'influence des effets tridimensionnels sur la distribution du chargement hydrodynamique.

Dans le cadre de la théorie de l'écoulement potentiel, Meyerhoff (1970) a montré que la distribution de masse ajoutée le long d'une plaque plane rectangulaire présente une

décroissance spatiale au niveau des extrémités. Ce résultat est cohérent avec de nombreux travaux ultérieurs mettant en évidence la tendance des modèles bidimensionnels à surestimer le chargement hydrodynamique sur les bords latéraux de la surface mouillée (voir section 1.2.1).

Par analogie, on peut raisonnablement supposer que la distribution de pression et donc du chargement hydrodynamique le long de la poutre décroît entre la partie du tube prise dans le mors (nous rappelons que cet endroit correspond à un plan de symétrie car le montage comprend deux tubes, de chaque coté du mors) et l'extrémité libre.

La figure 4.26 présente l'évolution supposée d'un coefficient hydrodynamique local $C(x,t)$, où C peut correspondre au coefficient adimensionné de slamming ou à celui de masse ajoutée.

En supposant le tube suffisamment long, nous considérons que loin de l'extrémité libre l'écoulement du fluide et les chargements hydrodynamiques seront bidimensionnels. On introduit ainsi une abscisse $x_c(t)$, à partir de laquelle l'écoulement s'écarte progressivement du comportement bidimensionnel. On distingue alors les deux zones suivantes :

- Pour $0 \leq x \leq x_c(t)$, l'écoulement est supposé localement bidimensionnel le long du tube. Les coefficients hydrodynamiques sont alors égaux à leurs homologues bidimensionnels :
$$C(x,t) = C^{2D}(x,t). \tag{4.4}$$
- Pour $x_c(t) \leq x \leq L$, des effets de bords se manifestent et se traduisent par une décroissance progressive de la pression hydrodynamique le long du tube, jusqu'à atteindre la pression atmosphérique (pression relative nulle) à l'extrémité libre ($x = L$). Cette décroissance des coefficients hydrodynamiques est modélisée par la loi suivante :
$$C(x,t) = C^{2D}(x,t)\left[1 - \left(\frac{x - x_c}{L - x_c}\right)^n\right]. \tag{4.5}$$

La distribution de chargement ainsi définie permet d'introduire des effets tridimensionnels (effets de bords) de manière simple et paramétrique dans le modèle théorique, tout en conservant une formulation compatible avec un cadre semi-analytique.

Deux paramètres doivent être déterminés afin de mettre en œuvre ce modèle "corrigé" :

- Le premier paramètre gouverne l'évolution temporelle de la position $x_c(t)$. Nous supposons que celle-ci va dépendre du facteur de forme de la surface mouillée. Nous pensons que $x_c(t)$ sera très proche de L aux premiers instants de l'impact, quand la surface mouillée est très allongée, et qu'elle diminuera ensuite en fonction de l'évolution de la largeur mouillée (voir figure 2.6 pour l'évolution de la largeur mouillée en fonction de la profondeur de pénétration). Une paramétrisation possible de $x_c(t)$ est donnée par :
$$x_c(t) = L - p_c \ \min\left(a, R\sin 60°\right), \tag{4.6}$$
où $R\sin 60°$ est l'abscisse du point de séparation de l'écoulement sur une tranche bidimensionnelle (voir section 2.3.2 du chapitre 2) et p_c est un paramètre (sans dimension)

à identifier. Ce paramètre est pris identique pour la détermination des coefficients de slamming $C_s(x,t)$ et de masse ajoutée $C_a(x,t)$.

- Le second paramètre, noté n, contrôle la forme de la décroissance du chargement hydrodynamique le long du tube à partir de $x_c(t)$. Ce paramètre est a priori distinct pour les coefficients de slamming et de masse ajoutée. Nous noterons n_s le paramètre associé au coefficient de slamming et n_a le paramètre associé à la masse ajoutée.

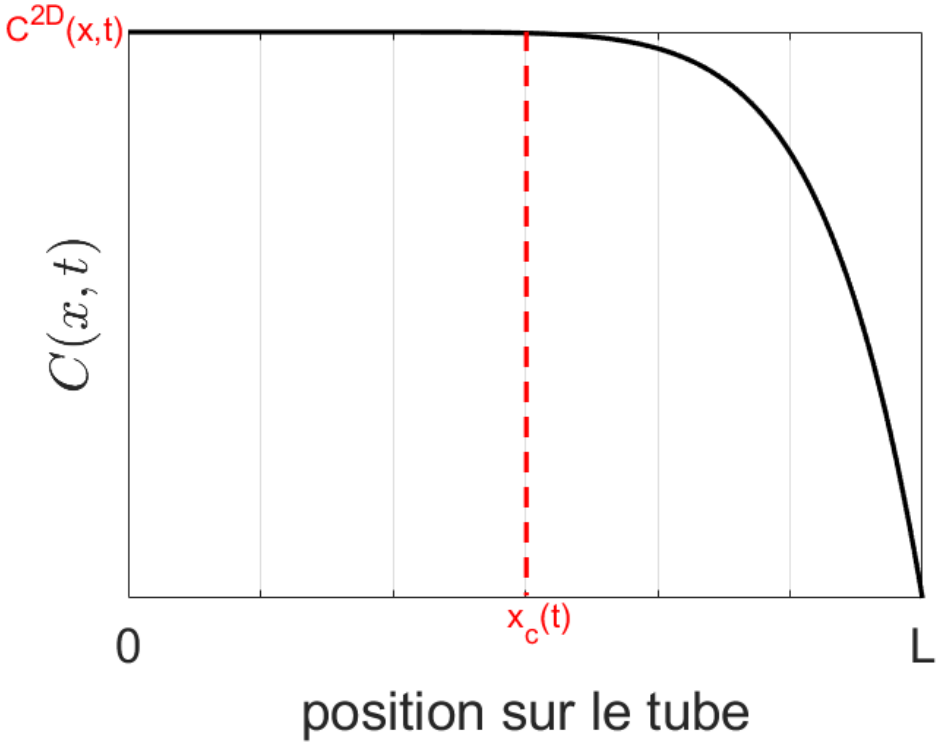


FIGURE 4.26 – Illustration de la distribution supposée des coefficients hydrodynamiques $C(x,t)$ le long du tube. La position $x_c(t)$ est la position à partir de laquelle des effets de bords affectent le chargement agissant sur le tube. C^{2D} représente les coefficients hydrodynamiques bidimensionnels.

Nous allons dans la suite de ce paragraphe évaluer la pertinence de cette modélisation simplifiée en comparant les prédictions du modèle corrigé aux mesures expérimentales. Nous rappelons que nous nous focalisons sur les configurations horizontales (tube et barre). La modélisation des effets tridimensionnels serait beaucoup plus complexe dans le cas du tube incliné.

Une campagne de tests paramétriques a été menée afin d'identifier les couples de paramètres (p_c, n_s, n_a) permettant de reproduire au mieux la réponse expérimentale. Il ressort de cette analyse que le couple $(p_c = 0.27, n_s = 3, n_a = 37)$ fournit les meilleurs accords globaux entre les résultats du modèle corrigé et les mesures expérimentales, en considérant les déformations quasi-statiques et maximales.

La valeur élevée de n_a s'explique par le fait que le coefficient de masse ajoutée bidimensionnel permet déjà de bien décrire la période des oscillations post-impact du tube (voir section 4.2.1).

La figure 4.27 présente l'évolution temporelle de la déformation mesurée en J_1 du tube en aluminium, pour une vitesse moyenne de pénétration de 5.11 m/s. Pour les valeurs identifiées des paramètres (p_c, n_s, n_a), on observe, d'une part, une très bonne correspondance entre la réponse quasi-statique prédite par le modèle semi-analytique corrigé (trait magenta en pointillés) et la régression linéaire des points médians entre deux extrema successifs de la réponse expérimentale (trait bleu en pointillés), qui représente une estimation de la réponse quasi-statique. D'autre part, la déformation maximale prédite par le modèle est très proche pour cette vitesse de la valeur maximale mesurée expérimentalement.

L'analyse quantitative des écarts relatifs entre la déformation quasi-statique expérimentale moyenne et celle prédite par le modèle présentée dans le tableau 4.10 confirme ces observations. Les écarts relatifs s'élèvent à -8.73% pour la vitesse de consigne de 3 m/s, 3.88% pour 5 m/s, 0.53% pour 7 m/s, et 17.9% pour 10 m/s. En comparant aux valeurs données dans le tableau 4.5, obtenues avec le modèle sans correction tridimensionnelle, on observe que les écarts sont réduits.

L'évolution des déformations maximales en fonction de la vitesse d'impact (pour le tube en aluminium) est présentée à la figure 4.28. Les ronds bleus correspondent aux mesures expérimentales, tandis que les ronds verts et magenta représentent respectivement les résultats des simulations issues du modèle semi-analytique avec et sans correction 3D.

L'analyse quantitative des écarts relatifs entre les résultats numériques et les mesures expérimentales (voir tableau 4.5) met en évidence une sous-estimation plus ou moins importante de la déformation maximale par le modèle avec correction 3D. Dans le cas des faibles vitesses d'impact, on observe une bonne correspondance entre les valeurs expérimentales et celles prédites par le modèle (l'écart relatif est de -5.95% à 3 m/s et de -4.88% à 5 m/s). Pour les grandes vitesses d'impact, l'écart est plus important mais il reste stable. Il est de -13.4% à 7 m/s et de -13.8% à 10 m/s. Par comparaison aux valeurs du tableau 4.3 du cas sans correction 3D, il apparait que la prise en compte de la correction 3D améliore la prédiction des déformations maximales aux faibles vitesses d'impact, ce qui n'est pas le cas aux vitesses plus élevées. Néanmoins, dans l'ensemble des cas étudiés, les écarts restent contenus.

Ces résultats montrent que, malgré son caractère simplifié, la distribution paramétrique proposée permet de corriger de manière significative les surestimations induites par le modèle bidimensionnel initial concernant la déformation quasi-statique, tout en conservant une capacité satisfaisante à prédire l'amplitude maximale de la réponse structurale.

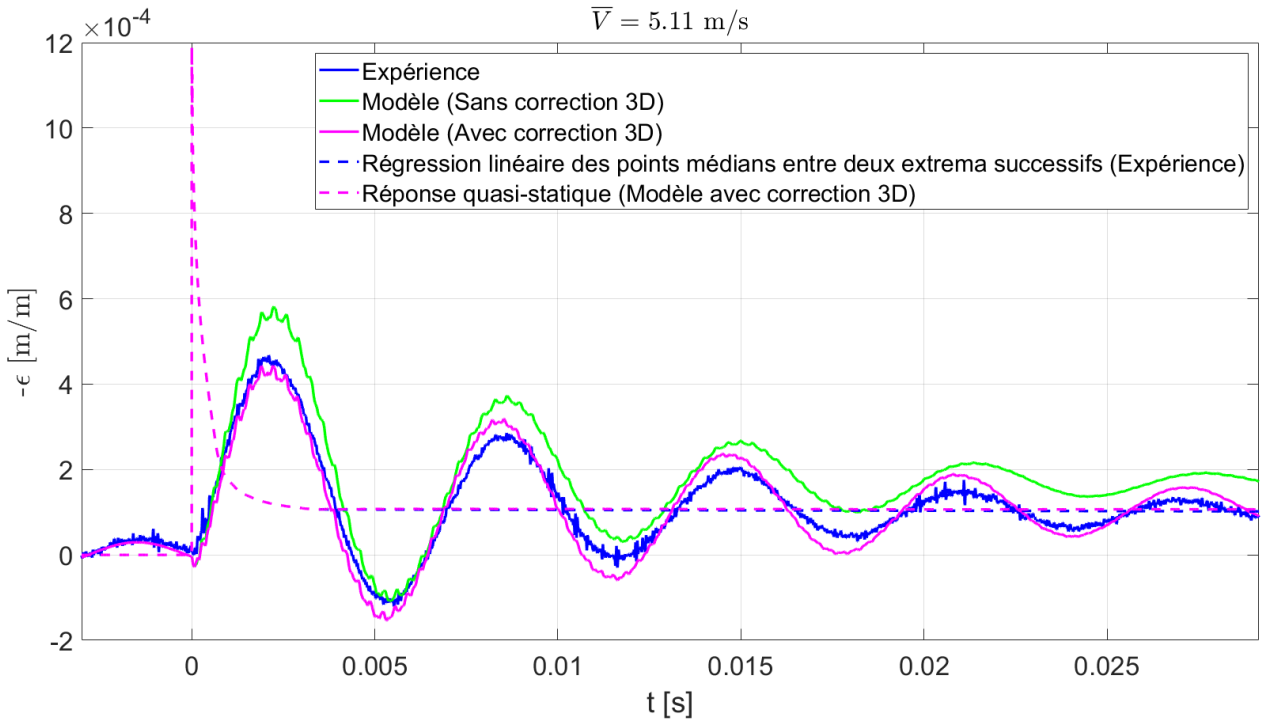


FIGURE 4.27 – Illustration de la réponse du tube en aluminium lorsque la distribution du chargement est telle qu'illustrée à la figure 4.26. Des signaux de déformation en J_1 dans le cas de la vitesse de pénétration moyenne de $\overline{V} = 5.11$ m/s (configuration horizontale) sont présentés. Le trait bleu en pointillés représente la régression linéaire des points médians entre deux extréma successifs dans la lorsque les coefficients hydrodynamiques ont théoriquement atteint leurs valeurs asymptotiques et le trait magenta en pointillés représente la réponse quasi-statique du tube. Les résultats sont obtenus pour ($p_c = 0.27$, $n_s = 3$, $n_a = 37$) et l'amortissement structurel est pris en compte dans les simulations.

$\epsilon\,[m/m]$	**Vitesse consigne [m/s]**			
	$\boldsymbol{V = 3}$	$\boldsymbol{V = 5}$	$\boldsymbol{V = 7}$	$\boldsymbol{V = 10}$
$\boldsymbol{\epsilon}^{\boldsymbol{J_1}}_{\text{stat}}$ (Exp)	3.81×10^{-5}	1.03×10^{-4}	1.814×10^{-4}	2.35×10^{-4}
$\boldsymbol{\epsilon}^{\boldsymbol{J_1}}_{\text{stat}}$ (Théo)	3.48×10^{-5}	1.07×10^{-4}	1.823×10^{-4}	2.77×10^{-4}
$\boldsymbol{\Delta\epsilon}^{\boldsymbol{J_1}}_{\text{stat}}[\%]$	-8.73	3.88	0.53	17.9
$\boldsymbol{\epsilon}^{\boldsymbol{J_1}}_{\text{max}}$ (Exp)	2.13×10^{-4}	4.6×10^{-4}	7.44×10^{-4}	1.11×10^{-3}
$\boldsymbol{\epsilon}^{\boldsymbol{J_1}}_{\text{max}}$ (Théo)	2×10^{-4}	4.37×10^{-4}	6.44×10^{-4}	9.56×10^{-4}
$\boldsymbol{\Delta\epsilon}^{\boldsymbol{J_1}}_{\text{max}}[\%]$	-5.95	-4.88	-13.4	-13.8

TABLEAU 4.10 – Recapitulatif des valeurs moyennes de déformation quasi-statique et maximale en J_1 pour les différentes vitesses de consigne (tube en aluminium). Les résultats théoriques ont été obtenus avec le modèle intégrant la correction 3D et l'amortissement structurel.

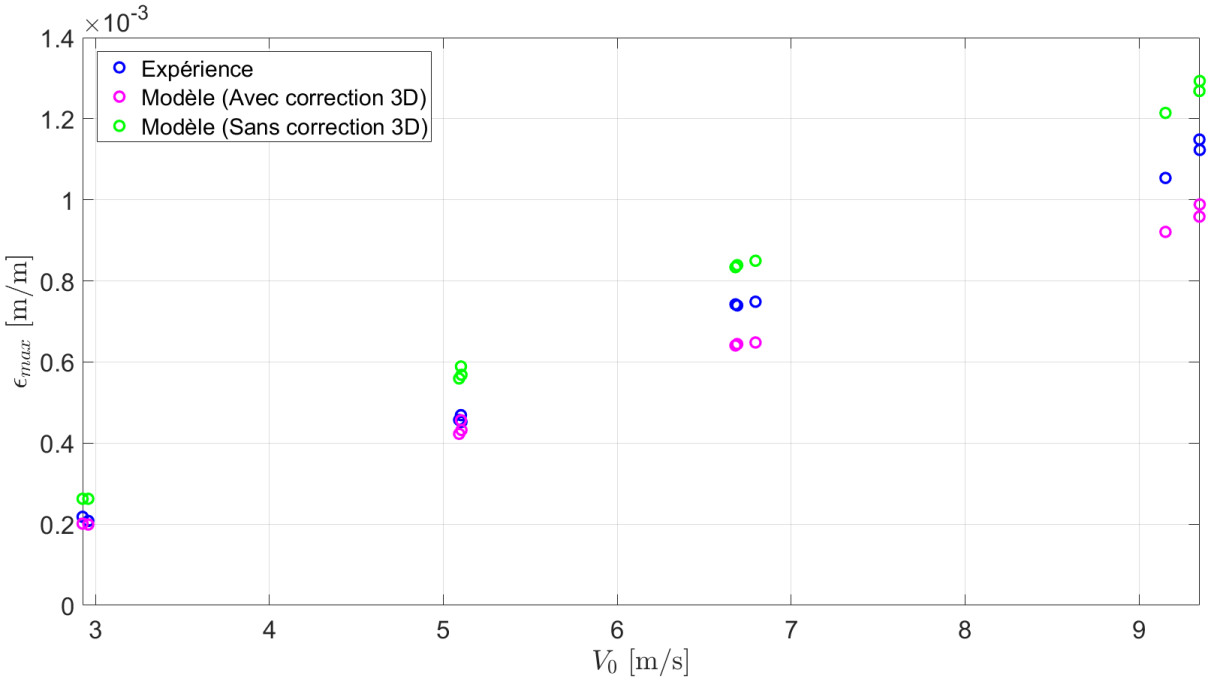


FIGURE 4.28 – Évolution des valeurs maximales de déformation en fonction de la vitesse d'impact pour l'ensemble des essais de la configuration horizontale du tube en aluminium. Les résultats expérimentaux sont comparés à ceux obtenus avec le modèle, avec et sans correction 3D (avec $p_c = 0.27$, $n_s = 3$, $n_a = 37$). Dans les deux cas, l'amortissement structurel est pris en compte dans les simulations.

On s'intéresse à présent à l'influence de la correction 3D sur l'amortissement hydrodynamique. La figure 4.29 présente l'évolution du taux d'amortissement total, estimé à partir des signaux de déformation mesurés par la jauge J_1, en fonction de la vitesse moyenne de pénétration dans le cas du tube en aluminium.

Les ronds bleus correspondent aux valeurs d'amortissement identifiées à partir des signaux expérimentaux par la méthode des amplitudes. Les ronds verts et magenta représentent respectivement les amortissements estimés à partir des signaux issus du modèle semi-analytique, avec et sans correction 3D (dans les 2 cas, l'amortissement structurel est pris en compte). Les barres d'erreurs ont été calculée de la même façon que précédemment.

Une première observation est que, dans le cadre du modèle modifié intégrant une distribution longitudinale du coefficient de slamming, la dépendance globalement linéaire de l'amortissement identifié avec la vitesse moyenne de pénétration est conservée. Ce résultat est attendu car les forces de slamming reste proportionnel au carré de la vitesse (au niveau d'une section donnée).

On constate néanmoins que, pour l'ensemble des vitesses considérées, les valeurs d'amortissement obtenues à partir des signaux du modèle sont inférieures à celles issues des mesures expérimentales. De plus, les écarts relatifs avec les données expérimentales sont plus importants lorsque la correction 3D est prise en compte (voir tableaux 4.7 et 4.11). Ce constat indique que, bien que la correction du chargement hydrodynamique permette d'améliorer la prédiction des niveaux de déformation (quasi-statique en particulier), la prise en compte de cette correction n'améliore pas la description de l'amortissement hydrodynamique.

Dans le cas de la barre en aluminium (voir figure 4.30), un meilleur accord entre résultats issus du modèle avec la correction 3D et les résultats expérimentaux est observé ; les écarts relatifs (voir le tableau 4.12) entre les résultats expérimentaux et ceux du modèle avec la correction 3D sont plus faibles que dans le cas du tube. Cette différence de comportement entre le tube et la barre pourrait souligner une influence de la rigidité structurelle sur les mécanismes d'interaction fluide-structure contrôlant l'amortissement hydrodynamique, mettant ainsi en évidence les limites du modèle simplifié lorsqu'il est appliqué à des configurations plus flexibles.

Si l'introduction d'une correction dans le modèle afin de tenir compte d'effets tridimensionnels (baisse du chargement près de l'extrémité libre du tube) permet d'améliorer l'accord avec les essais dans le cas de la déformation quasi-statique et de la déformation maximale, des différences notables subsistent pour l'amortissement hydrodynamique. Cela indique sans doute que la modélisation des chargements hydrodynamique dans le modèle reste améliorable. On peut donc légitimement penser que la correction ne corrige pas totalement les limites de la méthode des tranches en régime dynamique. En effet, les fluctuations du chargement hydrodynamique dans une tranche donnée dépendent encore uniquement de la vitesse et l'accélération de cette tranche. On peut aussi questionner la décomposition du chargement hydrodynamique en un effort de slamming (correspondant à l'effort à vitesse constante) et un effort de masse ajoutée. Si cette décomposition apparait naturellement dans les modèles d'impact hydrodynamique basés sur la théorie de Wagner (dont le MLM-FBC), il s'agit d'une approximation dans le cas général (c'est à dire en tenant compte de toutes les non-linéarités du problème d'impact). Il est aussi possible que l'absence de certains mécanismes dissipatifs locaux, liés à la viscosité ou à la compressibilité du liquide par exemple, dans le modèle semi-analytique contribue aux différences observées.

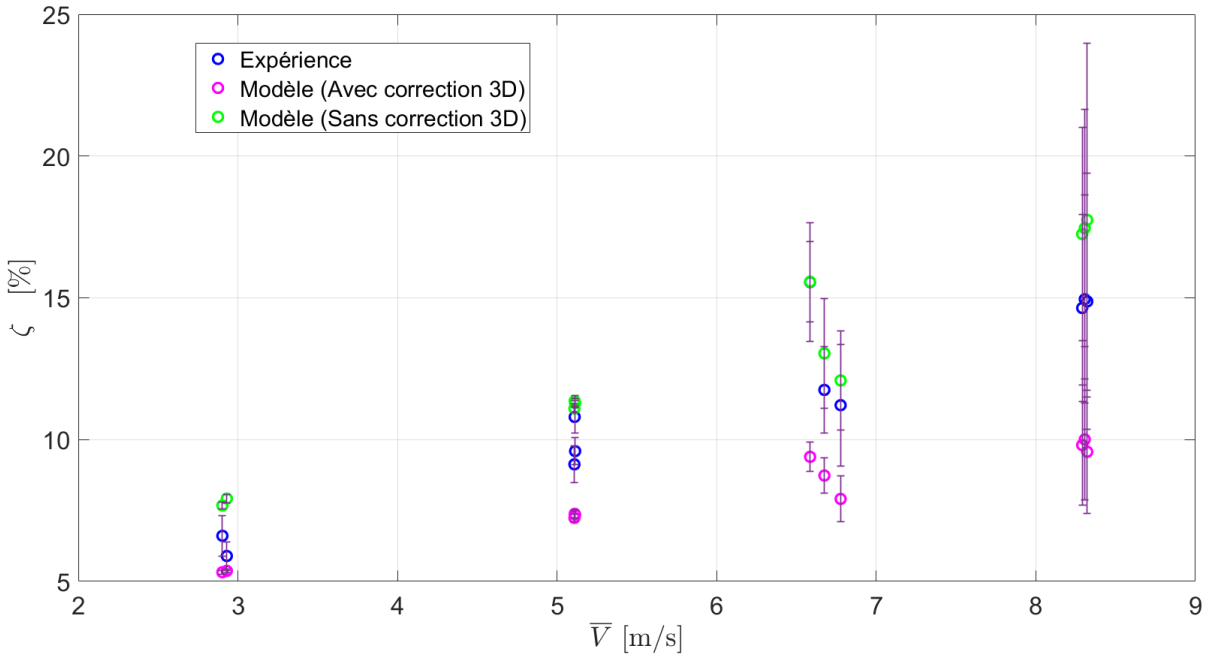


FIGURE 4.29 – Évolution du taux d'amortissement du premier mode du tube en aluminium en fonction de la vitesse moyenne de pénétration pour l'ensemble des essais de la configuration horizontale en J_1. Les ronds (bleus, verts et magenta) correspondent aux taux d'amortissement obtenus avec la méthode des amplitudes respectivement pour les mesures expérimentales, le modèle sans correction 3D et avec correction 3D (dans les deux cas avec prise en compte de l'amortissement structurel). Les barres d'erreur sont calculées pour un intervalle de confiance de 95% (soit 1.96σ, avec σ l'écart-type).

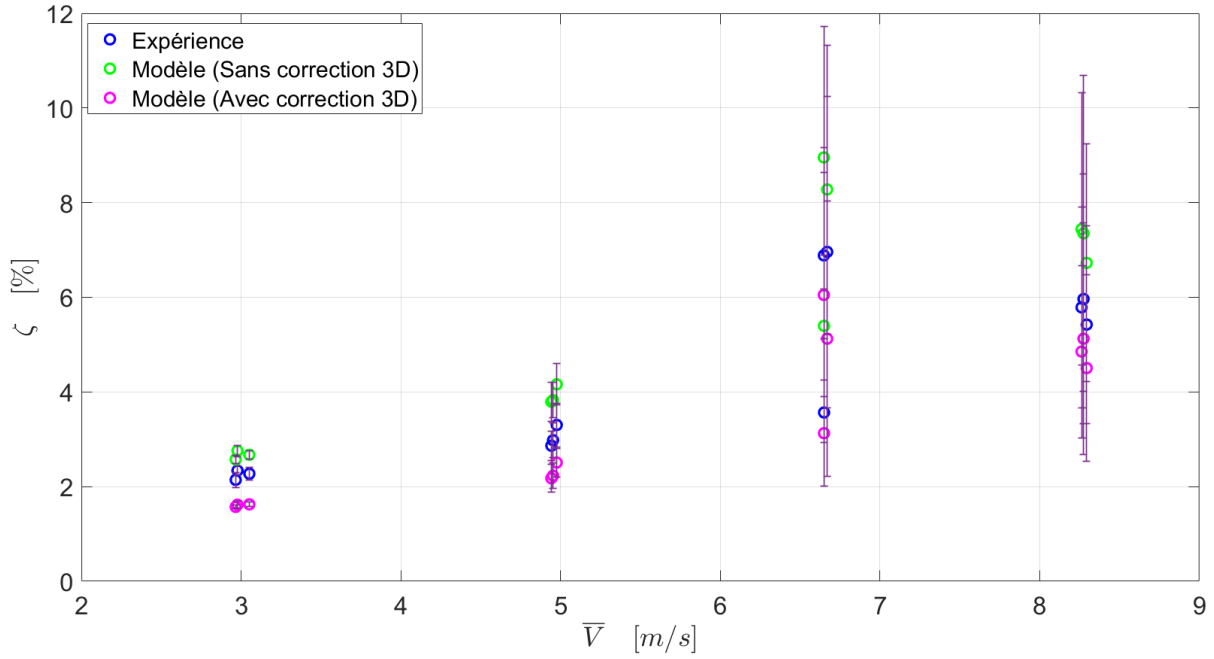


FIGURE 4.30 – Évolution du taux d'amortissement du premier mode de la barre en aluminium en fonction de la vitesse moyenne de pénétration pour l'ensemble des essais de la configuration horizontale en J_1. Les ronds (bleus, rouges et verts) correspondent aux taux d'amortissement obtenus avec la méthode des amplitudes respectivement pour les mesures expérimentales, le modèle sans correction 3D et avec correction 3D (dans les deux cas avec prise en compte de l'amortissement structurel). Les barres d'erreur sont calculées pour un intervalle de confiance de 95% (soit 1.96σ, avec σ l'écart-type).

ζ [%]	**Vitesse consigne [m/s]**			
	$\boldsymbol{V = 3}$	$\boldsymbol{V = 5}$	$\boldsymbol{V = 7}$	$\boldsymbol{V = 10}$
$\boldsymbol{\zeta^{J_1}}$ (Exp)	6.23	9.84	12.98	14.82
$\boldsymbol{\zeta^{J_1}}$ (Théo)	5.35	7.33	8.68	9.8
$\boldsymbol{\Delta\zeta^{J_1}}$[%]	−14.13	−25.6	−33.1	−33.9

TABLEAU 4.11 – Recapitulatif des valeurs du taux d'amortissement en J_1 pour les différentes vitesses de consigne (tube en aluminium). $\Delta\zeta^{J_1}$ représente l'écart relatif entre les valeurs du taux d'amortissement du modèle semi-analytique (avec prise en compte de la correction 3D et de l'amortissement structurel) et les résultats expérimentaux en J_1.

ζ [%]	**Vitesse consigne [m/s]**			
	$\boldsymbol{V = 3}$	$\boldsymbol{V = 5}$	$\boldsymbol{V = 7}$	$\boldsymbol{V = 10}$
$\boldsymbol{\zeta^{J_1}}$ (Exp)	2.25	3.05	5.8	5.72
$\boldsymbol{\zeta^{J_1}}$ (Théo)	1.61	2.3	4.77	4.83
$\boldsymbol{\Delta\zeta^{J_1}}$[%]	-28.7	-24.4	-17.8	-15.7

TABLEAU 4.12 – Recapitulatif des valeurs du taux d'amortissement en J_1 pour les différentes vitesses de consigne (barre en aluminium). $\Delta\zeta^{J_1}$ représente l'écart relatif entre les valeurs du taux d'amortissement du modèle semi-analytique (avec prise en compte de la correction 3D et de l'amortissement structurel) et les résultats expérimentaux en J_1.

4.6 Conclusion

Ce chapitre a été consacré à la comparaison des résultats du modèle semi-analytique développé au chapitre 2 avec les mesures expérimentales issues des essais d'impact hydrodynamique réalisés sur le tube et la barre en aluminium. Dans un premier temps, une attention particulière a été portée à l'identification de la raideur de rotation K en $x = 0$, pour les différentes configurations étudiées (tube en configurations horizontale et inclinée, barre en configuration horizontale), ainsi qu'à la caractérisation de l'amortissement structurel des montages d'essais. Pour cela, différents outils ont été mis en œuvre : analyse par transformée de Fourier et par la méthode des ondelettes des signaux d'accélération obtenus lors d'essais d'impact au marteau et utilisation de la méthode des amplitudes pour les signaux de déformation mesurés par les jauges à la position J_1 durant la phase pré-impact lors des essais avec la machine de choc.

Ces analyses ont mis en évidence le caractère non-visqueux de l'amortissement structurel. Malgré cela, dans une première approche, une approximation de celui-ci (pour le premier mode) à l'aide d'un modèle d'amortissement de type Rayleigh (proportionnel à la masse) a été mis en place. Par ailleurs, l'estimation de l'intervalle de temps entre maxima consécutifs durant les phases pré-impact et post-impact a mis en évidence l'influence de la masse ajoutée sur la réponse dynamique. Les coefficients de masse ajoutée identifiés se sont révélés proches des valeurs données par le modèle bidimensionnel MLM-FBC.

Les réponses transitoires mesurées expérimentalement (déformations, accélérations et efforts) ont ensuite été comparées aux résultats du modèle, en considérant les cas avec et sans prise en compte de l'amortissement structurel. Si globalement, l'accord entre simulations et essais est assez satisfaisant, le modèle a conduit à une surestimation de la réponse maximale ainsi que du niveau moyen de la déformation, pour l'ensemble des configurations étudiées. L'analyse de la déformation maximale en fonction de la vitesse d'impact a montré un régime de réponse impulsionnel pour la configuration horizontale, caractérisé par une dépendance linéaire entre la déformation maximale et la vitesse d'impact (ce qui n'est pas le cas dans la configuration inclinée car la durée de l'impact est plus longue).

L'étude de l'amortissement identifié à partir des signaux de jauges en J_1 a mis en évi-

dence une dépendance linéaire de celui-ci à la vitesse moyenne de pénétration, tant pour le tube que pour la barre, indépendamment de la configuration. Cette tendance apparait aussi dans la modélisation. Toutefois, les niveaux d'amortissement mesurés expérimentalement n'ont pas pu être reproduits de manière satisfaisante par le modèle.

Afin d'essayer de corriger les écarts observés sur la prédiction de la réponse maximale et du niveau moyen de déformation, une correction heuristique de la distribution longitudinale du chargement hydrodynamique a été proposée pour la configuration horizontale. La distribution introduite, caractérisée par une décroissance longitudinale du chargement à partir d'une position sur la structure, permet d'améliorer significativement la restitution de la réponse quasi-statique et des maxima de déformation, tout en conservant une formulation compatible avec le cadre semi-analytique initial. Par contre, le modèle avec cette correction 3D sous-estime l'amortissement hydrodynamique.

Chapitre 5

Conclusion générale et perspectives

5.1 Conclusion générale

Cette thèse a été consacrée à l'étude du slamming hydroélastique de structures tubulaires élancées, phénomène se situant à l'interface entre l'hydrodynamique d'impact à surface libre et la dynamique des structures flexibles. Un objectif important était de développer un modèle théorique semi-analytique et de le valider expérimentalement à l'aide d'un dispositif d'impact contrôlé, afin de prédire quantitativement la réponse dynamique de structures tubulaires soumises à un impact hydrodynamique.

Dans un premier temps, le cadre théorique hydroélastique a été établi. La structure a été modélisée comme une poutre d'Euler–Bernoulli soumise à des conditions aux limites représentatives du montage expérimental, tandis que les chargements hydrodynamiques induits par l'impact ont été décrits à l'aide d'une approche de type $(2D + t)$. La pression de slamming et la contribution de la masse ajoutée ont été évaluées à partir d'une extension de la théorie de Wagner, reposant sur le Modèle de Logvinovitch Modifié couplé au concept de prolongement par corps fictif, permettant ainsi de prendre en compte la séparation de l'écoulement. Le couplage fluide–structure a été introduit de manière explicite, faisant apparaître une dépendance réciproque entre la dynamique de la structure et le chargement hydrodynamique. La résolution modale du problème a mis en évidence l'émergence d'un amortissement hydrodynamique (non visqueux), directement lié au couplage fluide-structure, et dépendant des paramètres d'impact, des propriétés du fluide et de la structure, ainsi que des coefficients hydrodynamiques.

Dans un second temps, un dispositif expérimental original, basé sur l'utilisation d'une machine de choc, a été conçu et mis en œuvre afin d'apporter des éléments de comparaison au modèle développé et d'étudier les phénomènes en jeu. Les structures tubulaires testées ont été dimensionnées à partir du modèle théorique, puis instrumentées de manière ciblée afin de mesurer leur réponse dynamique, en particulier celle associée au premier mode de flexion. La campagne expérimentale menée avec des configurations d'impact horizontale

et inclinée a permis de constituer une base de données expérimentale, caractérisée par une bonne répétabilité des essais et une cohérence globale des signaux mesurés.

La comparaison entre les prédictions du modèle semi-analytique et les mesures expérimentales a permis de valider partiellement le modèle proposé. Le modèle reproduit correctement la dynamique globale des structures, les ordres de grandeur des réponses transitoires, ainsi que les tendances observées expérimentalement. L'identification expérimentale de la masse ajoutée a montré une bonne cohérence avec les valeurs issues du modèle, confirmant la pertinence de l'approche retenue pour la description des mécanismes inertiels. Par ailleurs, l'analyse de la réponse maximale en fonction de la vitesse d'impact a mis en évidence l'existence d'un régime impulsionnel en configuration horizontale, caractérisé par une dépendance linéaire entre la déformation maximale et la vitesse d'impact. Un autre régime (en l'occurrence régime dynamique) est observé en configuration inclinée du fait de l'allongement de la durée d'impact. Ce phénomène est également bien décrit par la modélisation.

En revanche, les comparaisons ont aussi mis en évidence les limites du modèle. Celui-ci tend à surestimer les maxima de réponse et le niveau moyen des déformations et ne parvient pas à reproduire quantitativement les niveaux d'amortissement hydroélastique mesurés expérimentalement, bien que la dépendance linéaire de cet amortissement à la vitesse moyenne de pénétration soit en accord avec l'expérience. Ces écarts pourraient être liés à la méthode des tranches qui néglige les effets de bord et d'éventuels couplages entre les chargements aux niveaux des différentes tranches, ou au modèle hydrodynamique où les efforts de slamming et de masse ajoutée sont indépendants et sont calculés à partir des variables instantanées du problème (d'éventuels effets de "mémoire hydrodynamique" liés entre autres à la déformation persistante de la surface libre ne sont pas pris en compte).

Afin d'améliorer la prédiction de la réponse quasi-statique et des maxima de déformation, une correction heuristique de la distribution longitudinale du chargement hydrodynamique a été proposée afin de tenir compte d'effets de bords dans la configuration horizontale. Cette extension, tout en restant compatible avec le cadre semi-analytique initial, permet d'améliorer significativement l'accord modèle-expérience sur les niveaux de déformation mais demeure insuffisante pour restituer correctement l'amortissement hydrodynamique indiquant que les fluctuations du chargement hydrodynamique induites par la vibration de la poutre ne sont pas correctement restituées par le modèle.

Au final, cette thèse a permis d'illustrer le rôle de l'hydroélasticité dans les phénomènes de slamming appliqués aux structures tubulaires, de proposer un modèle semi-analytique prédictif et de fournir une base expérimentale qui pourrait être utile à la communauté intéressée par les interactions fluide-structure. Les résultats obtenus constituent une étape intermédiaire entre les modèles analytiques classiques de type Wagner et les approches numériques tridimensionnelles plus coûteuses et offrent des outils qui pourraient être utilisés pour le pré-dimensionnement des structures industrielles.

5.2 Perspectives

Les travaux présentés dans cette thèse ouvrent plusieurs perspectives scientifiques et méthodologiques, tant du point de vue de la modélisation que des applications industrielles.

5.2.1 Perspectives de modélisation et d'extension du cadre théorique

Le modèle semi-analytique développé dans cette thèse a été formulé pour le cas d'un impact d'une structure sur un fluide initialement au repos, configuration classique pour l'étude des phénomènes de slamming. Néanmoins, ce cadre pourrait être étendu à l'analyse de situations plus complexes et plus proches des conditions rencontrées en milieu naval et offshore. En particulier, le modèle pourrait être intégré dans une approche dédiée à l'évaluation des risques de défaillance induits par les vagues sur des éléments tubulaires de structures marines. Une telle extension impliquerait l'introduction d'une description probabiliste de l'état de mer, par exemple à travers des modèles de houle linéaire de type Airy (voir par exemple Hascoët et al. (2021) et Hascoët and Jacques (2025)), et l'utilisation du modèle hydroélastique développé comme brique élémentaire pour l'estimation des chargements de slamming et de la réponse dynamique associée. Cette approche permettrait d'aborder la problématique du slamming non plus uniquement sous l'angle déterministe, mais dans une logique de dimensionnement probabiliste et d'évaluation de la fiabilité structurale.

Par ailleurs, les résultats de la thèse ont mis en évidence le fait que le modèle avec couplage hydroélastique, tel qu'il a été formulé, ne permet pas de reproduire quantitativement l'amortissement observé expérimentalement. Une piste explicative comme mentionné plus haut pourrait résider dans la formulation instantanée du couplage fluide–structure, qui suppose que le chargement hydrodynamique dépend uniquement de l'état instantané de la structure (déplacement, vitesse et accélération). Cette hypothèse exclut par construction de potentiels effets de "mémoire hydrodynamique", pourtant susceptibles de jouer un rôle significatif lors des impacts transitoires. De plus, la décomposition du chargement en une contribution de slamming et une contribution de masse ajoutée, pourrait s'avérer insuffisante pour décrire certains mécanismes dissipatifs ayant lieu lors de l'impact (tourbillons, effets de la viscosité, déplacement de la ligne de détachement de l'écoulement), à la fermeture de la cavité (retour du fluide vers la structure après l'impact) et aux interactions tridimensionnelles. La question des améliorations à apporter au modèle est de notre point de vue complètement ouverte et nécessiterait d'identifier les mécanismes les plus importants.

Dans cette optique, une démarche naturelle consisterait dans un premier temps à étudier grâce à des simulations numériques avec des logiciels de CFD un cas simple d'impact de structure affranchi des contraintes géométriques (impact d'une tranche).

5.2.2 Perspectives de validation numérique et de compréhension fine des mécanismes

Afin de mieux cerner les limites intrinsèques à la décomposition de type Wagner (où l'effort hydrodynamique s'écrit comme la somme d'un effort de slamming et d'un effort de masse ajoutée), une perspective importante consisterait à mener une validation ciblée à l'aide de simulations numériques CFD. Cette validation pourrait être réalisée dans un cadre volontairement simplifié sur un problème modèle, par exemple celui d'un système constitué d'un cylindre rigide monté sur un ressort (système masse–ressort) impactant une surface libre. Ce problème simple permettrait de s'affranchir des complexités géométriques et modales associées aux structures élancées. Une comparaison directe entre les prédictions du modèle semi-analytique et les résultats de simulations CFD (couplées à la réponse du cylindre) permettrait de vérifier si le modèle restitue correctement les grandeurs transitoires locales, telles que les forces hydrodynamiques et les réponses structurelles associées, et d'identifier précisément les mécanismes responsables des écarts observés sur l'amortissement.

Une telle approche permettrait d'évaluer la validité des hypothèses fondamentales du modèle, en particulier la décomposition en contributions de slamming et de masse ajoutée, ainsi que l'hypothèse d'une dépendance instantanée du chargement à la réponse de la structure, et d'étudier l'influence de certains paramètres comme la compressibilité du liquide. Elle pourrait aussi constituter une étape clé vers l'élaboration de modèles réduits enrichis, combinant la simplicité des approches semi-analytiques et la fidélité physique des simulations numériques détaillées.

5.2.3 Perspectives expérimentales

Sur le plan expérimental, les travaux pourraient être prolongés par l'étude d'autres structures (de géométries différentes et constituées d'autres matériaux), de régimes d'impact plus complexes, ou de scénarios impliquant des impacts répétés, afin d'aborder explicitement les problématiques de fatigue hydroélastique.

L'introduction de techniques de mesure de champ, telles que la vélocimétrie par images de particules (PIV en anglais), permettrait de caractériser l'écoulement fluide et de décrire son évolution temporelle lors de l'impact.

5.2.4 Perspectives industrielles

Du point de vue industriel, l'intégration du modèle développé dans des outils d'analyse probabiliste des charges de slamming et de la réponse hydroélastique (mentionnée précédemment) pourrait ouvrir la voie à une révision des méthodes de dimensionnement et des règles de classification. À terme, ces travaux pourraient contribuer à une meilleure prise en compte des effets hydroélastiques dans les pratiques de conception, tout en permettant

une réduction maîtrisée des marges de sécurité actuellement utilisées pour les structures navales et offshores exposées à des impacts hydrodynamiques.

Annexe A

Éléments complémentaires sur le modèle semi-analytique

A.1 Détails sur la technique de décomposition modale

Dans cette section, nous allons détailler la méthode de résolution utilisée pour l'équation du problème d'impact de la poutre d'Euler-Bernoulli, qui est basée sur la technique de décomposition modale. Pour se faire, comme nous l'avons expliqué au chapitre 2, la déflexion est projetée dans la base propre des N premiers modes de vibration de la poutre sèche. La légitimité de cette approche réside d'une part dans le fait que la famille des modes propres de la poutre sèche forme une base de l'espace des fonctions à carré sommable $L^2(]0, L[)$. D'autre part, les amplitudes des modes d'ordre élevé sont souvent négligeables, car ils sont peu excités, fortement amortis, ou situés hors du spectre des sollicitations physiques usuelles.

On reprend l'équation de la poutre d'Euler-Bernouilli de longueur L, de module de flexion D, de masse linéique variable $\rho(x,t)$ (ici la variation de la masse linéique est due à la prise en compte de la masse ajoutée suite à l'impact hydrodynamique) et soumise à un effort transversale linéique $f(x,t)$:

$$\rho(x,t)\frac{\partial^2 u(x,t)}{\partial t^2} + D\frac{\partial^4 u(x,t)}{\partial x^4} = f(x,t) \Rightarrow \frac{\partial^2 u(x,t)}{\partial t^2} + \frac{D}{\rho(x,t)}\frac{\partial^4 u(x,t)}{\partial x^4} = \frac{f(x,t)}{\rho(x,t)}. \quad \text{(A.1)}$$

où $u(x,t)$ est le champ de déplacement vérifiant les conditions initiales et aux limites de l'équation (2.2).

On considère une fonction quelconque $v(x)$. En multipliant l'équation (A.1) par $v(x)$ et en intégrant, on obtient :

$$\int_0^L \frac{\partial^2 u(x,t)}{\partial t^2} v(x)dx + D\int_0^L \frac{1}{\rho(x,t)}\frac{\partial^4 u(x,t)}{\partial x^4} v(x)dx = \int_0^L \frac{f(x,t)}{\rho(x,t)} v(x)dx. \quad \text{(A.2)}$$

Posons :

$$\begin{cases} u(x,t) \simeq \sum_{i=1}^{N} \alpha_i(t)\hat{\mathrm{u}}_i(x), \\ v(x) \simeq \sum_{j=1}^{N} \beta_j \hat{\mathrm{u}}_j(x), \end{cases} \quad \text{(A.3)}$$

avec $(\hat{u}_i)_{i=1,..,N}$ la base constituée par les N premiers modes propres de la poutre sèche (obtenus avec $\rho(x,t) = \rho_l$, voir section 2.2) telle que les $\hat{u}_i$ (déformées modales) vérifient l'équation de normalisation (2.10). Les coefficient $\alpha_i(t)$ représentent les amplitudes modales et les $(\beta_j)_{j=1,..,N} \in \mathbb{R}^N$ sont des paramètres quelconques. En remplaçant les expressions de l'équation (A.3) dans l'équation (A.2), elle devient :

$$\begin{aligned} &\int_0^L \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N \ddot{\alpha}_i(t)\beta_j \hat{\mathrm{u}}_i(x)\hat{\mathrm{u}}_j(x)dx + D\int_0^L \frac{1}{\rho(x,t)} \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N \alpha_i(t)\beta_j \frac{\partial^4 \hat{\mathrm{u}}_i(x)}{\partial x^4}\hat{\mathrm{u}}_j(x)dx \\ &= \int_0^L \frac{f(x,t)}{\rho(x,t)} \sum_{j=1}^N \beta_j \hat{\mathrm{u}}_j(x)dx. \end{aligned} \tag{A.4}$$

L'équation (A.4) peut aussi être écrite sous la forme suivante :

$$\begin{aligned} &\sum_{j=1}^N \beta_j \left(\int_0^L \sum_{i=1}^N \ddot{\alpha}_i(t)\hat{\mathrm{u}}_i(x)\hat{\mathrm{u}}_j(x)dx \right) + D\sum_{j=1}^N \beta_j \left(\int_0^L \frac{1}{\rho(x,t)} \sum_{i=1}^N \alpha_i(t) \frac{\partial^4 \hat{\mathrm{u}}_i(x)}{\partial x^4}\hat{\mathrm{u}}_j(x)dx \right) \\ &= \sum_{j=1}^N \beta_j \left(\int_0^L \frac{f(x,t)}{\rho(x,t)}\hat{\mathrm{u}}_j(x)dx \right), \end{aligned} \tag{A.5}$$

comme nous l'avons vu au chapitre 2, les modes propres de la poutre sèche sont orthonormés et $\frac{\partial^4 \hat{\mathrm{u}}}{\partial x^4} = \mu^4 \hat{\mathrm{u}}$; avec μ le nombre d'onde. Les coefficients β_j étant arbitraires, l'équation (A.5) doit être vérifiée quelles que soient les valeurs de ces coefficients. On obtient finalement les équations modales suivantes :

$$\ddot{\alpha}_j(t) + D\int_0^L \frac{\hat{\mathrm{u}}_j(x)}{\rho(x,t)} \sum_{i=1}^N \alpha_i(t)\mu_i^4 \hat{\mathrm{u}}_i(x)dx = \int_0^L \frac{f(x,t)}{\rho(x,t)}\hat{\mathrm{u}}_j(x)dx, \qquad j = 1,..,N \tag{A.6}$$

A.2 Équation modale avec prise en compte d'un amortissement structurel

L'équation de la poutre d'Euler–Bernoulli soumise à un chargement hydrodynamique, telle que présentée au chapitre 2, ne tient pas compte de l'amortissement structurel. Or, les mesures réalisées dans la phase pré-impact ou lors des essais au marteau montrent un amortissement assez élevé (notamment dans le cas du tube en configuration horizontale). Cette dissipation, pouvant résulter de mécanismes impliquant le frottement et d'éventuelles autres pertes d'énergie aux appuis, ne peut pas être négligée si l'on souhaite reproduire fidèlement la réponse du système.

Pour intégrer cet effet dans la modélisation, une approche courante en mécanique des structures consiste à utiliser un amortissement de Rayleigh. Celui-ci introduit deux termes

d'amortissement : l'un proportionnel à la masse linéique et la vitesse particulaire, l'autre proportionnel à la raideur du matériau et la vitesse de déformation.

Par ailleurs, les signaux issus des jauges de déformation montrent une domination très marquée du premier mode propre dans la réponse dynamique du tube. De plus, nous n'avons pas pu estimer l'amortissement des modes supérieurs. Dans ce contexte, nous avons pris le parti de ne chercher à modéliser que l'amortissement du premier mode. Ainsi, nous avons retenu une forme simplifiée de l'amortissement de Rayleigh, ne conservant que le terme proportionnel à la masse.

L'équation (2.36) du chapitre 2 est alors enrichie d'un terme d'amortissement comme suit :

$$\rho_a(x,t)\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} + R_\alpha \rho_l \frac{\partial u}{\partial t} + EI\frac{\partial^4 u}{\partial x^4} = \rho_s(x,t)\left(v(t) - \frac{\partial u}{\partial t}\right)^2 + \rho_a(x,t)\dot{v}(t). \tag{A.7}$$

Le coefficient R_α, peut être, comme nous allons le voir, relié au taux d'amortissement du premier mode.

En appliquant la décomposition modale détaillée en annexe A.1, on obtient la nouvelle équation modale gouvernant l'évolution des amplitudes $\alpha_j(t)$:

$$\begin{aligned}&\ddot{\alpha}_j(t) + R_\alpha \rho_l \int_0^L \frac{\hat{u}_j(x)}{\rho_a(x,t)} \sum_{k=1}^{N} \dot{\alpha}_k(t)\hat{u}_k(x)dx + EI\int_0^L \frac{\hat{u}_j(x)}{\rho_a(x,t)} \sum_{k=1}^{N} \alpha_k(t)\mu_k^4 \hat{u}_k(x)dx \\ &= \int_0^L \frac{\rho_s(x,t)}{\rho_a(x,t)}\hat{u}_j(x)\left(v(t) - \sum_{k=1}^{N}\dot{\alpha}_k(t)\hat{u}_k(x)\right)^2 dx + \dot{v}(t)\int_0^L \hat{u}_j(x)dx. \qquad j = 1,..,N\end{aligned} \tag{A.8}$$

Si on considère le cas où la poutre n'est pas en contact avec l'eau (lors de la phase pré-impact notamment), l'équation (A.8) se réduit à :

$$\ddot{\alpha}_j(t) + R_\alpha \dot{\alpha}_j(t) + \frac{EI}{\rho_l}\mu_j^4 \alpha_j(t) = \dot{v}(t)\int_0^L \hat{u}_j(x)dx. \qquad j = 1,..,N \tag{A.9}$$

Comme indiqué précédemment, nous avons choisi de fixer le coefficient d'amortissement R_α à partir de l'amortissement observé expérimentalement pour le premier mode. Cela conduit à la relation suivante :

$$R_\alpha = 2\zeta_1^s \omega_1^s, \tag{A.10}$$

avec ζ_1^s et ω_1^s, respectivement, le taux d'amortissement et la pulsation propre du premier mode de la poutre sèche.

Nous allons maintenant calculer le taux d'amortissement dans le cas où la poutre est entièrement immergée et que les coefficients hydrodynamiques, C_a et C_s, ont atteint leurs valeurs asymptotiques. En reprenant le développement réalisé à la section 2.6, on peut

montrer que dans ce cas l'équation (A.8) peut (au premier ordre) être réécrite sous la forme suivante :

$$\ddot{\alpha}_j + \left(R_\alpha \frac{\rho_l}{\rho_a} + 2v\frac{\rho_s}{\rho_a} \right) \dot{\alpha}_j + \frac{EI}{\rho_a}\mu_j^4 \alpha_j = \left(\dot{v} + v^2 \frac{\rho_s}{\rho_a} \right) \int_0^L \hat{u}_j(x) dx. \tag{A.11}$$

En remplaçant R_α par l'expression donnée par l'équation (A.10), on peut par identification écrire que :

$$2\zeta_j \omega_j^m = 2\zeta_1^s \omega_1^s \frac{\rho_l}{\rho_a} + 2\zeta_j^m \omega_j^m, \tag{A.12}$$

où ω_j^m et ζ_j^m sont respectivement la pulsation propre (voir équation (2.44)) et le taux d'amortissement (voir équation (2.45)) de la poutre mouillée (lié uniquement à l'amortissement hydrodynamique). Ce qui conduit à l'expression suivante du taux d'amortissement total ζ_j :

$$\zeta_j = \zeta_j^m + \zeta_1^s \left(\frac{\mu_1}{\mu_j} \right)^2 \sqrt{\frac{\rho_l}{\rho_a}}. \tag{A.13}$$

Cette dernière peut aussi être réécrite sous la forme suivante :

$$\zeta_j = \frac{1}{\mu_j^2} \frac{\rho R C_s}{\sqrt{EI(\rho_l + \rho S C_a)}} V \cos(\gamma) + \zeta_1^s \left(\frac{\mu_1}{\mu_j} \right)^2 \sqrt{\frac{\rho_l}{\rho_l + \rho S C_a}}. \tag{A.14}$$

Dans cette expression, le premier terme correspond à l'amortissement hydrodynamique, induit par le couplage fluide-structure, et proportionnel à la vitesse d'entrée. Il est aussi intéressant de noter que le second terme, lié à l'amortissement structurel, n'est pas égal à l'amortissement réduit de la poutre sèche. Un terme supplémentaire lié au coefficient de masse ajouté apparait.

A.3 Étude de la convergence du nombre de points d'intégration spatiale, du nombre de modes et du pas de temps d'intégration

Un moyen d'évaluer la convergence par rapport au nombre de modes retenus dans la décomposition modale consiste à étudier l'évolution de l'erreur relative sur l'effort tranchant. Il s'agit ici de comparer, en fonction du nombre de modes N, la valeur calculée numériquement à sa valeur exacte, dans le cas d'un chargement statique et pour un nombre de points d'intégration fixé. À cette fin, on considère une barre en aluminium ($E = 70$ GPa, $\rho_v = 2800$ kg/m^3), de longueur $L = 300$ mm, de rayon $R = 10$ mm, horizontale et immobile soumise à un chargement linéique constant $f_l = 1$ N/m. En considérant le cas pour lequel $\tau_R = 10$, la figure A.1 (en échelle logarithmique) met en évidence une décroissance linéaire de l'erreur relative, traduisant une bonne convergence de la solution avec le nombre de modes N.

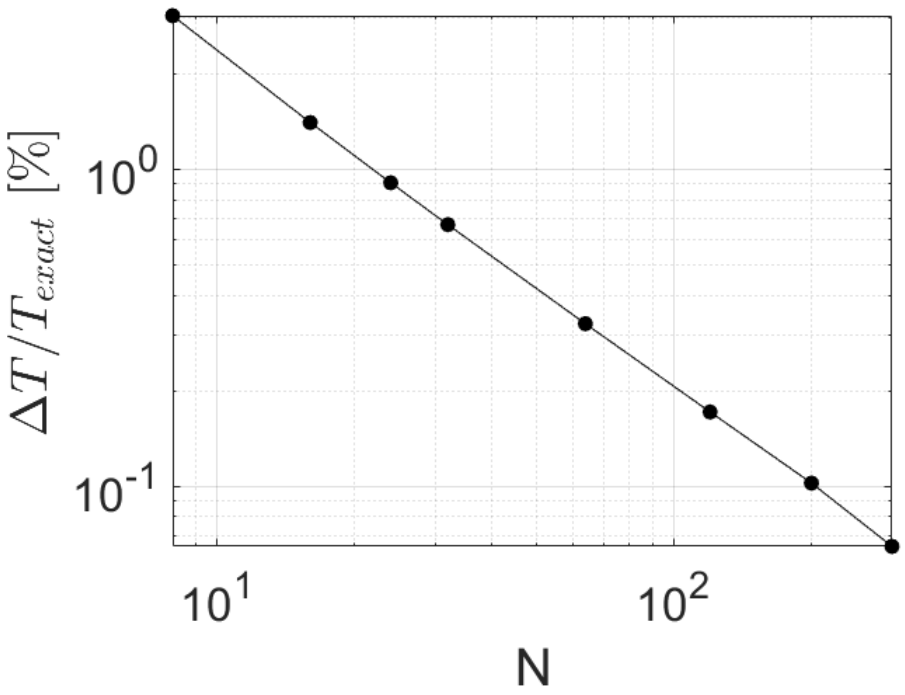


FIGURE A.1 – Évolution de l'erreur relative sur la mesure de l'effort tranchant en M en fonction du temps dans le cas d'un chargement statique.

Pour la barre décrite à la section 2.5 du chapitre 2, la figure A.2 illustre l'évolution de l'effort de vibration en M dans le cas d'un chargement hydrodynamique intégrant le couplage hydroélastique. Les simulations sont réalisées pour trois résolutions spatiales : $n = 2500$, $n = 5000$ et $n = 7500$ points d'intégration. On observe que la solution converge numériquement à partir de 5000 points. Par ailleurs, la figure A.3 s'intéresse à la convergence temporelle : elle montre que le pas de temps dt retenu (correspondant au dixième de la période associée au mode de vibration le plus élevé pris en compte) est suffisamment

fin.

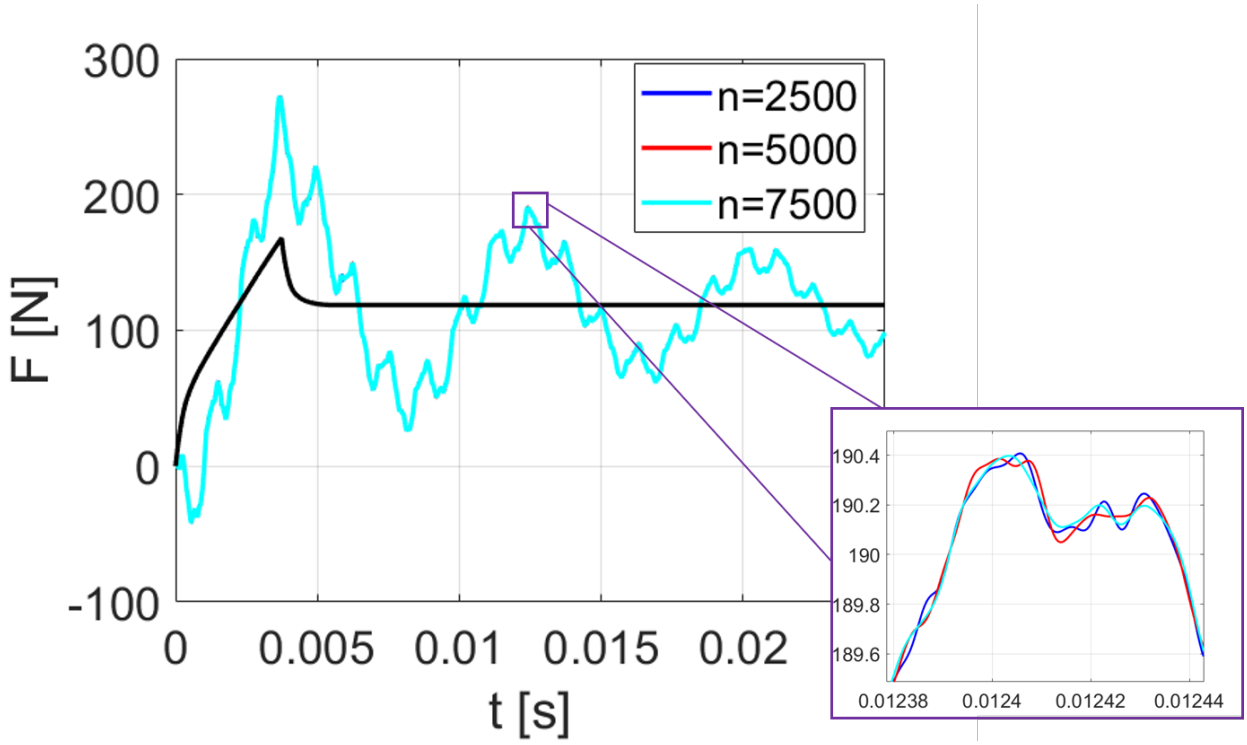


FIGURE A.2 – Évolution de la réponse élastique de la barre en fonction du temps pour trois valeurs différentes du nombre de points d'intégration spatiale n. La courbe en noire représente l'effort corps rigide.

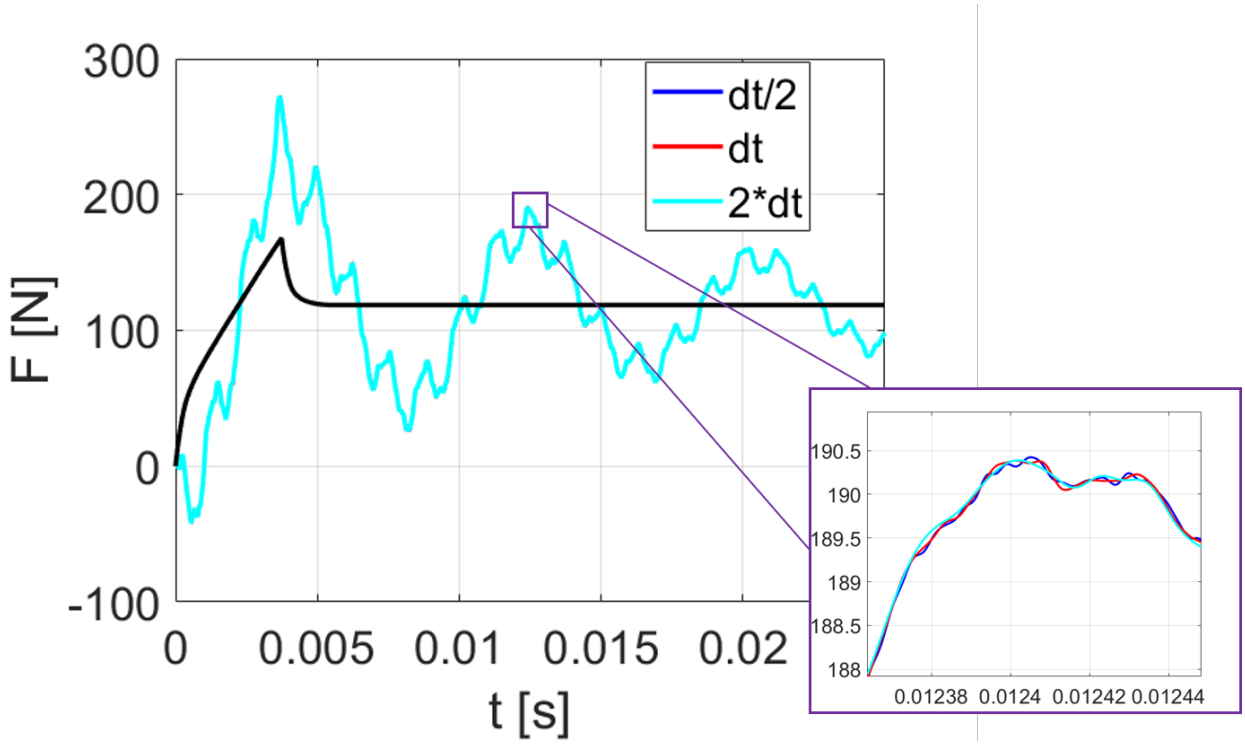


FIGURE A.3 – Évolution de la réponse élastique de la barre en fonction du temps pour trois valeurs différentes du pas d'intégration dt. La courbe en noire représente l'effort corps rigide.

Annexe B

Éléments complémentaires sur le dispositif expérimental et les essais réalisés

B.1 Estimation de l'amortissement par la méthode des amplitudes

Les mesures du taux d'amortissement du premier mode des tubes métalliques sont effectuées grâce à la méthode des amplitudes. Elle consiste dans son principe à suivre la différence d'amplitude entre deux extrema successifs pour estimer le taux d'amortissement. L'un de ses avantages est qu'elle permet d'estimer le taux d'amortissement sans passer par une estimation de la fréquence des signaux. Cette approche est adaptée dans les cas qui vont nous intéresser pour lesquels il peut y avoir peu de cycles d'oscillation.

Les estimations du taux d'amortissement hydrodynamique sont effectuées sur les signaux de jauge de déformation dans la phase post-impact lorsque les coefficients hydrodynamiques sont supposés avoir atteint leurs valeurs asymptotiques. Pour déterminer les extrema, comme le montre la figure B.1, un lissage du signal est préalablement effectué via une série de Fourier d'ordre 8.

Supposons que les signaux de déformation mesurés sont dominés par la réponse du seul mode 1 (ou que la procédure de lissage permet de supprimer effectivement la contribution des modes plus élevés) et que la poutre soit soumise à un chargement stationnaire (en excluant les fluctuations causées par sa propre vibration). Dans ce cas, on attend que la déformation mesurée par une jauge suive une évolution donnée par la fonction suivante :

$$\epsilon(t) = A_0 e^{-\zeta\omega_0 t} sin(\omega_0\sqrt{1-\zeta^2}\, t + \varphi) + \epsilon_{\text{stat}}, \tag{B.1}$$

avec A_0, ζ, ω_0, φ et ϵ_{stat} respectivement un coefficient caractérisant l'amplitude de la déformation, le taux d'amortissement recherché, la pulsation propre, la phase initiale du signal (elle dépend des conditions initiales) et la déformation statique.

L'amplitude du $k^{\text{ième}}$ extremum du signal A_k (voir figure B.1a) est telle que :

$$A_k = A_1 e^{-\zeta\omega_0(t_k - t_1)}. \tag{B.2}$$

Notons,

$$t_{k+1} - t_k = \Delta t = \frac{\pi}{\omega_0\sqrt{1-\zeta^2}} \Rightarrow t_k = t_1 + (k-1)\Delta t. \tag{B.3}$$

À partir des équations (B.2) et (B.3), on obtient la relation :

$$|A_{k+1} - A_k| = |A_2 - A_1| e^{-\zeta\omega_0(k-1)\Delta t}, \tag{B.4}$$

ce qui permet d'obtenir la dépendance entre la variation d'amplitude des extrema successifs et le numéro d'extrema :

$$\log(|A_{k+1} - A_k|) = -\frac{\pi\zeta}{\sqrt{1-\zeta^2}}(k-1) + \log(|A_2 - A_1|). \tag{B.5}$$

Le coefficient directeur $-\frac{\pi\zeta}{\sqrt{1-\zeta^2}}$ (qui peut être estimé par une régression linéaire) permet d'obtenir le taux d'amortissement du premier mode du tube métallique ζ.

Comme toute procédure d'identification paramétrique, cette estimation du taux d'amortissement est affectée par des incertitudes liées au bruit de mesure et par le fait que l'amortissement n'est pas rigoureusement constant.

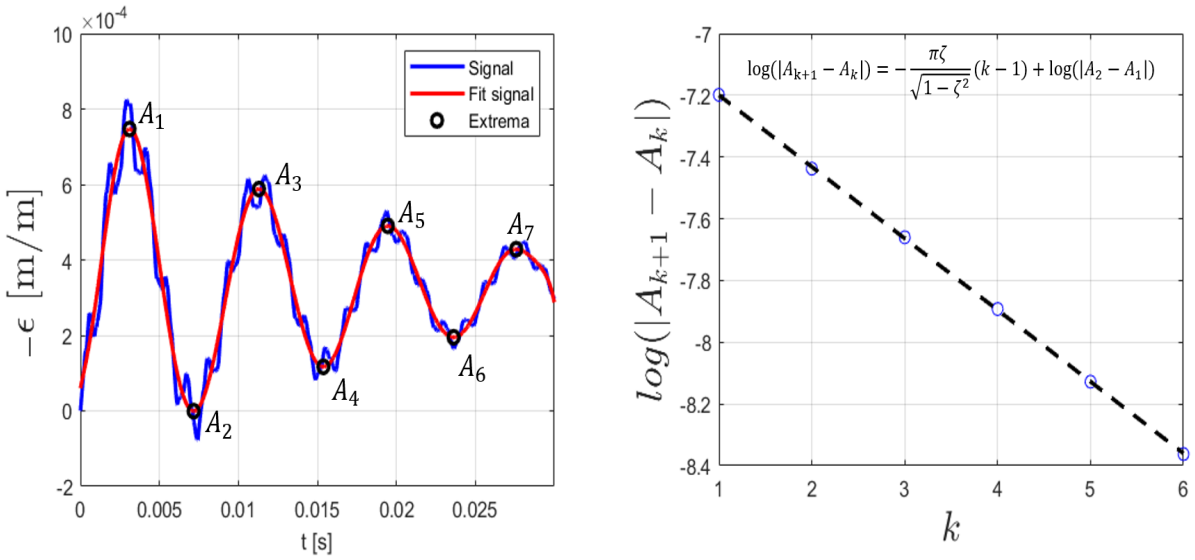
Dans le cadre de la régression linéaire, ces incertitudes sont prises en compte à travers l'analyse statistique des résidus de l'ajustement. La méthode fournit ainsi, en plus de la valeur estimée de l'amortissement ζ, une erreur dérivée des résidus.

L'écart-type de cette erreur, noté σ, caractérise la dispersion statistique de la valeur estimée de l'amortissement autour de sa valeur moyenne. Dans ce travail, il est fait l'hypothèse que les erreurs associées aux amplitudes mesurées, et par conséquent les résidus de la régression, suivent une loi normale. Sur cette base, un intervalle de confiance à 95% est défini pour l'amortissement identifié. Cet intervalle est donné par :

$$\zeta \pm 1.96\sigma, \tag{B.6}$$

avec ζ, la valeur estimée de l'amortissement hydrodynamique et, σ, l'écart-type associé. Le facteur 1.96 correspond au quantile de la loi normale pour lequel 95% des réalisations sont comprises dans l'intervalle considéré.

Les bornes ainsi obtenues sont utilisées pour définir les barres d'erreur associées aux valeurs d'amortissement présentées dans ce travail de thèse. Elles permettent de quantifier les incertitudes sur l'estimation de l'amortissement hydrodynamique et de comparer la fiabilité relative des différentes estimations obtenues.



(a) Signal de déformation.

(b) Logarithme de la différence d'amplitude.

FIGURE B.1 – Illustration de l'estimation du taux d'amortissement d'un mode par la méthode des amplitudes. (a) Lissage du signal de déformation par une série de Fourier d'ordre 8 et identification des extrema successifs dans la zone où les coefficients hydrodynamiques ont atteint leurs valeurs asymptotiques. (b) Régression linéaire du logarithme de la valeur absolue de la différence entre deux extrema successifs. Le taux d'amortissement est estimée grâce à la pente de la régression linéaire.

B.2 Méthode des ondelettes

Il s'agit d'une méthode permettant de décomposer un signal temporel dans le domaine temps-fréquence. Cette méthode a été popularisée par Staszewski (1997) pour identifier des coefficients d'amortissement. Elle a ensuite été reprise par de nombreux auteurs (Lamarque et al., 2000; Hans et al., 2000; Slavič et al., 2003) pour l'estimation de l'amortissement dans les systèmes à plusieurs degrés de liberté.

Elle repose sur la projection du signal analysé sur une famille d'ondelettes obtenues par dilatation et translation d'une ondelette mère. D'un point de vue mathématique, la transformée en ondelette continue d'une fonction $u(t) \in L^2(\mathbb{R})$ est définie par (Slavič et al., 2003) :

$$Wu(b,a) = \int_{-\infty}^{+\infty} u(t)\psi_{b,a}^*(t)dt, \tag{B.7}$$

avec a et b respectivement les paramètres d'échelle et de translation. $\psi^*(t)$ est la fonction complexe conjuguée de l'ondelette basique $\psi(t) \in L^2(\mathbb{R})$.

L'ondelette dilatée et translatée est définie par :

$$\psi_{b,a}(t) = \frac{1}{\sqrt{a}}\psi\left(\frac{t-b}{a}\right), \tag{B.8}$$

Le facteur $\frac{1}{\sqrt{a}}$ assure une même énergie de l'ondelette pour différentes échelles, de sorte

que l'amplitude des coefficients d'ondelettes reste comparable quelle que soit l'échelle considérée. Cette propriété est essentielle dans le cadre de l'identification de paramètres physiques, tels que l'amortissement, où l'évolution temporelle de l'amplitude des coefficients est directement exploitée.

Le paramètre d'échelle a est inversement lié à la fréquence analysée (Yanni, 2022), ce qui permet d'interpréter la transformée en ondelettes continues comme une représentation temps–fréquence : les petites échelles correspondent aux hautes fréquences, tandis que les grandes échelles sont associées aux basses fréquences.

Il existe de nombreuses ondelettes mères dans la littérature (Morlet, Cauchy, etc.). Le choix de l'ondelette à utiliser dépend des caractéristiques du signal étudié (stationnarité, présence de transitoire, etc.) et de la nature de l'application. Plusieurs facteurs doivent être pris en compte lors de la sélection de l'ondelette mère (Torrence and Compo, 1998; Le and Argoul, 2004). Pour l'identification modale et l'estimation de l'amortissement, l'utilisation d'ondelettes complexes est privilégiée, car elles permettent d'extraire simultanément l'amplitude et la phase locales du signal. L'ondelette complexe de Morlet est l'une des plus utilisées dans la littérature (Staszewski, 1997; Slavič et al., 2003; Yanni, 2022). Elle est définie par Torrence and Compo (1998) par :

$$\psi(t) = \pi^{-1/4} e^{-\frac{t^2}{2}} e^{i\eta t} \tag{B.9}$$

où η est la fréquence adimensionnée de l'ondelette, contrôlant le nombre d'oscillations. Dans le domaine fréquentiel, l'ondelette de Morlet est centrée autour de la pulsation η. Pour être "admissible" (c'est-à-dire que le signal initial doit pouvoir être reconstruit à partir de celui de la transformée en ondelettes) comme ondelette, une fonction doit être localisée dans le temps et de moyenne nulle. Cette dernière condition nécessite d'introduire un terme correctif dans l'ondelette de Morlet. En pratique ce terme correctif devient négligeable pour $\eta >= 6$ (Farge et al., 1992).

Dans le cadre de la transformée en ondelettes continues (abrégée CWT en anglais), la fréquence effectivement analysée résulte de la combinaison entre la fréquence centrale intrinsèque de l'ondelette et le paramètre d'échelle a, la pseudo-fréquence étant proportionnelle à η/a.

La mise en œuvre numérique de la transformée en ondelettes continues d'un signal $u(t)$ (en l'occurrence un signal d'accélération) dans ce travail, a été faite avec le logiciel MATLAB et repose sur l'ondelette analytique de Morse (voir Lilly (2017) pour les détails sur cette ondelette). Il s'agit d'une famille plus générale d'ondelettes analytiques, dont l'ondelette de Morlet peut être considérée comme un cas particulier. Les ondelettes Morse sont strictement analytiques (spectre fréquentiel nul pour les fréquences négatives), ce qui garantit l'absence de composantes en fréquence négative. Elles offrent en outre une flexibilité paramétrique permettant d'ajuster la forme de l'ondelette afin d'optimiser la résolution temps-fréquence en fonction des caractéristiques du signal étudié et offrent une meilleure séparation des composantes fréquentielles. Elle est implémentée à l'aide de la fonction **cwtfilterbank**, qui construit une banque de filtres correspondant à une discrétisation logarithmique des échelles :

$$f_b = \text{ cwtfilterbank (SignalLength } = n, \text{ SamplingFrequency } = F_s \\ \text{, voicesPerOctave} = 48, \text{ wavelet } = \text{ "morse").}$$

Avec, n, le nombre de points dans le signal enregistré $u(t)$ et F_s est la fréquence d'échantillonage. Le paramètre **VoicesPerOctave** permet de contrôler le pas de discrétisation fréquentielle de l'analyse. Nous avons choisi la valeur la plus élevée (48) pour que la résolution fréquentielle soit la plus grande possible.

Les coefficients de la transformée en ondelettes sont ensuite obtenus par :

$$[\text{cfs, frq, COI}] \ = \ \text{wt}(f_b, u(t)) \ ,$$

où wt est la fonction de transformation en ondelettes continues, **cfs** est la matrice des coefficients complexes de la CWT (l'amplitude A=|cfs|), **frq**, le vecteur des fréquences associées aux échelles analysées, et **COI**, le cône d'influence. Ce dernier est une conséquence de la longueur finie du signal. Les coefficients calculés près des bords temporels (début et fin du signal) sont influencés par des données situées hors de l'intervalle d'observation (signal supposé nul hors de cet intervalle), ce qui génère un phénomène d'effet de bord (Yanni, 2022). L'étendue de cet effet dépend de l'échelle de l'ondelette : les basses fréquences, correspondant à des ondelettes de grande échelle, présentent un effet de bord persistant sur une durée plus longue que les hautes fréquences, ce qui forme une région conique dans le plan temps–fréquence (Torrence and Compo, 1998; Yanni, 2022). Cette région, appelée cône d'influence (COI), délimite la zone où l'interprétation des coefficients doit être faite avec prudence. Plusieurs méthodes empiriques ont été proposées pour définir le COI, parmis elles Lilly (2017) propose pour les ondelettes Morse la notion d'empreinte temporelle (wavelet footprint), correspondant à l'intervalle contenant environ 95% de l'énergie de l'ondelette, pour délimiter le COI à chaque échelle. Selon le critère proposé par Torrence and Compo (1998), le cône d'influence est défini comme la région du plan temps-échelle où l'énergie de l'ondelette chute à $1/e^2 \approx 13.5\%$ de sa valeur maximale, ce qui correspond à la durée caractéristique de décroissance de l'enveloppe gaussienne et délimite la zone au-delà de laquelle les coefficients sont affectés par les effets de bord. C'est ce dernier critère qui est couramment utilisé pour définir le cône d'influence.

Dans un signal d'accélération $u(t)$ issu d'une réponse libre multimodale, chaque mode apparaît dans le plan temps–fréquence sous la forme d'une crête d'énergie centrée autour de sa fréquence propre. L'amortissement est estimé à partir de la décroissance temporelle de l'amplitude des coefficients d'ondelettes associés à un mode donné. Cette extraction peut être réalisée soit par suivi des crêtes d'énergie (d'amplitude $A_{\max}$), soit par suivi de l'évolution temporelle des coefficients à une fréquence correspondant au mode identifié. Les deux approches donnent des résultats similaires.

B.3 Conversion de la tension mesurée par la jauge en déformation via le quart de pont Wheaston

Pour mesurer la déformation on utilise un quart de pont Wheaston tel qu'illustré à la figure B.2. Le circuit est constitué de 3 jauges de résistances fixes et connues R (c'est la valeur de la résistance de la jauge au repos) et de la jauge de contrainte qui elle est active et de résistance variable R+ΔR. U_e est la tension d'alimentation du circuit et U_{AB} est la tension de déséquilibre du circuit.

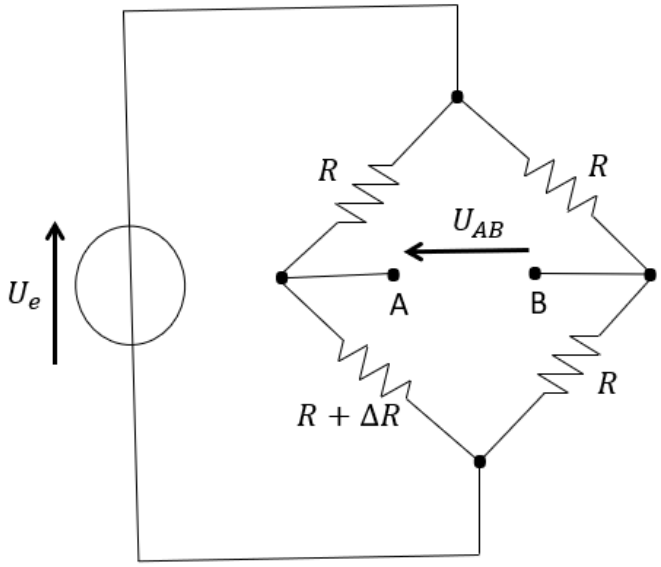


FIGURE B.2 – Quart de pont Wheaston

Par définition, on a :

$$U_{AB} = V_A - V_B \tag{B.10}$$

En appliquant la relation du pont diviseur, on a :

$$\begin{cases} V_A = \dfrac{R + \Delta R}{2R + \Delta R} U_e \\ V_B = \dfrac{1}{2} U_e \end{cases} \tag{B.11}$$

En remplaçant V_A et V_B par leur expression, l'équation (B.10) devient :

$$U_{AB} = \frac{U_e}{2} \frac{\Delta R}{2R + \Delta R} \tag{B.12}$$

Dans le cas d'une jauge résistive, le lien entre la variation de résistance et la déformation est fait grâce au facteur de jauge k :

$$\frac{\Delta R}{R} = k\epsilon \tag{B.13}$$

En remplaçant ΔR par son expression dans l'équation (B.12), on convertit la tension mesurée par la jauge U_{AB} en déformation réelle :

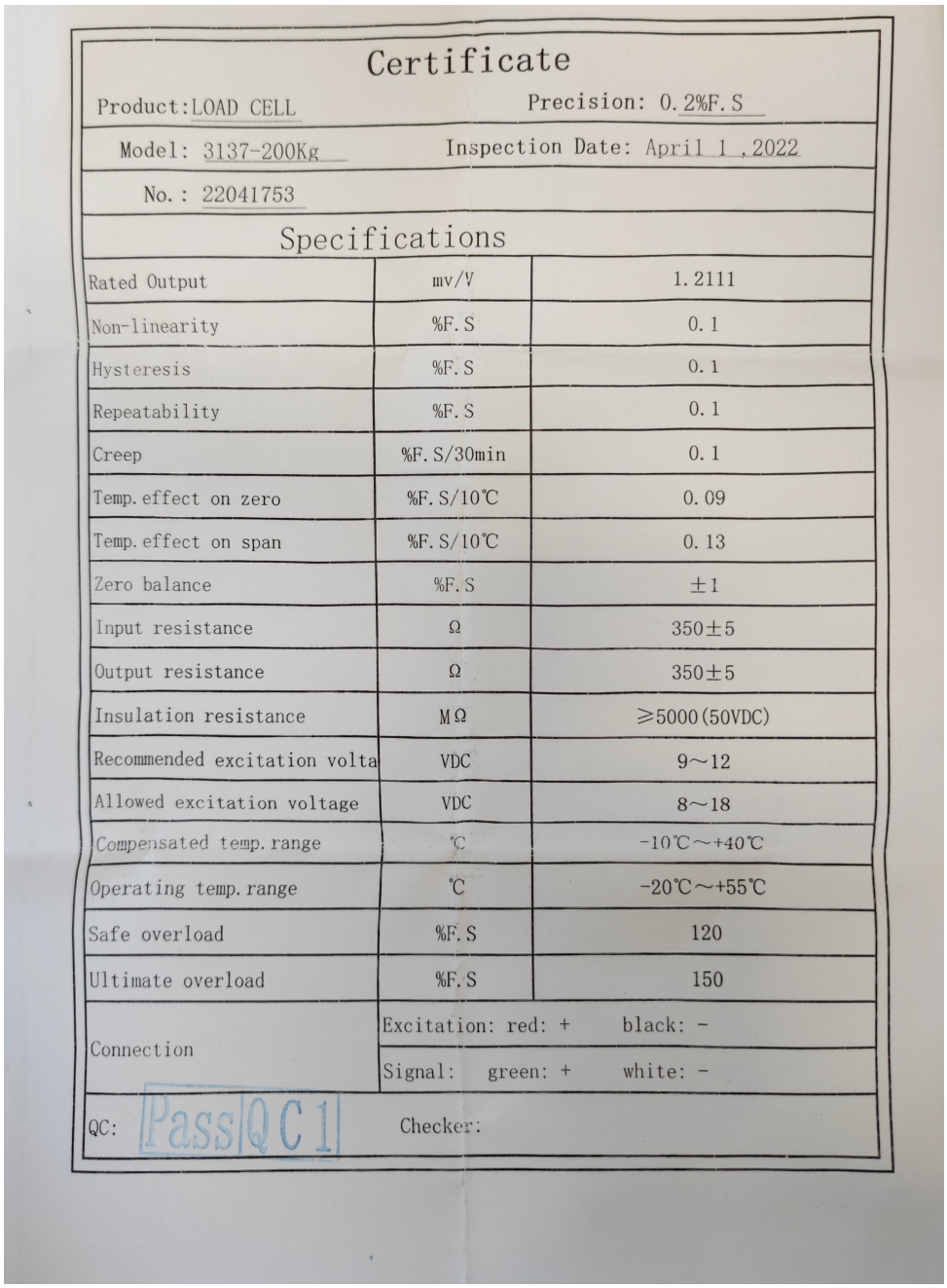
$$\epsilon = \frac{4}{k(U_e - 2U_{AB})} U_{AB} \tag{B.14}$$

En pratique, U_{AB} est remplacée par $\Delta U_{AB} = U_{AB} - U_0$ afin de prendre en compte la tension d'offset U_0.

B.4 Certificats des capteurs d'effort

Les figures B.3, B.4 et B.5 présentent les certificats des capteurs d'efforts respectivement en C_1, C_2 et C_3.

Ils indiquent entre autres, les rôles des différents fils des capteurs d'effort ainsi que les limites des charges pouvant être mesurées par ceux-ci.



Certificate

Product:LOAD CELL Precision: 0.2%F.S

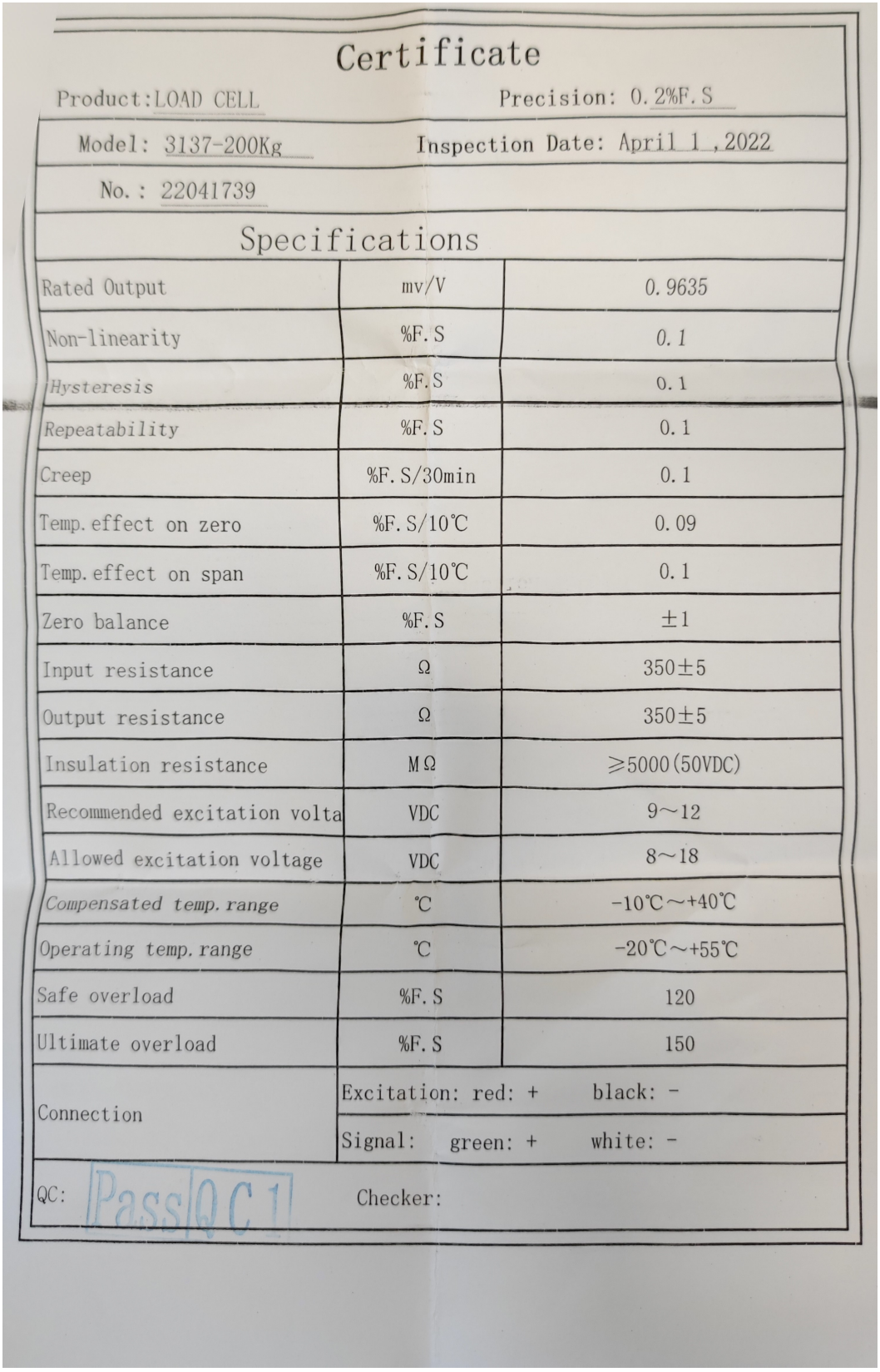
Model: 3137-200Kg Inspection Date: April 1 ,2022

No.: 22041753

Specifications

Rated Output	mv/V	1.2111
Non-linearity	%F.S	0.1
Hysteresis	%F.S	0.1
Repeatability	%F.S	0.1
Creep	%F.S/30min	0.1
Temp.effect on zero	%F.S/10℃	0.09
Temp.effect on span	%F.S/10℃	0.13
Zero balance	%F.S	±1
Input resistance	Ω	350±5
Output resistance	Ω	350±5
Insulation resistance	MΩ	≥5000(50VDC)
Recommended excitation volta	VDC	9～12
Allowed excitation voltage	VDC	8～18
Compensated temp.range	℃	-10℃～+40℃
Operating temp.range	℃	-20℃～+55℃
Safe overload	%F.S	120
Ultimate overload	%F.S	150
Connection	Excitation: red: + black: -	
	Signal: green: + white: -	
QC: Pass QC1	Checker:	

FIGURE B.3 – Certificat du capteur en C_1



Certificate

Product:LOAD CELL — Precision: 0.2%F.S

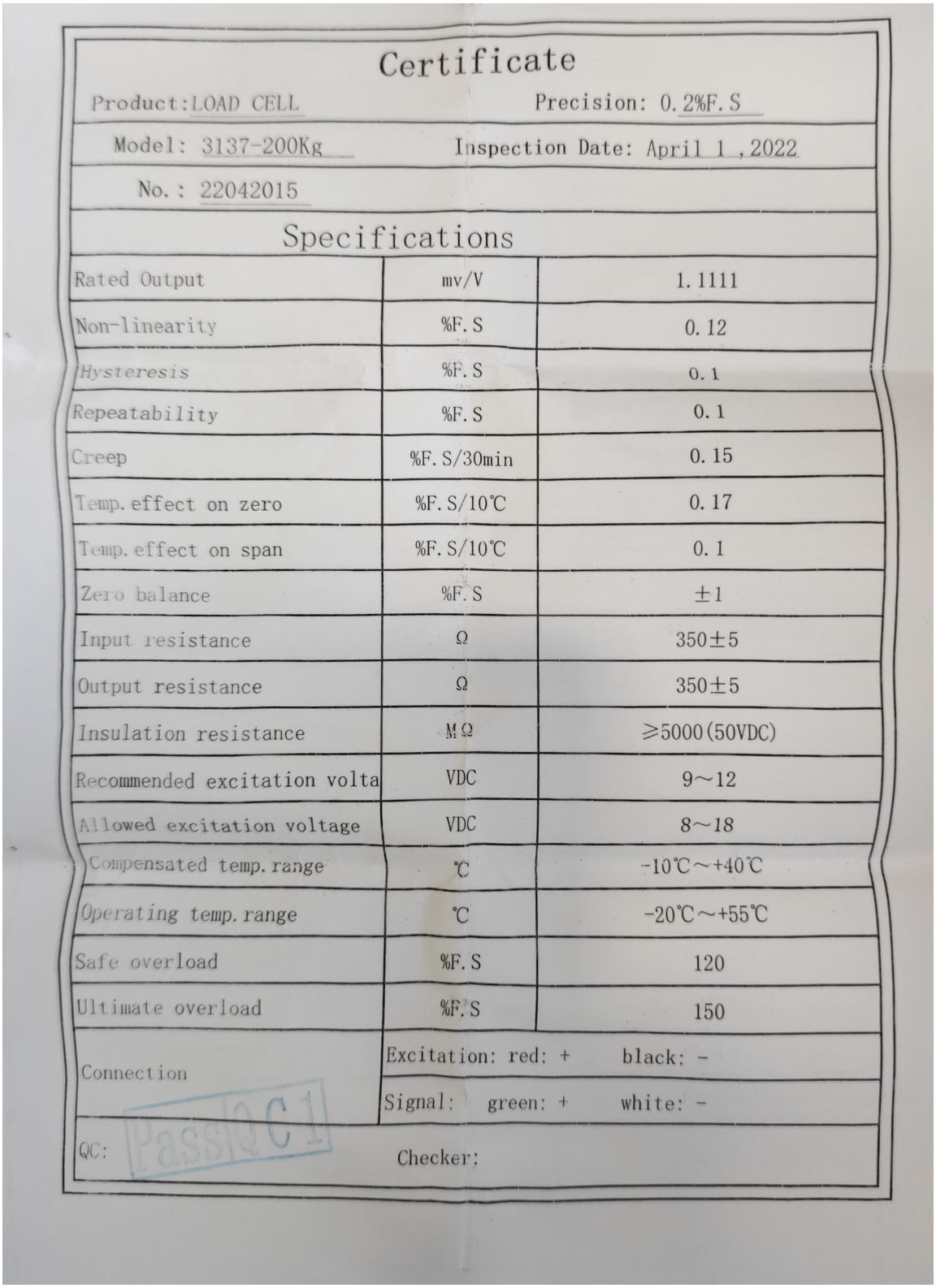
Model: 3137-200Kg — Inspection Date: April 1 ,2022

No. : 22041739

Specifications

Rated Output	mv/V	0.9635
Non-linearity	%F.S	0.1
Hysteresis	%F.S	0.1
Repeatability	%F.S	0.1
Creep	%F.S/30min	0.1
Temp.effect on zero	%F.S/10℃	0.09
Temp.effect on span	%F.S/10℃	0.1
Zero balance	%F.S	±1
Input resistance	Ω	350±5
Output resistance	Ω	350±5
Insulation resistance	MΩ	≥5000(50VDC)
Recommended excitation volta	VDC	9～12
Allowed excitation voltage	VDC	8～18
Compensated temp.range	℃	-10℃～+40℃
Operating temp.range	℃	-20℃～+55℃
Safe overload	%F.S	120
Ultimate overload	%F.S	150
Connection	Excitation: red: + black: -	
	Signal: green: + white: -	
QC: Pass QC1	Checker:	

FIGURE B.4 – Certificat du capteur en C_2



Certificate

Product:LOAD CELL — Precision: 0.2%F.S

Model: 3137-200Kg — Inspection Date: April 1 ,2022

No.: 22042015

Specifications

Rated Output	mv/V	1.1111
Non-linearity	%F.S	0.12
Hysteresis	%F.S	0.1
Repeatability	%F.S	0.1
Creep	%F.S/30min	0.15
Temp.effect on zero	%F.S/10℃	0.17
Temp.effect on span	%F.S/10℃	0.1
Zero balance	%F.S	±1
Input resistance	Ω	350±5
Output resistance	Ω	350±5
Insulation resistance	MΩ	≥5000(50VDC)
Recommended excitation volta	VDC	9～12
Allowed excitation voltage	VDC	8～18
Compensated temp.range	℃	-10℃～+40℃
Operating temp.range	℃	-20℃～+55℃
Safe overload	%F.S	120
Ultimate overload	%F.S	150
Connection	Excitation: red: +	black: -
	Signal: green: +	white: -
QC: Pass QC1	Checker:	

FIGURE B.5 – Certificat du capteur en C_3

B.5 Figures complètes sur la répétabilité des essais

Dans cette section, vont être présentées les figures des signaux mesurés (accélérations, déformations et efforts) par les capteurs correspondants sur le tube dans les configurations horizontale et inclinée.

Signaux d'accélération en bout de tube

Les figures B.6, B.7 et B.8 présentent l'ensemble des mesures des signaux d'accélération en bout de tube dans le cas de la configuration horizontale respectivement pour les vitesses de consigne de 3 m/s, 5 m/s et 10 m/s. Les figures B.9, B.10 et B.11 présentent les mêmes figures dans le cas de la configuration inclinée.

On observe globalement de ces figures une bonne répétabilité des essais.

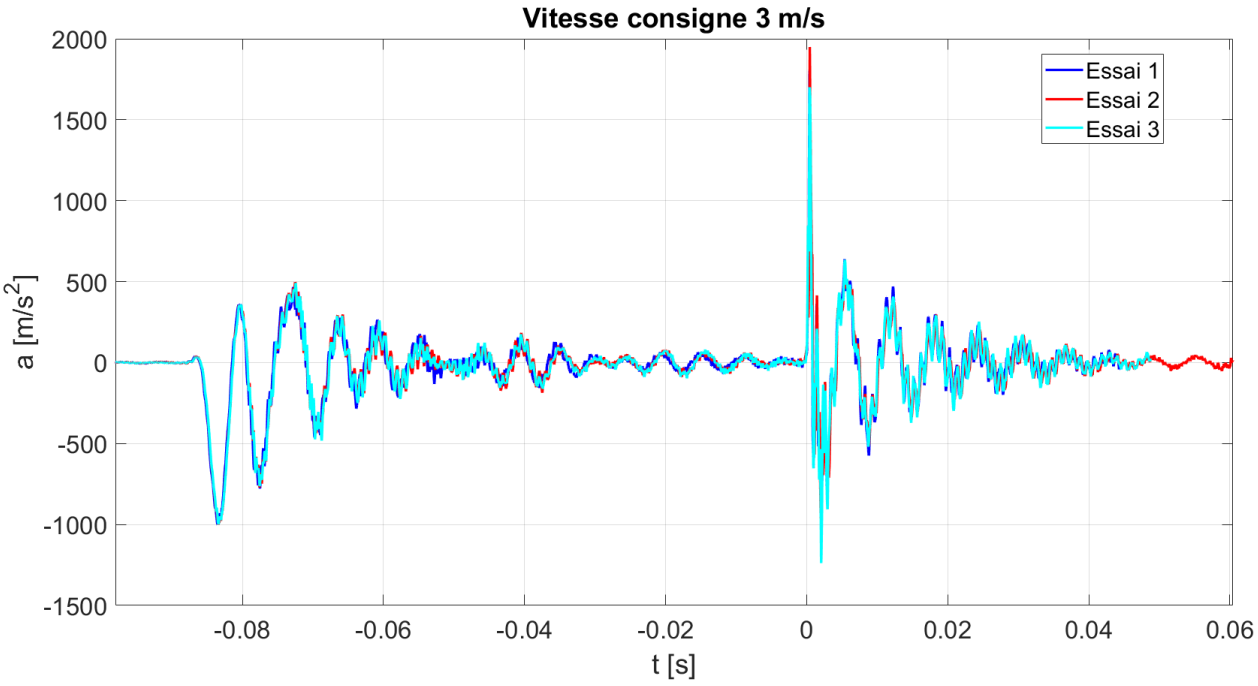


FIGURE B.6 – Mesures des signaux d'accélération en bout de tube pour l'ensemble des essais dans le cas de la configuration horizontale pour la vitesse de consigne de 3 m/s.

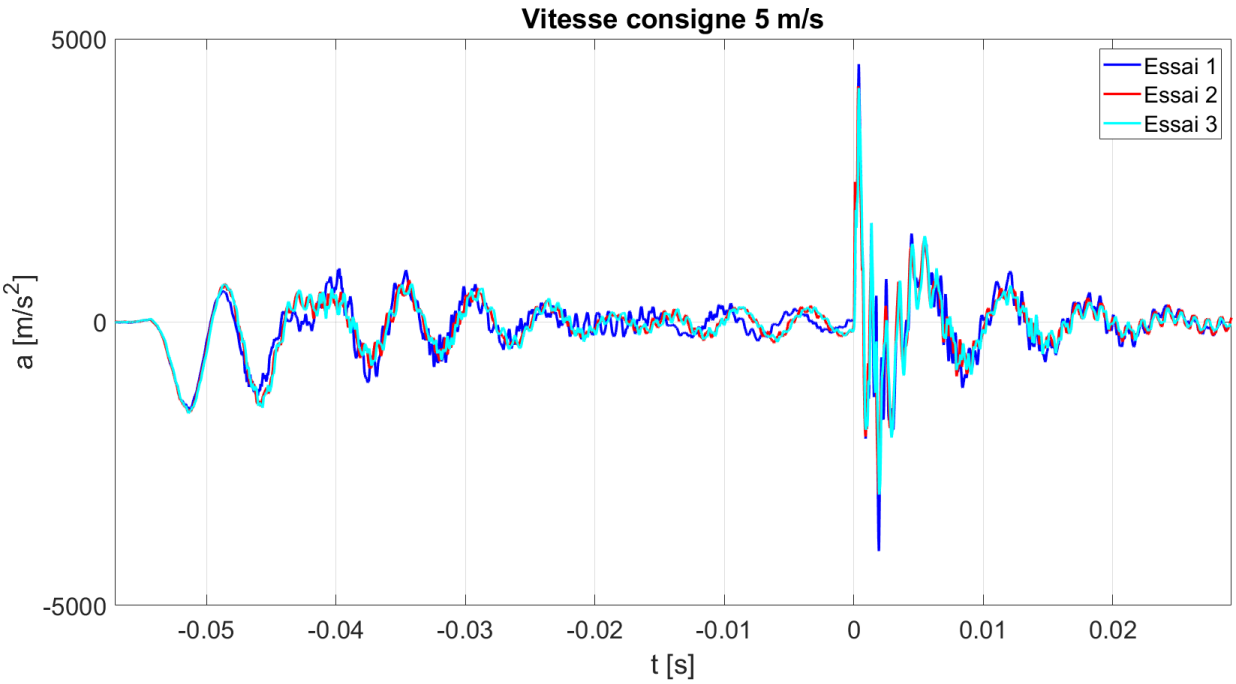


FIGURE B.7 – Mesures des signaux d'accélération en bout de tube pour l'ensemble des essais dans le cas de la configuration horizontale. pour la vitesse de consigne de 5 m/s

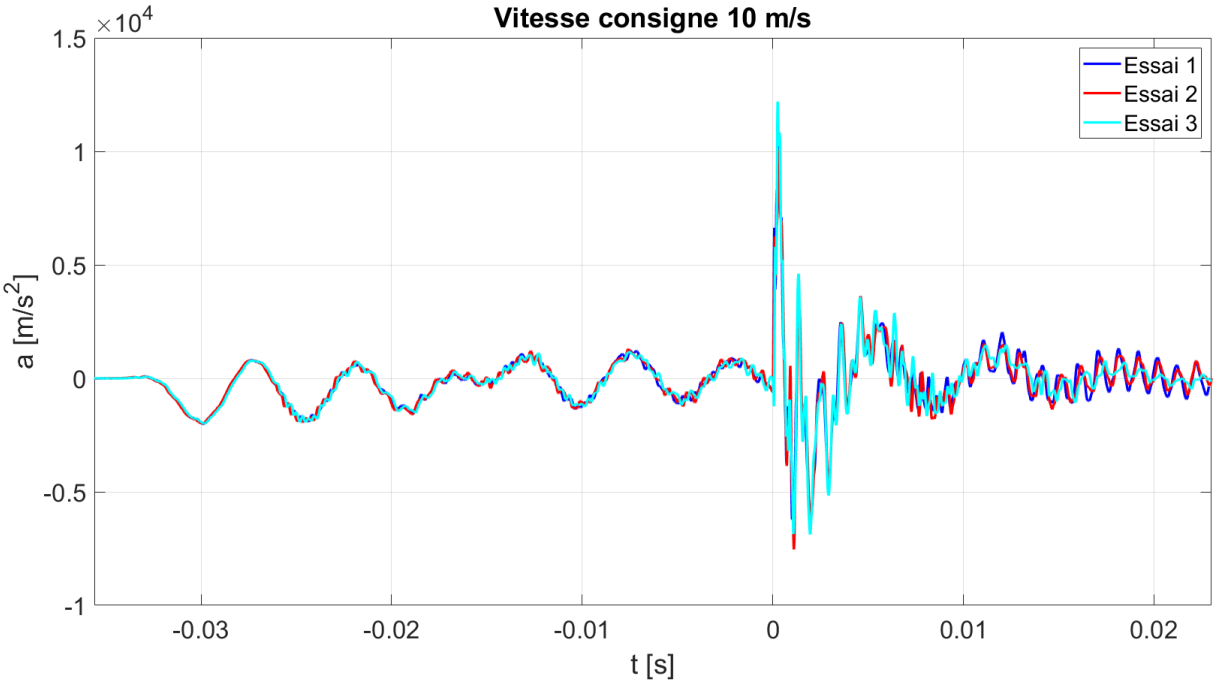


FIGURE B.8 – Mesures des signaux d'accélération en bout de tube pour l'ensemble des essais dans le cas de la configuration horizontale pour la vitesse de consigne de 10 m/s.

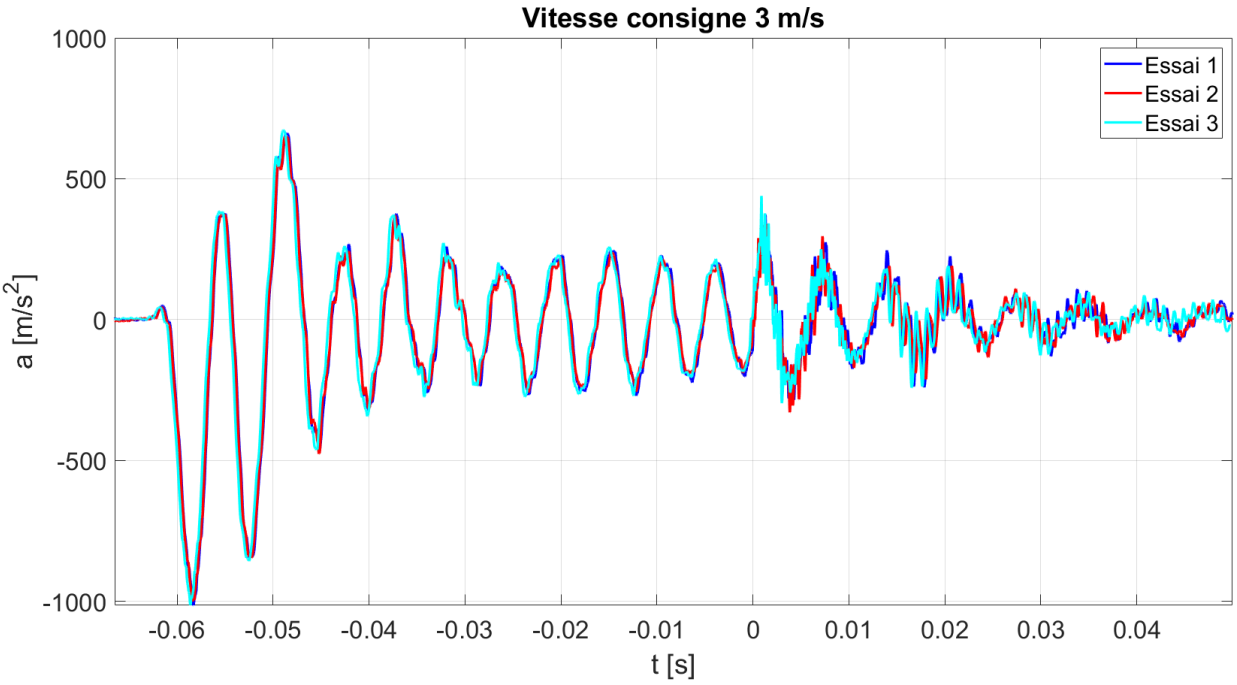


FIGURE B.9 – Mesures des signaux d'accélération en bout de tube pour l'ensemble des essais dans le cas de la configuration inclinée pour la vitesse de consigne de 3 m/s.

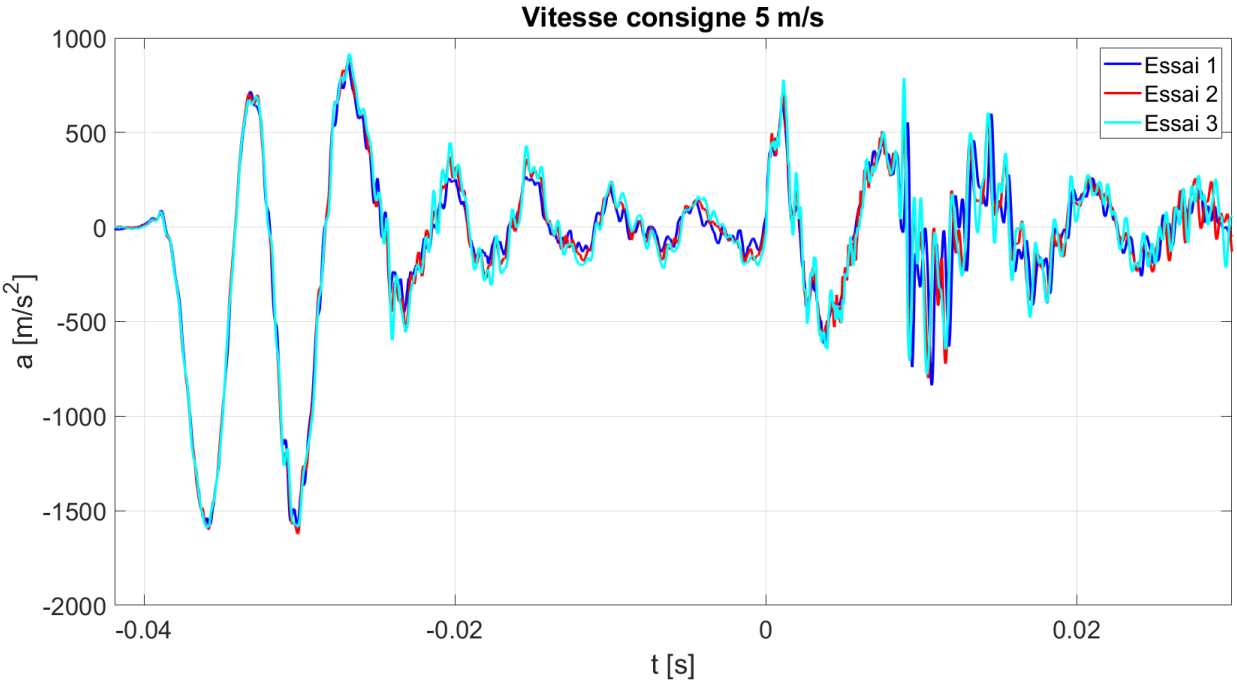


FIGURE B.10 – Mesures des signaux d'accélération en bout de tube pour l'ensemble des essais dans le cas de la configuration inclinée pour la vitesse de consigne de 5 m/s.

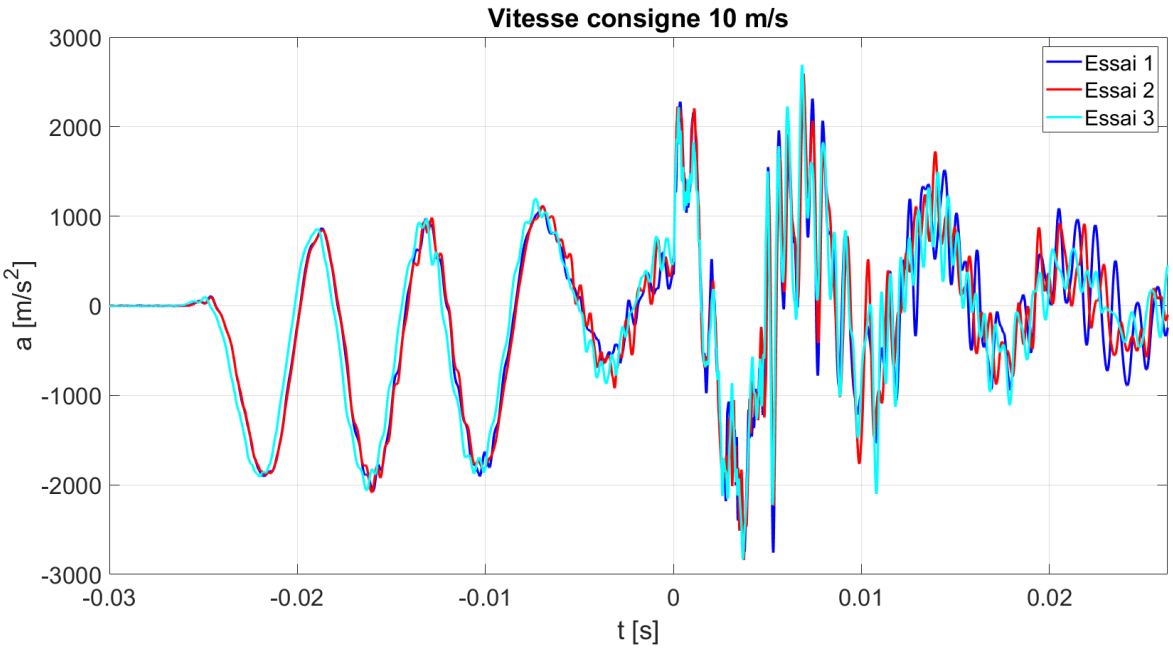


FIGURE B.11 – Mesures des signaux d'accélération en bout de tube pour l'ensemble des essais dans le cas de la configuration inclinée pour la vitesse de consigne de 10 m/s.

Signaux de déformation

Les figures B.12 et B.13 présentent les signaux de déformation mesurées sur le tube horizontal respectivement en J_1 et J_2, pour l'ensemble des essais et pour chaque vitesse de consigne (donnée au dessus de chaque figure). La figure B.14 présente les mêmes signaux en J_1 dans le cas de la configuration inclinée.

On observe pour l'ensemble des essais une bonne répétabilté dans les mesures des déformations indépendamment de la configuration ainsi que du lieu de mesure (configuration horizontale). Cependant, la figure B.12 montre un niveau de déformation moyen dans la phase pré-impact non nul dans l'essai 3 de la vitesse de consigne 3 m/s. Les raisons de ce comportement anormal ne nous sont pas connues. Cet essai ne sera pas retenu dans les discussions qui seront menées au chapitre 4 sur les comparaisons entre les résultats du modèle semi-analytique et les mesures expérimentales.

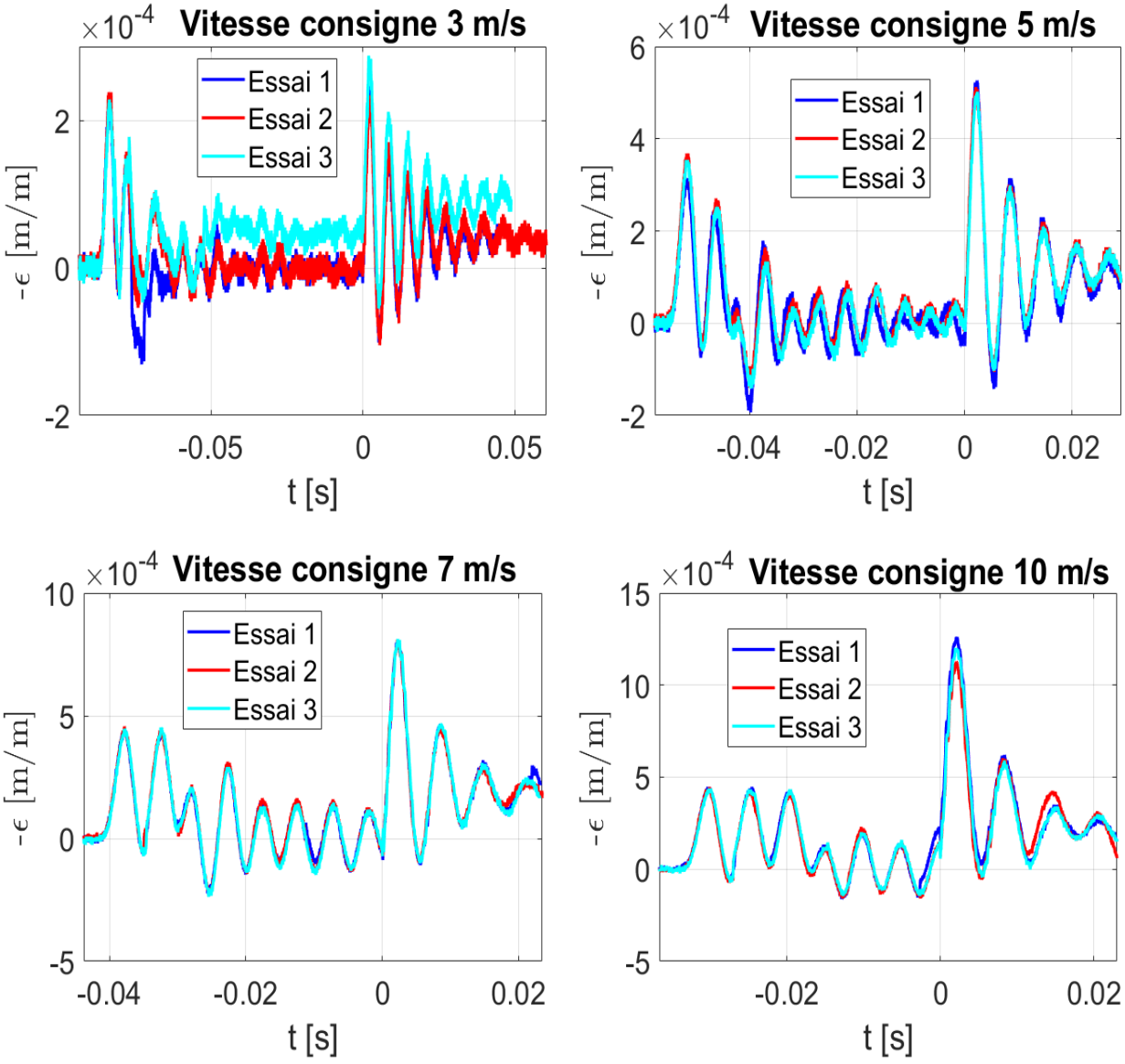


FIGURE B.12 – Mesures des signaux de déformation en J_1 pour quatre vitesses de consigne différentes dans le cas de la configuration horizontale.

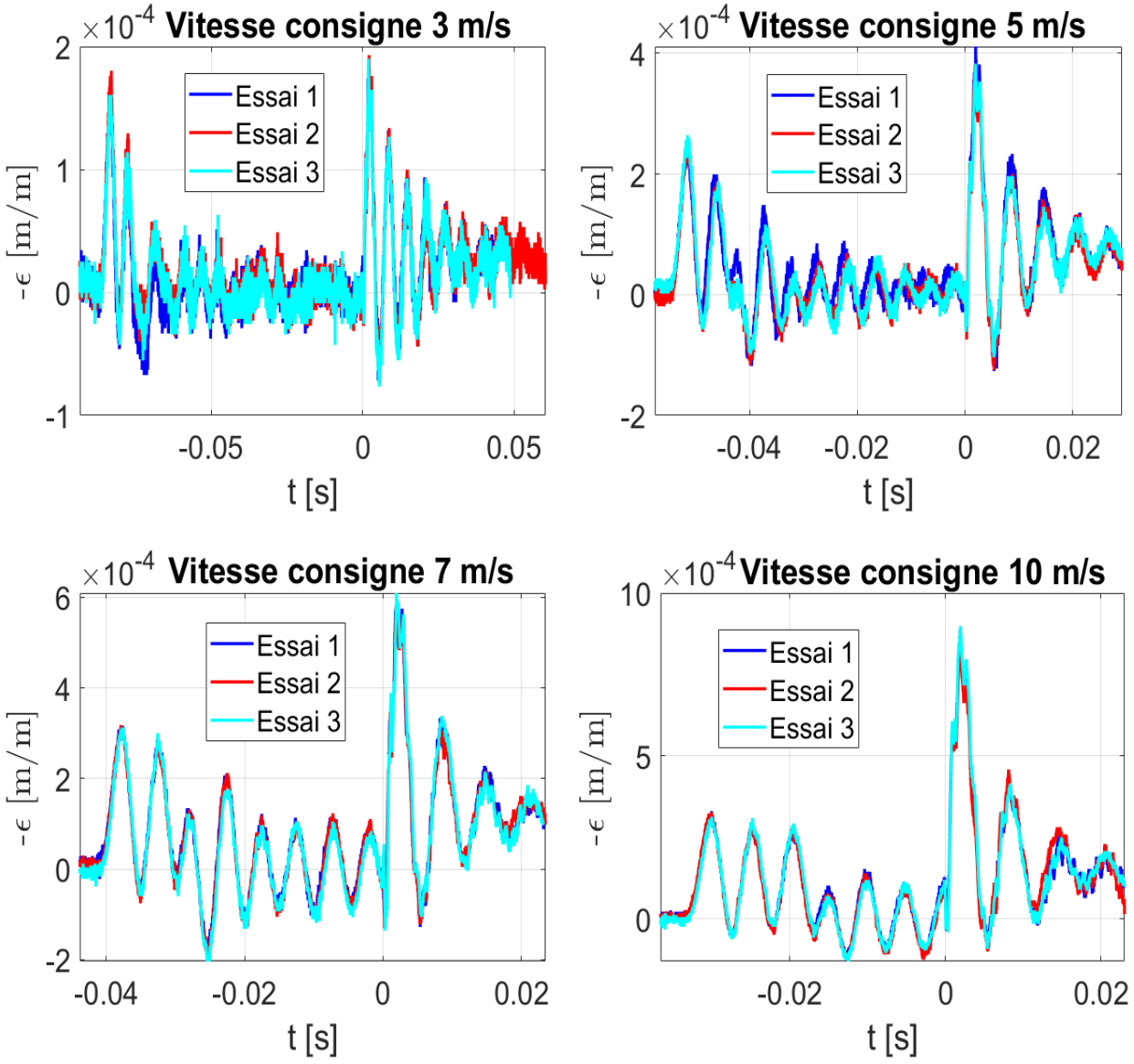


FIGURE B.13 – Mesures des signaux de déformation en J_2 pour quatre vitesses de consigne différentes dans le cas de la configuration horizontale.

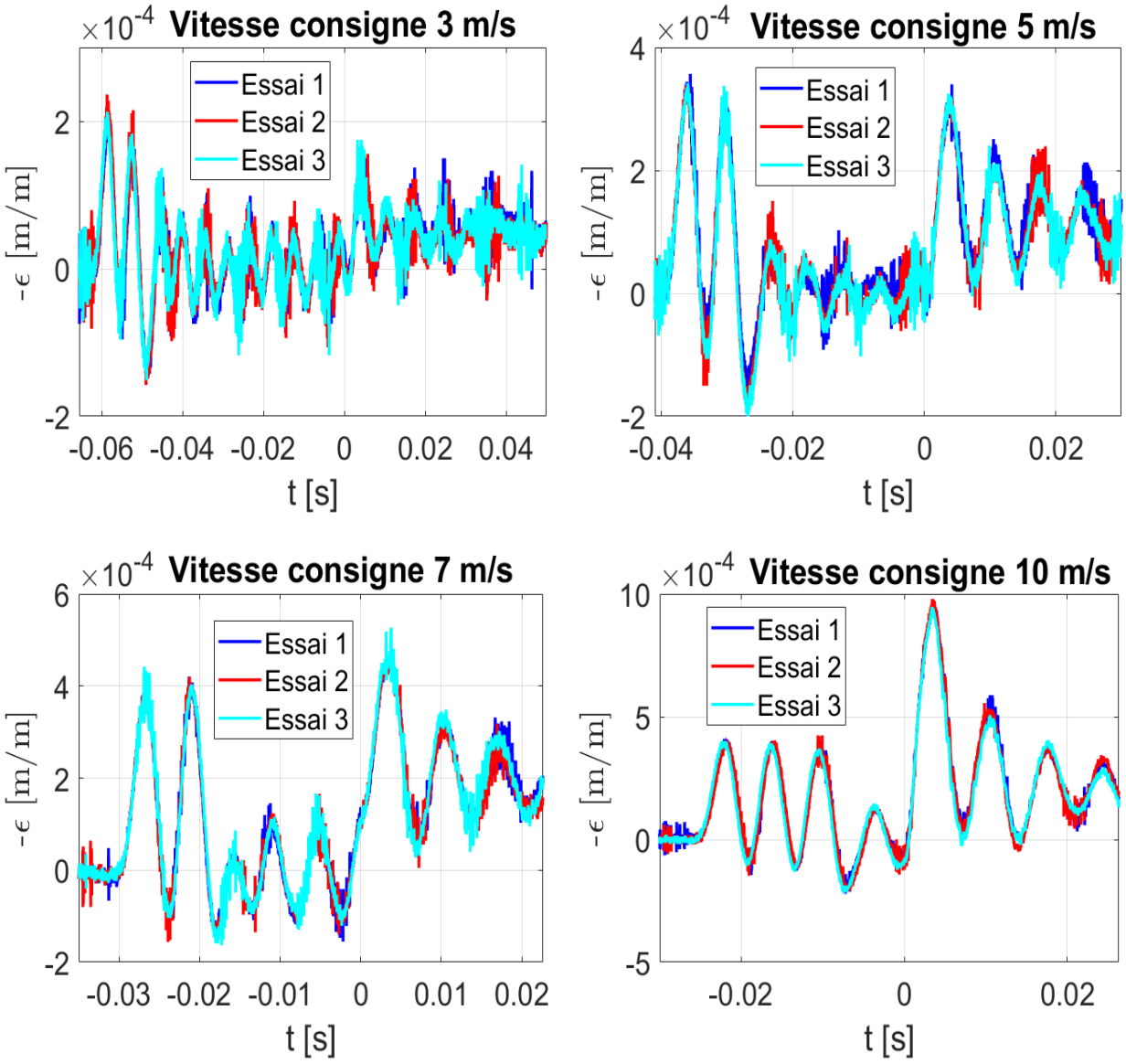


FIGURE B.14 – Mesures des signaux de déformation en J_1 pour quatre vitesses de consigne différentes dans le cas de la configuration inclinée.

Signaux d'effort

Les figures B.15, B.16 et B.17 présentent l'ensemble des mesures des signaux d'effort sur le tube dans le cas de la configuration horizontale respectivement pour les vitesses de consigne de 3 m/s, 5 m/s et 10 m/s. Les figures B.18, B.19 et B.20 présentent ces mêmes signaux dans le cas de la configuration inclinée.

Ces figures mettent en exergue le fait qu'on observe une très bonne répétabilité des mesures d'effort dans le cas de la configuration horizontale. Cependant, dans la configuration inclinée, seule le cas de la vitesse de consigne de 10 m/s montre une très bonne répétabilité (le cas à 5 m/s présente un décalage entre les valeurs d'efforts des différents

essais plus ou moins important dans la phase d'impact, avant l'impact du mors).

D'autre part, l'impact assez rapide du mors dans la configuration horizontale biaise la comparaison des mesures d'effort avec les prédictions théoriques pour cette configuration. Au chapitre 4, la comparaison entre les prédictions du modèle théorique et les mesures expérimentales ne portera que sur la configuration inclinée (phase entre l'impact du tube et l'impact du mors) pour laquelle on a une entrée progressive du tube dans l'eau. En particulier, le cas de la vitesse de consigne de 10 m/s sera présentée.

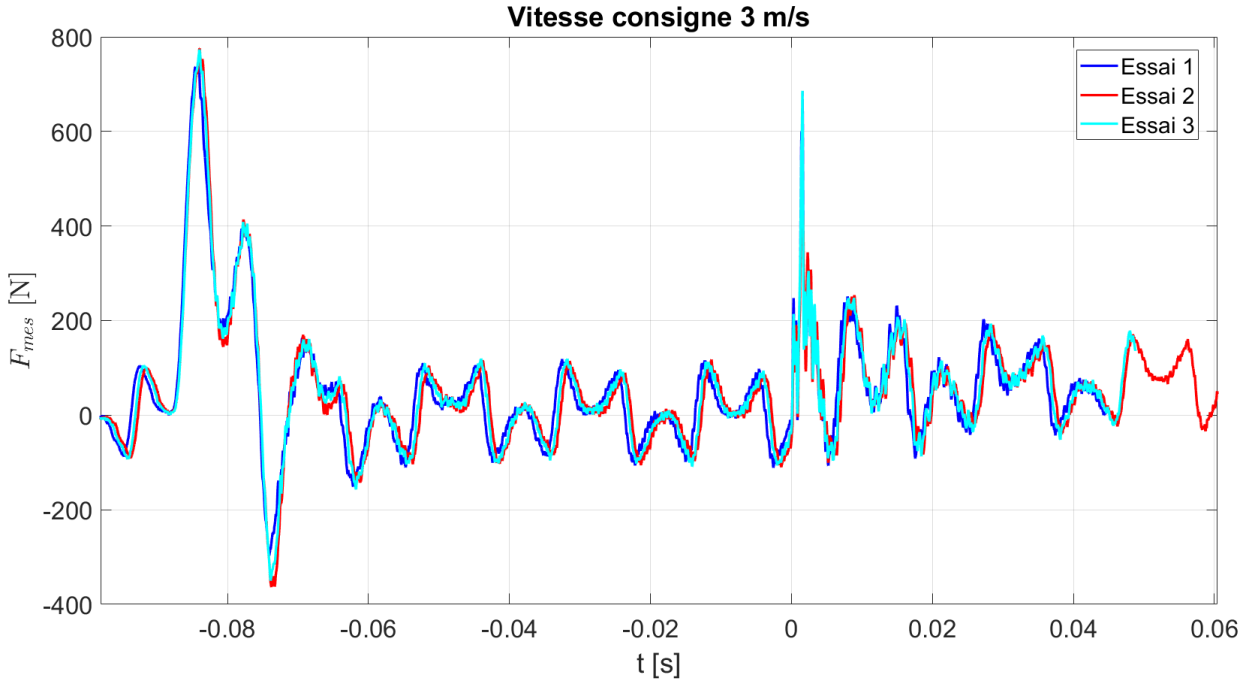


FIGURE B.15 – Mesures des signaux d'effort sur le tube pour l'ensemble des essais dans le cas de la configuration horizontale pour la vitesse de consigne de 3 m/s.

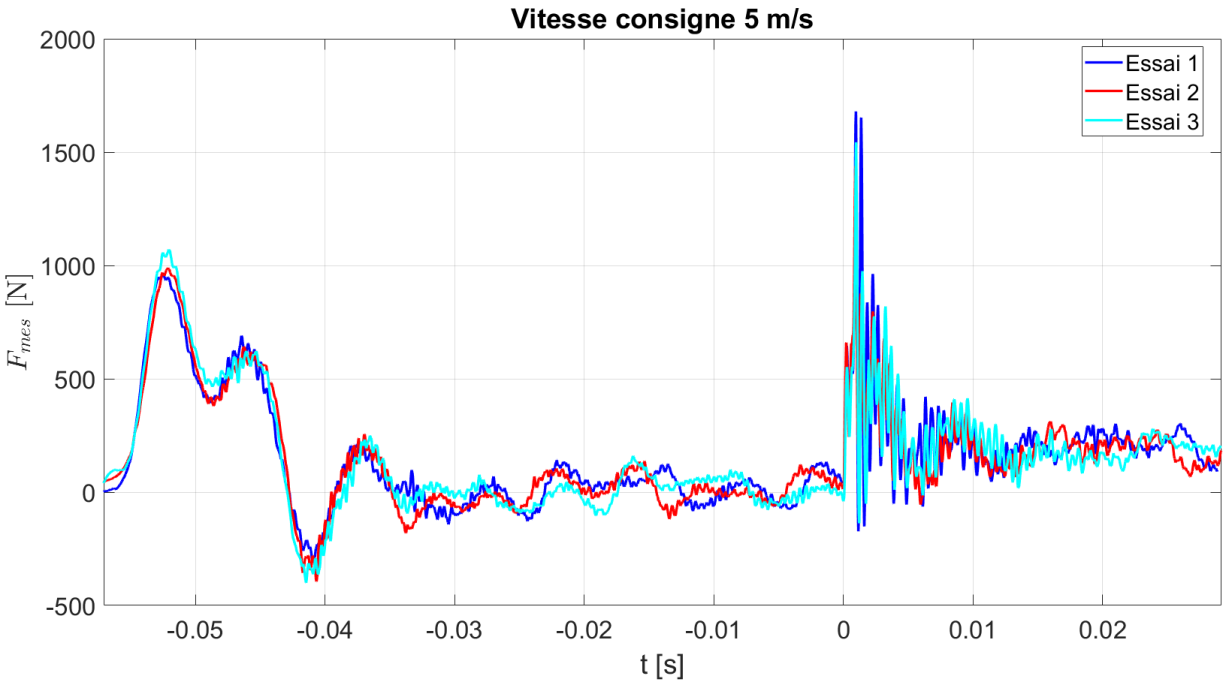


FIGURE B.16 – Mesures des signaux d'effort sur le tube pour l'ensemble des essais dans le cas de la configuration horizontale pour la vitesse de consigne de 5 m/s.

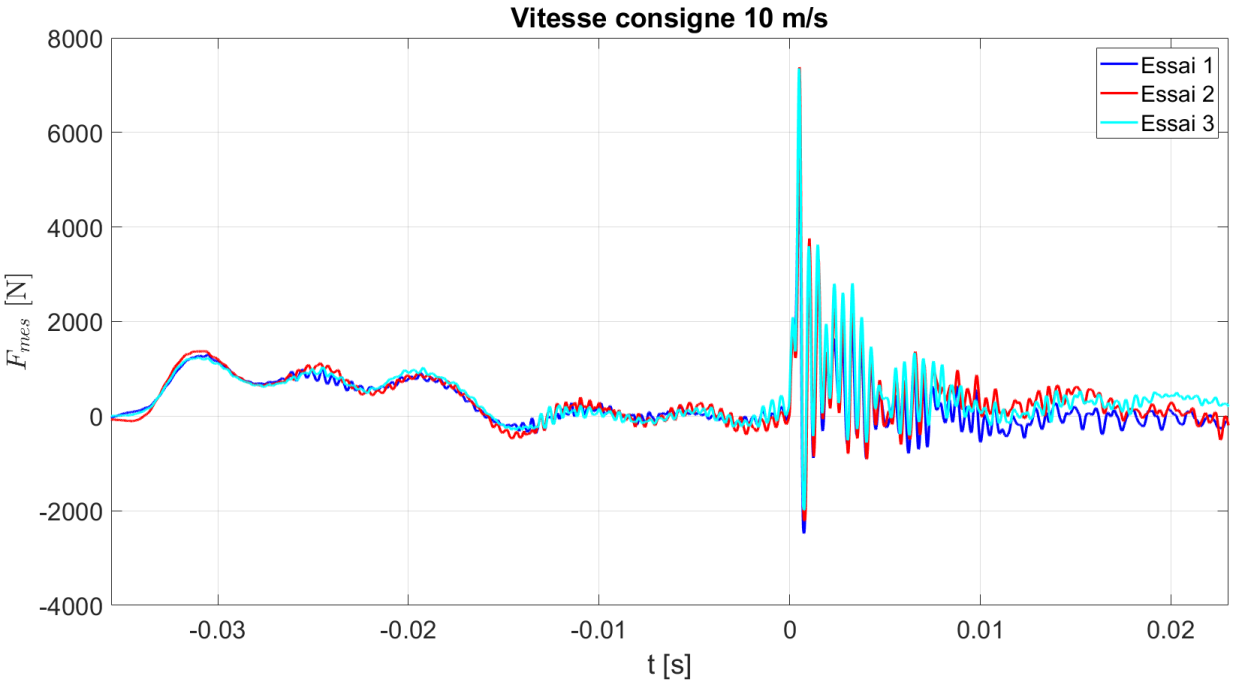


FIGURE B.17 – Mesures des signaux d'effort sur le tube pour l'ensemble des essais dans le cas de la configuration horizontale pour la vitesse de consigne de 10 m/s.

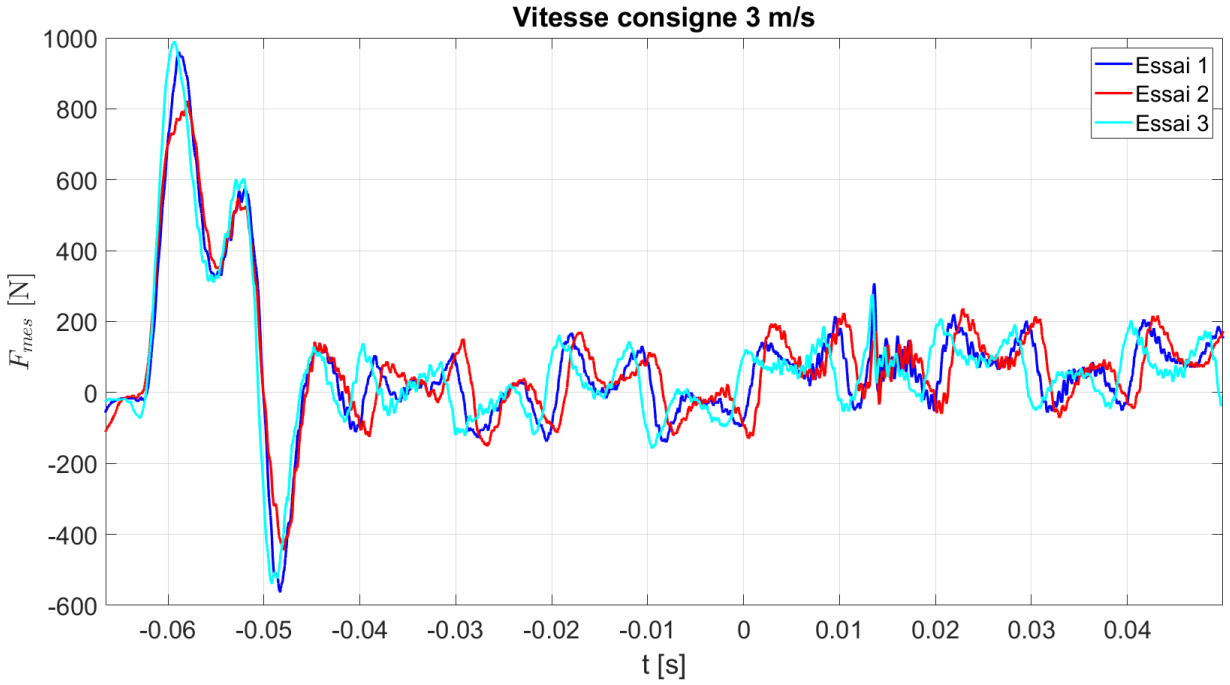


FIGURE B.18 – Mesures des signaux d'effort sur le tube pour l'ensemble des essais dans le cas de la configuration inclinée pour la vitesse de consigne de 3 m/s.

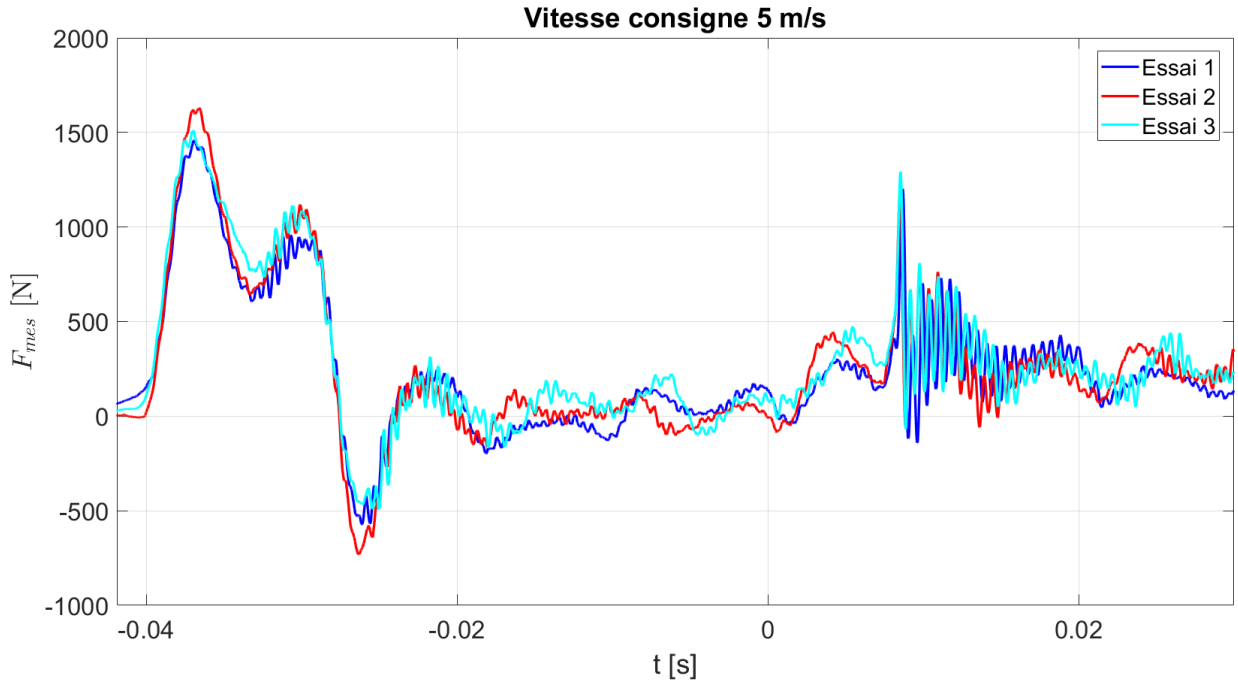


FIGURE B.19 – Mesures des signaux d'effort sur le tube pour l'ensemble des essais dans le cas de la configuration inclinée pour la vitesse de consigne de 5 m/s.

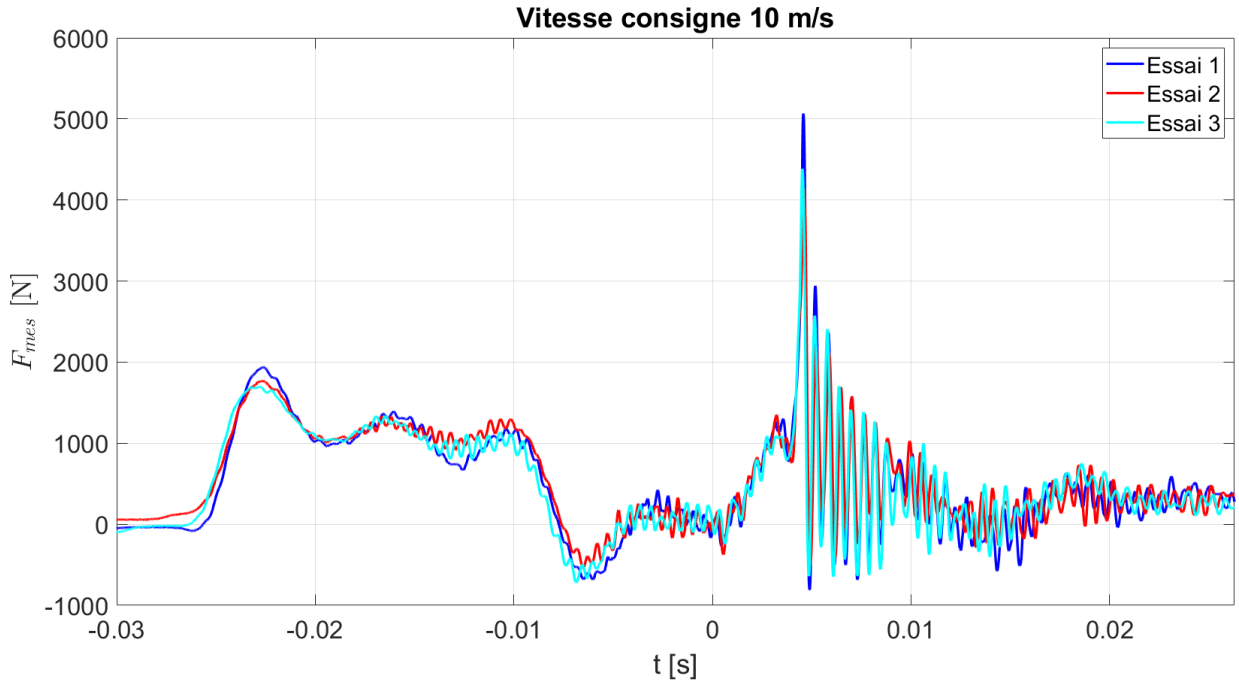


FIGURE B.20 – Mesures des signaux d'effort sur le tube pour l'ensemble des essais dans le cas de la configuration inclinée pour la vitesse de consigne de 10 m/s.

B.6 Figures sur la symétrie des essais (signaux de déformation)

Les figures B.21, B.22 et B.23 présentent l'évolution des signaux de déformation en J_1, J_{1s} ainsi que de la moyenne des signaux en J_1 et J_{1s} respectivement pour les vitesses de consignes de 3 m/s, 5 m/s et 10 m/s dans le cas de la configuration horizontale (tube en aluminium). Les figures B.24, B.25 et B.26 présentent les mêmes signaux dans le cas de la configuration inclinée. Les valeurs moyennes des vitesses de pénétration considérées pour chaque figure sont données au dessus de celle-ci.

Dans la configuration horizontale, on observe une symétrie satisfaisante entre les signaux de déformation en J_1 et ceux en J_{1s} avec un écart relatif plus ou moins importante entre la valeur de déformation maximale en J_1 et celle en J_{1s} pour les vitesses de pénétration moyenne de 5.11 m/s et 8.32 m/s. Cet écart peut s'expliquer par une asymétrie dans la position des jauges (légère inclinaison d'une jauge par rapport à l'axe de la fibre principal) ou bien par le fait que la surface libre n'est pas parfaitement au repos. Afin d'avoir des signaux représentatifs de la déformation en J_1, la comparaison des résultats des mesures de cette configuration aux prédictions du modèle semi-analytique va se faire avec la moyenne des signanx de déformation expérimentale en J_1 et J_{1s}.

Dans la configuration inclinée, on observe une très bonne symétrie entre les signaux de déformation en J_1 et ceux en J_{1s}. Toutefois, pour rester cohérent avec les résultats présentés pour la configuration horizontale, les comparaisons des résultats expérimentaux avec

les prédictions du modèle semi-analytique dans cette configuration se feront également avec la moyenne des signaux de déformation expérimentale en J_1 et J_{1s}.

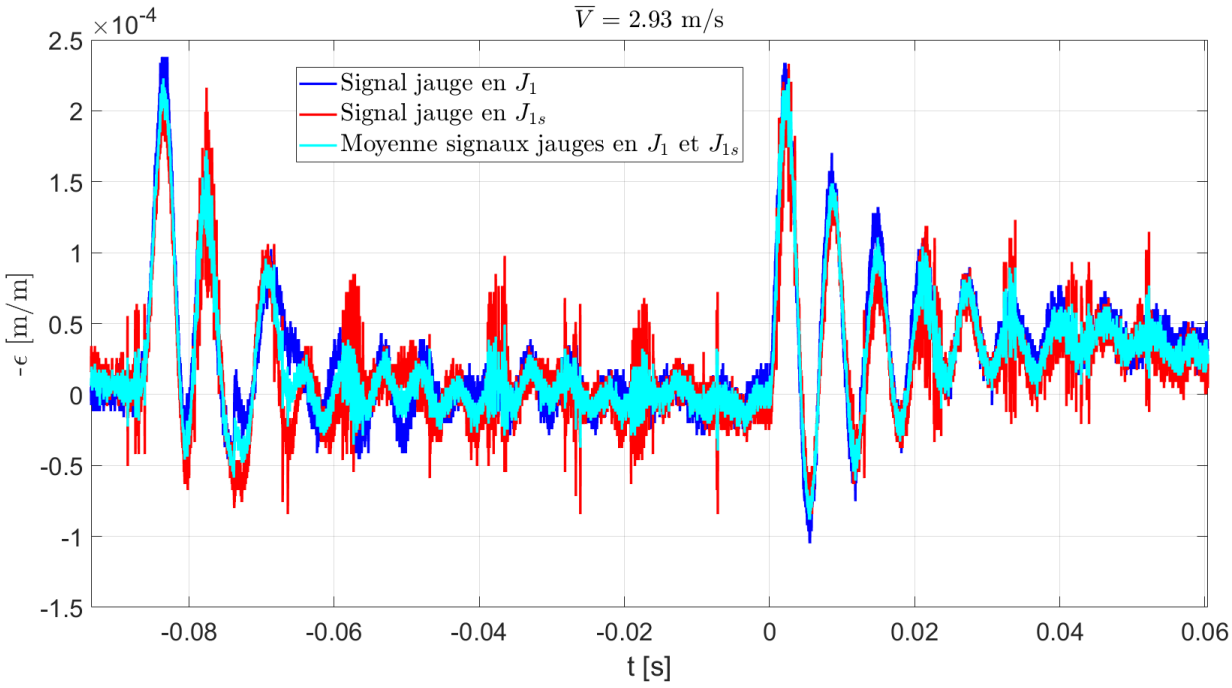


FIGURE B.21 – Mesures des signaux de jauge en J_1 sur tube dans le cas de la configuration horizontale pour la vitesse de pénétration moyenne de 2.93 m/s.

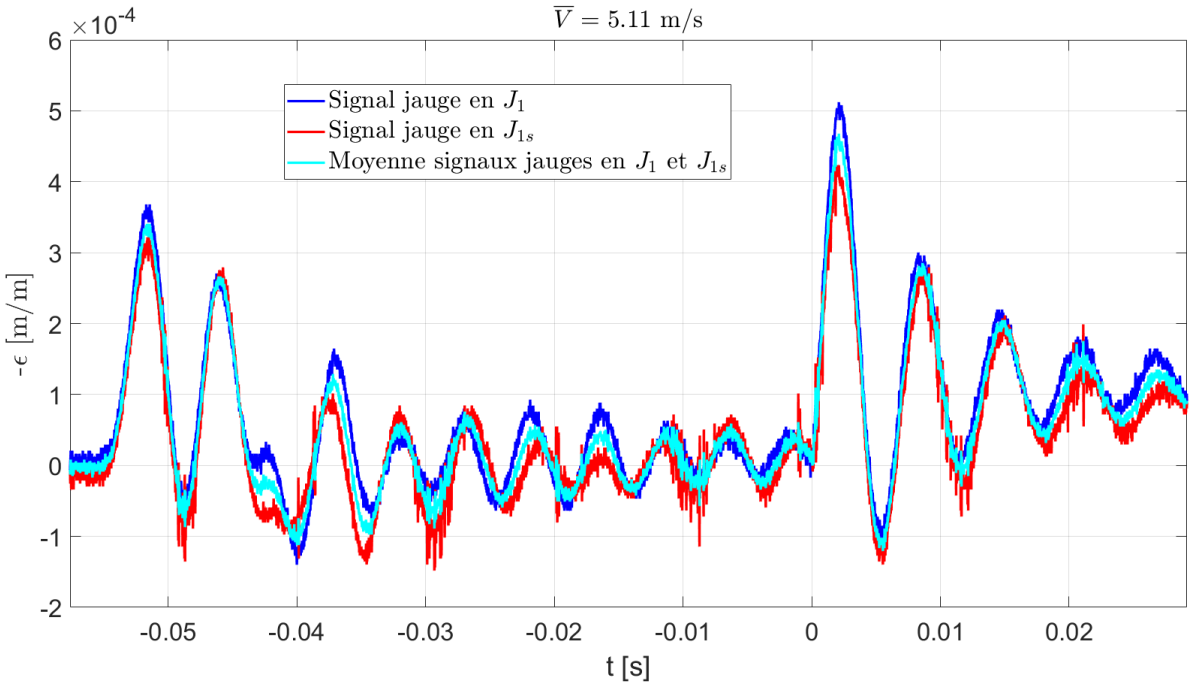


FIGURE B.22 – Mesures des signaux de jauge en J_1 sur tube dans le cas de la configuration horizontale pour la vitesse de pénétration moyenne de 5.11 m/s.

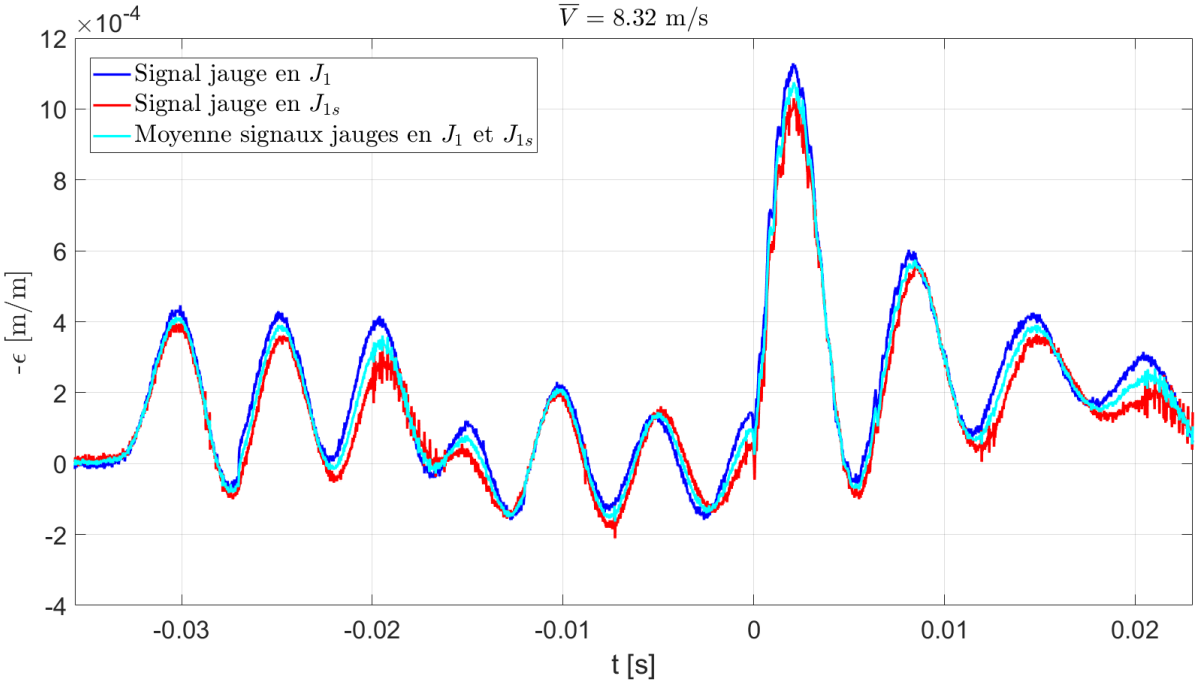


FIGURE B.23 – Mesures des signaux de jauge en J_1 sur tube dans le cas de la configuration horizontale pour la vitesse pénétration moyenne de 8.32 m/s.

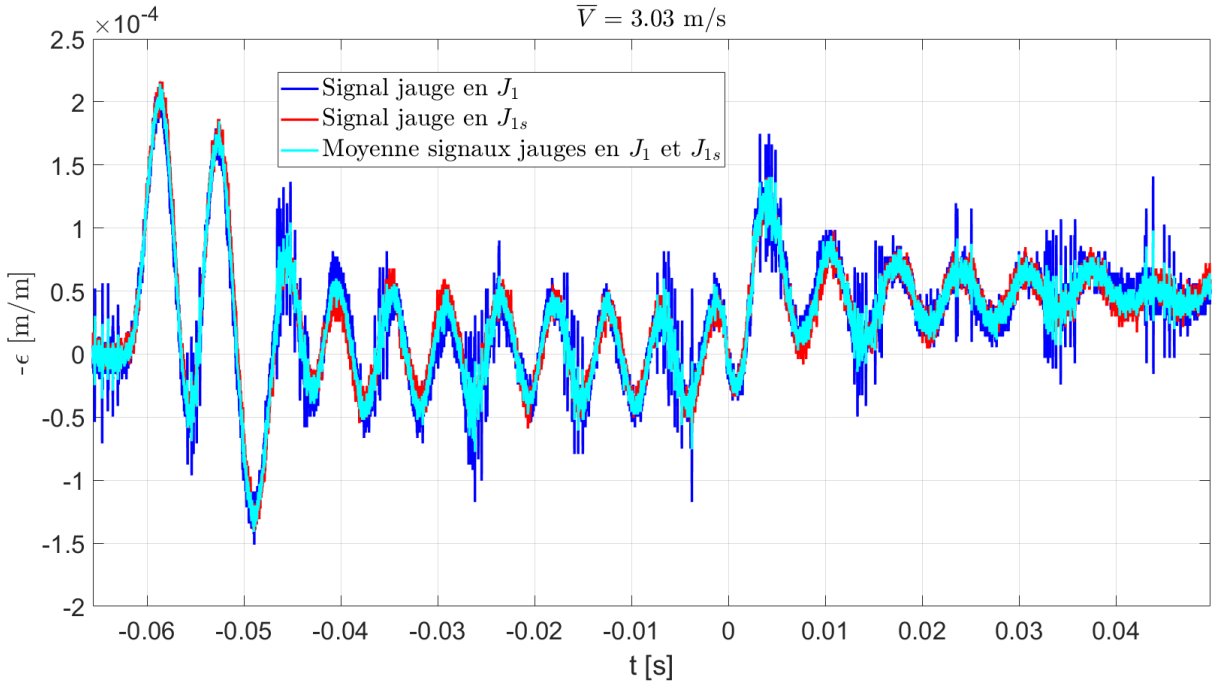


FIGURE B.24 – Mesures des signaux de jauge en J_1 sur tube dans le cas de la configuration inclinée pour la vitesse de pénétration moyenne de 3.03 m/s.

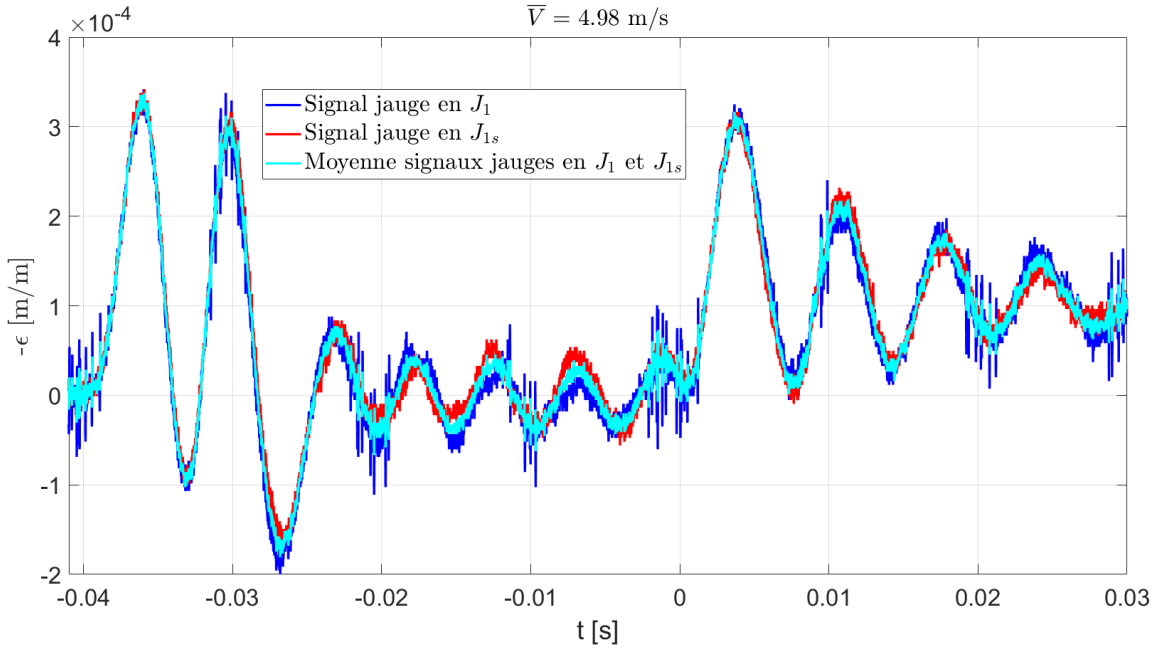


FIGURE B.25 – Mesures des signaux de jauge en J_1 sur tube dans le cas de la configuration inclinée pour la vitesse de pénétration moyenne de 4.98 m/s.

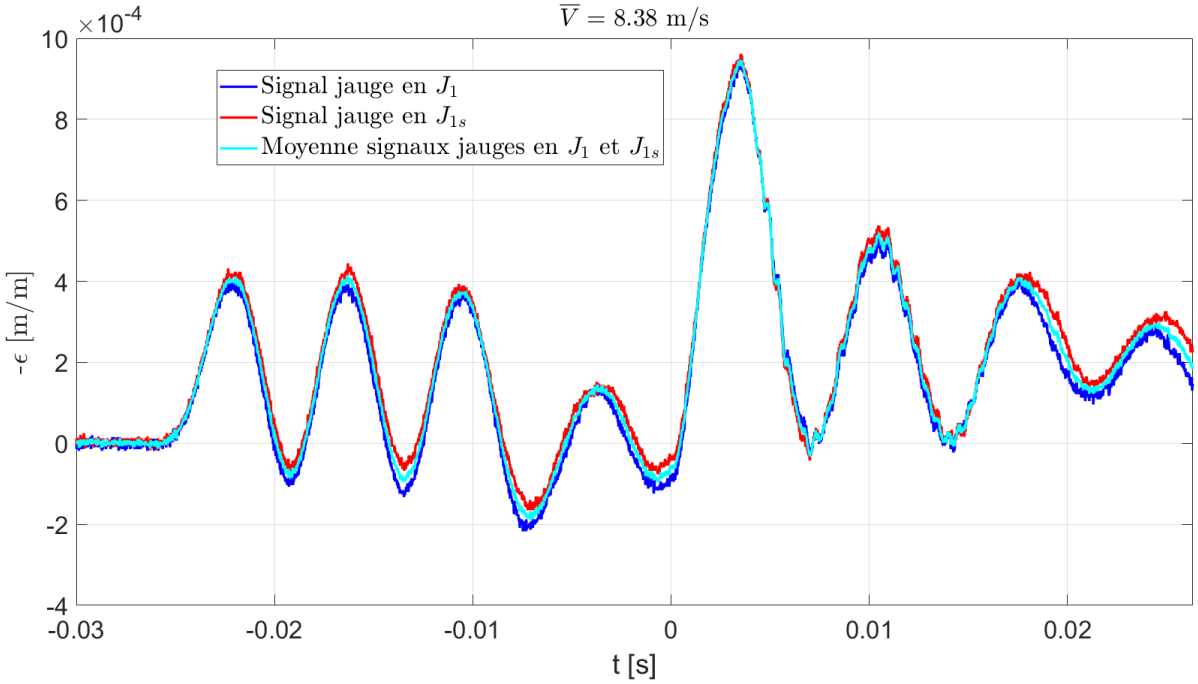


FIGURE B.26 – Mesures des signaux de jauge en J_1 sur tube dans le cas de la configuration inclinée pour la vitesse de pénétration moyenne de 8.38 m/s.

B.7 Signaux de déformation en J_1 dans la phase pré-impact (tube horizontal)

Les figures B.27, B.28 et B.29 présentent les signaux de déformation en J_1 (cas du tube horizontal) mesurée expérimentalement et prédit théoriquement (pour une valeur du paramètre $\tau_R = 9.2$ et sans amortissement structurel) dans la phase pré-impact. Les figures présentent les essais 2 des vitesses de consigne 3 m/s, 5 m/s et 10 m/s.

On observe une bonne correspondance entre les extrema des signaux expérimentaux et ceux du modèle théorique pour cette valeur du paramètre τ_R. Cela montre que la valeur choisie décrit de manière satisfaisante les conditions aux limites au niveau du mors.

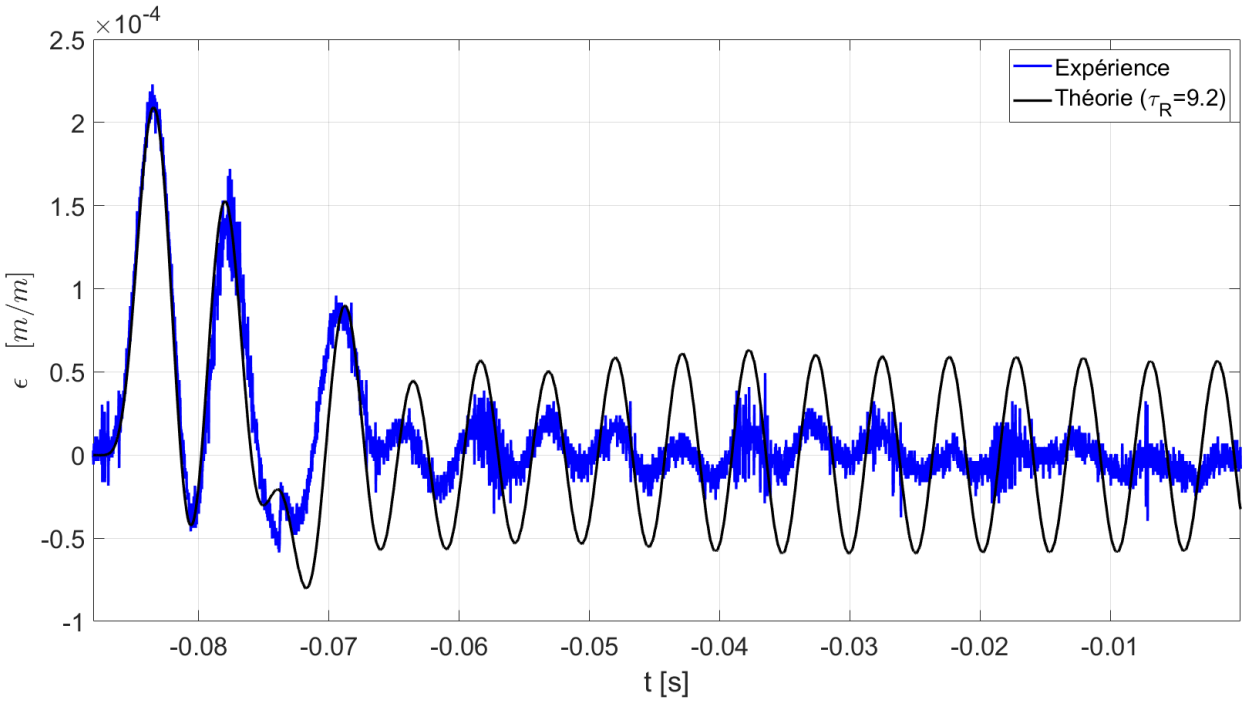


FIGURE B.27 – Évolution des signaux de déformation du tube horizontal en J_1 dans la phase pré-impact. La courbe en bleu représente la mesure expérimentale et celle en noire la prédiction théorique pour une valeur du paramètre $\tau_R = 9.2$ (sans amortissement structurel). Le cas représenté est l'essai 2 de la vitesse de consigne 3 m/s.

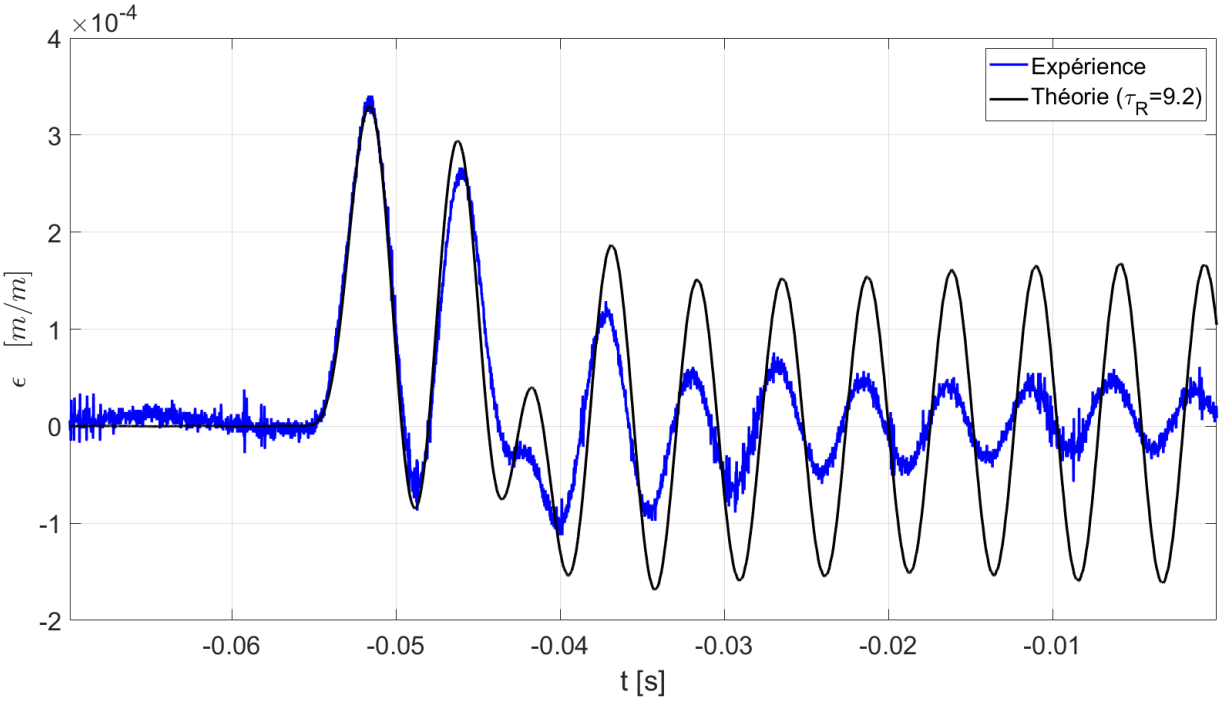


FIGURE B.28 – Évolution des signaux de déformation du tube horizontal en J_1 dans la phase pré-impact. La courbe en bleu représente la mesure expérimentale et celle en noire la prédiction théorique pour une valeur du paramètre $\tau_R = 9.2$ (sans amortissement structurel). Le cas représenté est l'essai 2 de la vitesse de consigne 5 m/s.

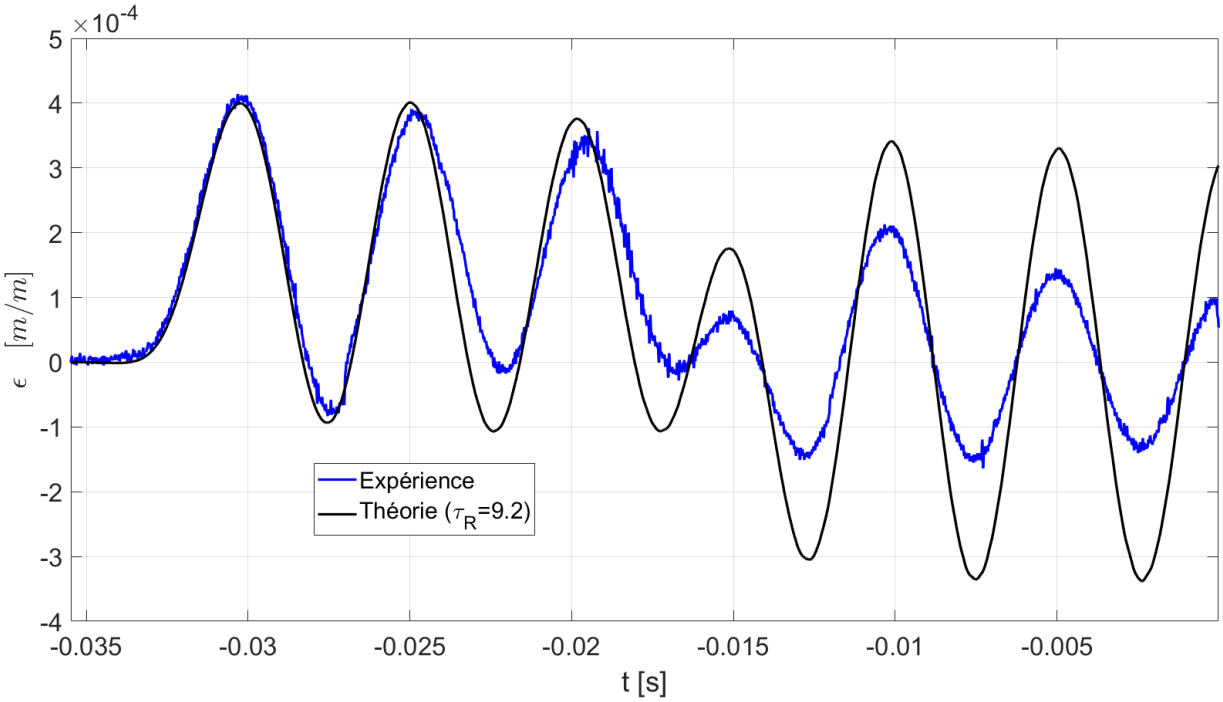


FIGURE B.29 – Évolution des signaux de déformation du tube horizontal en J_1 dans la phase pré-impact. La courbe en bleu représente la mesure expérimentale et celle en noire la prédiction théorique pour une valeur du paramètre $\tau_R = 9.2$ (sans amortissement structurel). Le cas représenté est l'essai 2 de la vitesse de consigne 10 m/s.

Bibliographie

Aarsnes, J. (1994). An experimental investigation of the effect of structural elasticity on slamming loads and structural response. *Technical Report, MARINTEK A/S*.

Abrahamsen, B. C., Grytten, F., Hellan, Ø., Søreide, T. H., and Faltinsen, O. M. (2023). Hydroelastic response of concrete shells during impact on calm water. *Journal of Fluids and Structures*, 116 :103804.

Abrate, S. (2011). Hull slamming. *Applied Mechanics Reviews*, 64(6) :060803.

Aerteen, G. (1968). Laboring of ships in rough seas, with special emphasis on the fast ship. In *Commemorative Proc. of the Diamond Jubilee International Meeting*. SNAME.

Ali-Lavroff, J., Davis, M., Holloway, D., and Thomas, G. (2010). Slamming of high-speed catamarans in severe sea conditions investigated by hydroelastic segmented model experiments. *University of Tasmania*.

Aquelet, N., Souli, M., and Olovsson, L. (2006). Euler–lagrange coupling with damping effects : Application to slamming problems. *Computer methods in applied mechanics and engineering*, 195(1-3) :110–132.

Arhan, M. and Deleuil, G. (1978). Experimental study of the impact of horizontal cylinders on a water surface. In *Offshore Technology Conference*, pages OTC–3107. OTC.

Ashley, S. (2001). Warp drive underwater. *Scientific American*, 284(5) :70–79.

Bagnold, R. (1939). Interim report on wave-pressure research.(includes plates and photographs). *Journal of the Institution of Civil Engineers*, 12(7) :202–226.

Battistin, D. and Iafrati, A. (2003). Hydrodynamic loads during water entry of two-dimensional and axisymmetric bodies. *Journal of fluids and structures*, 17(5) :643–664.

Battley, M. A., Allen, T. D., Pehrson, P., Stenius, I., and Rosén, A. (2009). Effects of panel stiffness on slamming responses of composite hull panels. In *17th International Conference on Composite Materials, ICCM-17 ; Edinburgh ; United Kingdom ; 27 July 2009 through 31 July 2009*, pages 1–11.

Bereznitski, A. (2001). Slamming : the role of hydroelasticity. *International Shipbuilding Progress*, 48(4) :333–351.

Bishop, R., Chalmers, D., and Price, W. (1986a). The dynamic characteristics of unsymmetrical ship structures. *Royal Institution of Naval Architects Transactions*, 128.

Bishop, R., Clarke, J., and Price, W. (1984). Comparison of full scale and predicted responses of two frigates in a severe weather trial. *Royal Institution of Naval Architects Transactions*, 126.

Bishop, R., Price, W., and Tam, P. (1977). Unified dynamic analysis of ship response to waves. *Naval Architect*, (6).

Bishop, R., Price, W., and Temarel, P. (1985). A hypothesis concerning the disastrous failure of the onomichi-maru. *Royal Institution of Naval Architects Transactions*, 127.

Bishop, R. E. and Price, W. G. (1979). *Hydroelasticity of ships*. Cambridge University Press.

Bishop, R. E. D., Price, W. G., and Wu, Y. (1986b). A general linear hydroelasticity theory of floating structures moving in a seaway. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences*, 316(1538) :375–426.

Bisplinghoff, R. and Doherty, C. (1952). Some studies of the impact of vee wedges on a water surface. *Journal of the Franklin Institute*, 253(6) :547–561.

Brady, T., Bachman, R., Donnelly, M., and Griggs, D. (2004). Hsv-2 swift instrumentation and technical trials plan. *Naval Surface Warfare Center*.

Branch, M. A. I. (2008). Report on the investigation of the structural failure of msc napoli english channel on 18 january 2007. *(No Title)*.

Breder, J. (2005). Experimental testing of slamming pressure on a rigid marine panel. *MEng Thesis, Royal Institute of Technology, Stockholm*.

Buchner, B. (2002). *Green water on ship-type offshore structures*. PhD thesis, Delft University of Technology Delft, The Netherlands.

Bullock, G., Crawford, A., Hewson, P., Walkden, M., and Bird, P. (2001). The influence of air and scale on wave impact pressures. *Coastal Engineering*, 42(4) :291–312.

Byrne, B. W. and Houlsby, G. T. (2003). Foundations for offshore wind turbines. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 361(1813) :2909–2930.

Camilleri, J., Taunton, D. J., and Temarel, P. (2015). Slamming impact loads on high-speed craft sections using two-dimensional modelling. In *Proceedings of the 5th International Conference on Marine Structures (MARSTRUCT 2015)*, Southampton, United Kingdom. CRC Press / Taylor & Francis Group.

Campbell, I. and Weynberg, P. (1980). *Measurement of parameters affecting slamming*. University of Southampton, Department of Aeronautics and Astronautics.

Chen, X., Wu, Y., Cui, W., and Tang, X. (2003). Nonlinear hydroelastic analysis of a moored floating body. *Ocean Engineering*, 30(8) :965–1003.

Chen, X.-j., Wu, Y.-s., Cui, W.-c., and Jensen, J. J. (2006). Review of hydroelasticity theories for global response of marine structures. *Ocean Engineering*, 33(3-4) :439–457.

Chen, X.-j., Wu, Y.-s., Cui, W.-c., and Shen, Q. (2002). Second order nonlinear hydroelastic analyses of floating bodies-theory. *Journal of Ship Mechanics*, 6(4) :33–44.

Chuang, S.-L. (1967). Experiments on slamming of wedge-shaped bodies. *Journal of Ship Research*, 11(03) :190–198.

Chuang, S.-L. (1969). Theoretical investigations on slamming of cone-shaped bodies. *Journal of Ship Research*, 13(04) :276–283.

Chun, K. (1972). Free vibration of a beam with one end spring-hinged and the other free.

Cointe, R. and Armand, J.-L. (1987). Hydrodynamic impact analysis of a cylinder. *Journal of offshore mechanics and Arctic engineering*, 109(3) :237–243.

Colicchio, G., Greco, M., Miozzi, M., Lugni, C., et al. (2009). Experimental and numerical investigation of the water-entry and water-exit of a circular cylinder. In *24th International Workshop on Water Waves and Floating Bodies*, pages 19–22.

Constantinescu, A. (2006). *Modélisation 2D de l'impact d'une structure sur l'eau : initiation de l'endommagement*. PhD thesis, Brest.

Dallinga, R. (2006). Bow flare slamming of container ships and its impact on operational reliability. In *Proc. Conf. Design and Operation of Container Ships, London, 22–23 November 2006*. Royal Institution of Naval Architects (RINA) London, UK.

Dalrymple, R. A. (2003). Smoothed particle hydrodynamics for naval hydrodynamics. In *Proceedings of the 18th International Workshop on Water Waves and Floating Bodies (IWWWFB)*, Le Croisic, France. IWWWFB Committee.

De Backer, G., Vantorre, M., Beels, C., De Pré, J., Victor, S., De Rouck, J., Blommaert, C., and Van Paepegem, W. (2009). Experimental investigation of water impact on axisymmetric bodies. *Applied Ocean Research*, 31(3) :143–156.

Dobrovol'Skaya, Z. (1969). On some problems of similarity flow of fluid with a free surface. *Journal of Fluid Mechanics*, 36(4) :805–829.

Donguy, B. (2002). *Etude de l'interaction fluide structure lors de l'impact hydrodynamique*. PhD thesis, Nantes.

Duclaux, V., Caillé, F., Duez, C., Ybert, C., Bocquet, L., and Clanet, C. (2007). Dynamics of transient cavities. *Journal of Fluid Mechanics*, 591 :1–19.

Duez, C., Ybert, C., Barentin, C., Cottin-Bizonne, C., and Bocquet, L. (2008). Dynamics of fakir liquids : from slip to splash. *Journal of adhesion science and technology*, 22(3-4) :335–351.

Duez, C., Ybert, C., Clanet, C., and Bocquet, L. (2007). Making a splash with water repellency. *Nature physics*, 3(3) :180–183.

EDF (2024). Produire une énergie respectueuse du climat. https://www.edf.fr/groupe-edf/produire-une-energie-respectueuse-du-climat.

El Malki Alaoui, A., Nême, A., and Scolan, Y.-M. (2015). Experimental investigation of hydrodynamic loads and pressure distribution during a pyramid water entry. *Journal of Fluids and Structures*, 54 :925–935.

El Malki Alaoui, A., Nême, A., Tassin, A., and Jacques, N. (2012). Experimental study of coefficients during vertical water entry of axisymmetric rigid shapes at constant speeds. *Applied Ocean Research*, 37 :183–197.

Elhimer, M., Alaoui, A. E. M., Gabillet, C., and Jacques, N. (2022). Measurements of pressure during the forced water entry of a cone into pure and aerated water. *Journal of Fluids and Structures*, 113 :103605.

Elhimer, M., Jacques, N., Alaoui, A. E. M., and Gabillet, C. (2017). The influence of aeration and compressibility on slamming loads during cone water entry. *Journal of Fluids and Structures*, 70 :24–46.

Faltinsen, O. (1993). *Sea loads on ships and offshore structures*, volume 1. Cambridge university press.

Faltinsen, O., Kjaerland, O., Nøttveit, A., and Vinje, T. (1977). Water impact loads and dynamic response of horizontal circular cylinders in offshore structures. In *Offshore Technology Conference*, pages OTC–2741. OTC.

Faltinsen, O. and Zhao, R. (1998). Water entry of ship sections and axisymmetric bodies. In *High Speed Body Motion in Water*, volume 827.

Faltinsen, O. M. (1997). The effect of hydroelasticity on ship slamming. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 355(1724) :575–591.

Faltinsen, O. M. (1999). Water entry of a wedge by hydroelastic orthotropic plate theory. *Journal of ship research*, 43(03) :180–193.

Faltinsen, O. M. (2000). Hydroelastic slamming. *Journal of Marine Science and Technology*, 5 :49–65.

Faltinsen, O. M. (2017). Slamming. *Encyclopedia of Maritime and Offshore Engineering*, pages 1–12.

Faltinsen, O. M. and Timokha, A. N. (2009). *Sloshing*. Cambridge University Press, Cambridge, UK, 1st edition.

Farge, M. et al. (1992). Wavelet transforms and their applications to turbulence. *Annual review of fluid mechanics*, 24(1) :395–458.

Faulkner, D. (2001). Survival design of cargo hatch structures. In *Proceedings of RINA Conference Design and Operation for Abnormal Conditions II London, United Kingdom*.

Fekken, G. (2004). *Numerical simulation of free-surface flow with moving rigid bodies*. Phd thesis, University of Groningen, Groningen, The Netherlands.

Furuno (2025). Navire marine marchande. https://www.furuno.fr/navire-marine-marchande.

Gie, T. S. (1969). Observations made on board of dutch merchant ships. *International Shipbuilding Progress*, 16(181) :259–276.

Gingold, R. A. and 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.

Gorshkov, A. and Vakalov, G. (1980). Penetration of an elastic wedge into an incompressible liquid. *Prikladnaia Mekhanika*, 16 :115–120.

Granick, N. and Stern, J. E. (1965). Material damping of aliminum by a resonant-dwell technique. Technical report.

Greco, M., Landrini, M., and Faltinsen, O. (2004). Impact flows and loads on ship-deck structures. *Journal of Fluids and Structures*, 19(3) :251–275.

Greenhow, M. (1987). Wedge entry into initially calm water. *Applied Ocean Research*, 9(4) :214–223.

Greenhow, M. (1988). Water-entry and-exit of a horizontal circular cylinder. *Applied Ocean Research*, 10(4) :191–198.

Greenhow, M. and Lin, W.-M. (1983). Nonlinear-free surface effects : experiments and theory. Technical report.

Hans, S., Ibraim, E., Pernot, S., Boutin, C., and Lamarque, C.-H. (2000). Damping identification in multi-degree-of-freedom system via a wavelet-logarithmic decrement—part 2 : study of a civil engineering building. *Journal of Sound and Vibration*, 235(3) :375–403.

Hascoët, R. and Jacques, N. (2025). On the risk of fatigue failure of structural elements exposed to bottom wave slamming–impulse response regime. *Applied Ocean Research*, 154 :104411.

Hascoët, R., Jacques, N., Scolan, Y.-M., and Tassin, A. (2019). A two-dimensional analytical model of vertical water entry for asymmetric bodies with flow separation. *Applied Ocean Research*, 92 :101878.

Hascoët, R., Prevosto, M., Raillard, N., Jacques, N., and Tassin, A. (2021). Stochastic prediction of wave impact kinematics and loads for ship appendages. *arXiv preprint arXiv :2106.12238*.

Heller Jr, S. and Abramson, H. N. (1959). Hydroelasticity : a new naval science. *Journal of the American Society for Naval Engineers*, 71(2) :205–209.

Hermundstad, O. A., Aarsnes, J. V., and Moan, T. (1999). Linear hydroelastic analysis of high-speed catamarans and monohulls. *Journal of Ship Research*, 43(01) :48–63.

Hirdaris, S. and Temarel, P. (2009). Hydroelasticity of ships : recent advances and future trends. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part M : Journal of Engineering for the Maritime Environment*, 223(3) :305–330.

Hirt, C. W. and Nichols, B. D. (1981). Volume of fluid (vof) method for the dynamics of free boundaries. *Journal of computational physics*, 39(1) :201–225.

Howison, S., Ockendon, J., and Wilson, S. (1991). Incompressible water-entry problems at small deadrise angles. *Journal of Fluid Mechanics*, 222 :215–230.

Hulin, F. (2024). *Experimental study of the hydrodynamic loads generated by breaking wave impacts on floating offshore wind turbines*. PhD thesis, ENSTA Bretagne-École nationale supérieure de techniques avancées Bretagne.

Ibrahim, R. A. (2020). Assessment of breaking waves and liquid sloshing impact. *Nonlinear Dynamics*, 100(3) :1837–1925.

Jacobi, G., Thomas, G., Davis, M. R., and Davidson, G. (2014). An insight into the slamming behaviour of large high-speed catamarans through full-scale measurements. *Journal of Marine Science and Technology*, 19(1) :15–32.

Jacques, N., Constantinescu, A., Kerampran, S., and Nême, A. (2010). Comparaison de différentes approaches pour la simulation numérique d'impacts hydrodynamiques. *European Journal of Computational Mechanics/Revue Européenne de Mécanique Numérique*, 19(8) :743–770.

Jensen, J. J. and Pedersen, T. P. (1978). Wave-induced bending moments in ships–a quadratic theory. *Trans. Royal Institution of Naval Architects*, 121 :151–165. Available via ResearchGate.

Jiang, Z. (2021). Installation of offshore wind turbines : A technical review. *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 139 :110576.

Johannessen, S. R. (2012). Use of cfd to study hydrodynamic loads on free-fall lifeboats in the impact phase. : A verification and validation study. Master's thesis, Institutt for marin teknikk.

Kapsenberg, G. (2011). Slamming of ships : where are we now ? *Philosophical Transactions of the Royal Society A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 369(1947) :2892–2919.

Kashiwagi, M. (1996). Full-nonlinear simulations of hydrodynamic forces on a heaving two-dimensional body. *Journal of the Society of Naval Architects of Japan*, 1996(180) :373–381.

Kawakami, M., Michimoto, J.-i., and Kobayashi, K. (1977). Prediction of long-term whipping vibration stress due to slamming of large full ship in rough seas. *International Shipbuilding Progress*, 24(272) :83–110.

Khabakhpasheva, T., Kim, Y., and Korobkin, A. (2014). Generalised wagner model of water impact by numerical conformal mapping. *Applied Ocean Research*, 44 :29–38.

Khabakhpasheva, T. and Korobkin, A. (2013). Elastic wedge impact onto a liquid surface : Wagner's solution and approximate models. *Journal of Fluids and Structures*, 36 :32–49.

Khabakhpasheva, T., Korobkin, A., and Malenica, S. (2024). Water entry of an elastic conical shell. *Journal of Fluid Mechanics*, 980 :A34.

Kjeldsen, S. P., Tørum, A., and Dean, R. G. (1986). Wave forces on vertical piles caused by 2-and 3-dimensional breaking waves. In *Coastal Engineering 1986*, pages 1929–1942.

Kleefsman, K., Fekken, G., Veldman, A., Iwanowski, B., and Buchner, B. (2005). A volume-of-fluid based simulation method for wave impact problems. *Journal of computational physics*, 206(1) :363–393.

Korobkin, A. (1992). Blunt-body impact on a compressible liquid surface. *Journal of Fluid Mechanics*, 244 :437–453.

Korobkin, A. (1994). Blunt-body impact on the free surface of a compressible liquid. *Journal of Fluid Mechanics*, 263 :319–342.

Korobkin, A. (2004). Analytical models of water impact. *European Journal of Applied Mathematics*, 15(6) :821–838.

Korobkin, A. and Pukhnachov, V. (1988). Initial stage of water impact. *Annual review of fluid mechanics*, 20 :159–185.

Kvalsvold, J. and Faltinsen, O. (1993). Hydroelastic modelling of slamming against wetdecks. In *8th Intern. Workshop on Water Waves and Floating Bodies, Saint Johns, Canada.*

Kvalsvold, J. and Faltinsen, O. M. (1995). Hydroelastic modeling of wet deck slamming on multihull vessels. *Journal of ship research*, 39(03) :225–239.

Lacey, P. and Chen, H. (1995). Improved passage planning using weather forecasting, maneuvering guidance, and instrumentation feedback. *Marine technology and SNAME news*, 32(01) :1–19.

Lamarque, C.-H., Pernot, S., and Cuer, A. (2000). Damping identification in multi-degree-of-freedom systems via a wavelet-logarithmic decrement—part 1 : Theory. *Journal of Sound and Vibration*, 235(3) :361–374.

Landrini, M. (2003). Sloshing in 2-d flows by the sph method. In *The 18th International Conference on Numerical Ship Hydromechanics, September 22-25, 2003, Busan, Korea.*

Landweber, L. and Macagno, M. (1967). Added masses of two-dimensional forms by conformal mapping. *Journal of Ship Research*, 11(02) :109–116.

Larsen, E. (2013). Impact loads on circular cylinders. Master's thesis, Institutt for marin teknikk.

Le, T.-P. and Argoul, P. (2004). Continuous wavelet transform for modal identification using free decay response. *Journal of sound and vibration*, 277(1-2) :73–100.

Lee, M., Longoria, R., and Wilson, D. (1997). Cavity dynamics in high-speed water entry. *Physics of Fluids*, 9(3) :540–550.

Leidecker, H. (1996). *Elastic Moduli and Damping of Vibrational Modes of Aluminum/Silicon Carbide Composite Beams*, volume 104626. National Aeronautics and Space Administration, Goddard Space Flight Center.

Lewis, S. G., Hudson, D. A., Turnock, S. R., and Taunton, D. J. (2010). Impact of a free-falling wedge with water : synchronized visualization, pressure and acceleration measurements. *Fluid Dynamics Research*, 42(3) :035509.

Lilly, J. M. (2017). Element analysis : A wavelet-based method for analysing time-localized events in noisy time series. *Proceedings of the Royal Society A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 473(2200) :20160776.

Lin, M.-C. and Shieh, L.-D. (1997). Flow visualization and pressure characteristics of a cylinder for water impact. *Applied Ocean Research*, 19(2) :101–112.

Logvinovich, G. (1969). Hydrodynamics of flows with free boundaries. *Kyiv : Naukova Dumka*, page 215.

Lopes, T. and Troymann, A. (1989). Experimental study of springing vibration in ships. In *International Symposium on Practical Design of Ships and Mobile Units (PRADS), 4th.*

Lucy, L. B. (1977). A numerical approach to the testing of the fission hypothesis. *Astronomical Journal, vol. 82, Dec. 1977, p. 1013-1024.*, 82 :1013–1024.

Ma, Z., Causon, D., Qian, L., Mingham, C., Mai, T., Greaves, D., and Raby, A. (2016). Pure and aerated water entry of a flat plate. *Physics of Fluids*, 28(1).

Mackey, A. (1979). A mathematical model of water entry. Technical report.

Malenica, Š., Korobkin, A. A., Scolan, Y.-M., Gueret, R., Gazzola, T., Mravak, Z., and Chen, X. (2006). Hydroelastic impacts in the tanks of lng carriers. In *4th International Conference on Hydroelasticity in Marine Technology*, volume 4, pages 1–4.

Malenica, S., Seng, S., Diebold, L., Scolan, Y., Korobkin, A., and Khabakhpasheva, T. (2022). On three dimensional hydroelastic impact. In *Proc. of 9th Int. Conf. on Hydroetasticity in Marine Tech*, pages 89–100.

Maurizi, M., Rossi, R., and Reyes, J. (1976). Vibration frequencies for a uniform beam with one end spring-hinged and subjected to a translational restraint at the other end. *Journal of Sound and Vibration*, 48(4) :565–568.

Mei, X., Liu, Y., and Yue, D. K. (1999). On the water impact of general two-dimensional sections. *Applied Ocean Research*, 21(1) :1–15.

Meyerhoff, W. K. (1970). Added masses of thin rectangular plates calculated from potential theory. *Journal of Ship Research*, 14(02) :100–111.

Mitsuyasu, H. (1966). Shock pressure of breaking wave. In *Coastal Engineering 1966*, pages 268–283.

Modaressi-Tehrani, K., Rakheja, S., and Sedaghati, R. (2006). Analysis of the overturning moment caused by transient liquid slosh inside a partly filled moving tank. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part D : Journal of Automobile Engineering*, 220(3) :289–301.

Molin, B. (2022). *Offshore Structure Hydrodynamics*. Cambridge University Press.

Molin, B., Cointe, R., and Fontaine, E. (1996). On energy arguments applied to the slamming force. In *Proceedings of the 11th Int. Workshop of Water Waves and Floating Bodies, Hamburg, Germany*, pages 162–165.

Monaghan, J. J. and Kos, A. (1999). Solitary waves on a cretan beach. *Journal of waterway, port, coastal, and ocean engineering*, 125(3) :145–155.

Monaghan, J. J., Kos, A., and Issa, N. (2003). Fluid motion generated by impact. *Journal of waterway, port, coastal, and ocean engineering*, 129(6) :250–259.

Morvan, A. (2019). *Impact sur le pont mouillé d'un navire SWATH pour la maintenance des éoliennes offshore*. PhD thesis, Brest, École nationale supérieure de techniques avancées Bretagne.

Muzaferija, S. (1999). A two-fluid navier-stokes solver to simulate water entry. In *Proceedings of 22nd symposium on naval architecture, 1999*, pages 638–651. National Academy Press.

Newman, J. (1977). Marine hydrodynamics,. *The MIT Press Cambridge, MA*.

Nichols, B., Hirt, C., and Hotchkiss, R. (1980). Sola-vof : A solution algorithm for transient fluid flow with multiple free boundaries. Technical report, Los Alamos National Lab.(LANL), Los Alamos, NM (United States).

Nøttveit, A. (1975). En undersøkelse av slagaktige påkjenninger fra bølger på horisontale stag på bore-og produksjonsplattformer. *Divison of Port and Ocean Engineering. NTNU, Trondheim*.

Oger, G., Doring, M., Alessandrini, B., and Ferrant, P. (2006). Two-dimensional sph simulations of wedge water entries. *Journal of computational physics*, 213(2) :803–822.

Oliver, J. (2002). Water entry and related problems. *University of Oxford ; Mathematical Institute*.

Paulsen, B. T., de Sonneville, B., van der Meulen, M., and Jacobsen, N. G. (2019). Probability of wave slamming and the magnitude of slamming loads on offshore wind turbine foundations. *Coastal Engineering*, 143 :76–95.

Payne, P. R. (1993). The spray sheets produced during vertical wedge impact and steady planing. *Ocean engineering*, 20(3) :247–261.

Peregrine, D. and Thais, L. (1996). The effect of entrained air in violent water wave impacts. *Journal of Fluid Mechanics*, 325 :377–397.

Peseux, B., Gornet, L., and Donguy, B. (2005). Hydrodynamic impact : numerical and experimental investigations. *Journal of fluids and structures*, 21(3) :277–303.

Plesset, M. S. and Prosperetti, A. (1977). Bubble dynamics and cavitation. *Annual review of fluid mechanics*, 9 :145–185.

Popov, G. (1991). *Dynamics of liquid sloshing in road containers*. PhD thesis, Concordia University.

Price, W. and Temarel, P. (1982). The influence of hull flexibility in the antisymmetric dynamic behaviour of ships in waves. *International Shipbuilding Progress*, 29(340) :318–326.

Qian, L., Causon, D. M., Mingham, C. G., and Ingram, D. M. (2006). A free-surface capturing method for two fluid flows with moving bodies. *Proceedings of the Royal Society A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 462(2065) :21–42.

Qin, Z. and Batra, R. (2009). Local slamming impact of sandwich composite hulls. *International journal of Solids and Structures*, 46(10) :2011–2035.

Ranganathan, R. (1990). *Stability analysis and directional response characteristics of heavy vehicles carrying liquid cargo*. PhD thesis, Concordia University.

Richard, Y. (2021). *Études numériques et expérimentales des impacts hydrodynamiques primaires et secondaires lors du tossage de sections de carènes*. PhD thesis, ENSTA Bretagne-École nationale supérieure de techniques avancées Bretagne.

RTE (2022). Futurs énergétiques 2050. https://www.rte-france.com/analyses-tendances-et-prospectives/bilan-previsionnel-2050-futurs-energetiques.

Santos, F., Temarel, P., and Soares, C. G. (2009). Modal analysis of a fast patrol boat made of composite material. *Ocean engineering*, 36(2) :179–192.

Sayeed, T. M., Peng, H., and Veitch, B. (2010). Experimental investigation of slamming loads on a wedge. In *Proceedings, International Conference on Marine Technology, MARTEC, Dhaka*.

Scolan, Y.-M. (2004). Hydroelastic behaviour of a conical shell impacting on a quiescent-free surface of an incompressible liquid. *Journal of Sound and Vibration*, 277(1-2) :163–203.

Scolan, Y.-M. and Korobkin, A. A. (2001). Three-dimensional theory of water impact. part 1. inverse wagner problem. *Journal of Fluid Mechanics*, 440 :293–326.

Seddon, C. and Moatamedi, M. (2006). Review of water entry with applications to aerospace structures. *International Journal of Impact Engineering*, 32(7) :1045–1067.

Seng, S. (2012). Slamming and whipping analysis of ships.

Seng, S., Jensen, J. J., and Pedersen, P. T. (2012). Numerical prediction of slamming loads. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part M : Journal of Engineering for the Maritime Environment*, 226(2) :120–134.

Senjanović, I., Ćatipović, I., and Tomašević, S. (2007). Coupled flexural and torsional vibrations of ship-like girders. *Thin-walled structures*, 45(12) :1002–1021.

Senjanović, I., Vladimir, N., Tomić, M., Hadžić, N., and Malenica, Š. (2014). Some aspects of structural modelling and restoring stiffness in hydroelastic analysis of large container ships. *Ships and Offshore Structures*, 9(2) :199–217.

Shams, A., Zhao, S., and Porfiri, M. (2017). Hydroelastic slamming of flexible wedges : Modeling and experiments from water entry to exit. *Physics of Fluids*, 29(3).

Shiffman, M. and Spencer, D. (1951). The force of impact on a cone striking a water surface (vertical entry). *Communications on pure and applied mathematics*, 4(4) :379–417.

Silva, M. C., Vitola, M. A., Esperança, P. d. T. T., and Sphaier, S. H. (2018). Wave force on a partially submerged fixed horizontal circular cylinder. In *International Conference on Offshore Mechanics and Arctic Engineering*, volume 51265, page V07AT06A042. American Society of Mechanical Engineers.

Slavič, J., Simonovski, I., and Boltežar, M. (2003). Damping identification using a continuous wavelet transform : application to real data. *Journal of Sound and Vibration*, 262(2) :291–307.

Sollied (1976). Student project. *Division of ship hydrodynamics. NTNU, Trondheim.*

Staszewski, W. (1997). Identification of damping in mdof systems using time-scale decomposition. *Journal of sound and vibration*, 203(2) :283–305.

Storhaug, G. (2007). Experimental investigation of wave induced vibrations and their effect on the fatigue loading of ships. *Fakultet for ingeniørvitenskap og teknologi.*

Sun, H. (2007). A boundary element method applied to strongly nonlinear wave-body interaction problems. *Fakultet for ingeniørvitenskap og teknologi.*

Sun, H. and Faltinsen, O. M. (2006). Water impact of horizontal circular cylinders and cylindrical shells. *Applied Ocean Research*, 28(5) :299–311.

Sun, Z., Sui, X.-p., Korobkin, A., Zou, L., and Zong, Z. (2022). Slamming force decomposition with gravity effect. *Journal of Fluids and Structures*, 114 :103694.

Tassin, A. (2010). *Modélisation tridimensionnelle d'impacts hydrodynamiques pour l'´ étude du tossage des bulbes d'´ étrave*. PhD thesis, Université de Bretagne occidentale-Brest.

Tassin, A., Hulin, F., and Jacques, N. (2024). A direct multimode method for the reduction of vibration induced oscillations on force signals during "pseudo-rigid" water impact experiments. *Journal of Sound and Vibration*, 581 :118378.

Tassin, A., Jacques, N., Alaoui, A. E. M., Nême, A., and Leblé, B. (2012). Hydrodynamic loads during water impact of three-dimensional solids : Modelling and experiments. *Journal of Fluids and Structures*, 28 :211–231.

Tassin, A., Korobkin, A., and Cooker, M. (2014). On analytical models of vertical water entry of a symmetric body with separation and cavity initiation. *Applied Ocean Research*, 48 :33–41.

Temarel, P. (1980). *Unified dynamic analysis of antisymmetric response of ships to waves.* PhD thesis, University College London (University of London).

Ten, I., Malenica, Š., and Korobkin, A. (2011). Semi-analytical models of hydroelastic sloshing impact in tanks of liquefied natural gas vessels. *Philosophical Transactions of the Royal Society A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 369(1947) :2920–2941.

Tenzer, M., Moctar, O. E., and Schellin, T. E. (2015). Experimental investigation of impact loads during water entry. *Ship Technology Research*, 62(1) :47–59.

Thomas, G., Winkler, S., Davis, M., Holloway, D., Matsubara, S., Lavroff, J., and French, B. (2011). Slam events of high-speed catamarans in irregular waves. *Journal of marine science and technology*, 16(1) :8–21.

Torrence, C. and Compo, G. P. (1998). A practical guide to wavelet analysis. *Bulletin of the American Meteorological society*, 79(1) :61–78.

Truscott, T. T., Epps, B. P., and Belden, J. (2014). Water entry of projectiles. *Annual review of fluid mechanics*, 46(1) :355–378.

Truscott, T. T. and Techet, A. H. (2009). A spin on cavity formation during water entry of hydrophobic and hydrophilic spheres. *Physics of Fluids*, 21(12).

Tveitnes, T., Fairlie-Clarke, A., and Varyani, K. (2008). An experimental investigation into the constant velocity water entry of wedge-shaped sections. *Ocean Engineering*, 35(14-15) :1463–1478.

UNCTAD (2024). étude 2024 sur les transports maritimes. https://unctad.org/fr/publication/etude-sur-le-transport-maritime-2024.

Van Nuffel, D., Vepa, K., De Baere, I., Degrieck, J., De Rouck, J., and Van Paepegem, W. (2013). Study on the parameters influencing the accuracy and reproducibility of dynamic pressure measurements at the surface of a rigid body during water impact. *Experimental mechanics*, 53(2) :131–144.

Van Nuffel, D., Vepa, K., De Baere, I., Lava, P., Kersemans, M., Degrieck, J., De Rouck, J., and Van Paepegem, W. (2014). A comparison between the experimental and theoretical impact pressures acting on a horizontal quasi-rigid cylinder during vertical water entry. *Ocean Engineering*, 77 :42–54.

von Karman, T. (1929). The impact on seaplane floats during landing. *National Advisory Committee on Aeronautics*.

Von Kerczek, C. and Tuckk, E. (1969). The representation of ship hulls by conformal mapping functions. *Journal of Ship Research*, 13(04) :284–298.

Wagner, H. (1932). Uber stoss-und gleitvorgange an der oberflache von flussigkeiten. *Z. Angew. Math. Mech. 12*, pages 193–215.

Wang, J., Faltinsen, O. M., and Lugni, C. (2019). Unsteady hydrodynamic forces of solid objects vertically entering the water surface. *Physics of Fluids*, 31(2).

Wang, J., Lugni, C., and Faltinsen, O. M. (2015a). Analysis of loads, motions and cavity dynamics during freefall wedges vertically entering the water surface. *Applied Ocean Research*, 51 :38–53.

Wang, S. and Guedes Soares, C. (2017). Review of ship slamming loads and responses. *Journal of Marine Science and Application*, 16(4) :427–445.

Wang, S., Karmakar, D., Guedes Soares, C., and Santos, T. (2015b). Hydroelastic impact due to longitudinal compression on transient vibration of a horizontal elastic plate. *Maritime Technology and Engineering, Taylor & Francis Group, London*, pages 1073–1079.

Wang, S., Xiang, G., and Soares, C. G. (2021). Assessment of three-dimensional effects on slamming load predictions using openfoam. *Applied Ocean Research*, 112 :102646.

Watanabe, I. (1986). Theoretical investigation on the wave impact loads on ships. In *Symposium on Naval Hydrodynamics, 16th*.

Wei, Z. and Hu, C. (2014). An experimental study on water entry of horizontal cylinders. *Journal of Marine Science and Technology*, 19 :338–350.

Wei, Z. and Hu, C. (2015). Experimental study on water entry of circular cylinders with inclined angles. *Journal of Marine Science and Technology*, 20(4) :722–738.

Weiland, C. and Vlachos, P. P. (2012). Time-scale for critical growth of partial and super-cavitation development over impulsively translating projectiles. *International Journal of Multiphase Flow*, 38(1) :73–86.

Wen, X., Ong, M. C., and Yin, G. (2023). On the three-dimensional effects of the water entry of wedges. *Applied Ocean Research*, 138 :103649.

Whelan, J. R. (2004). *Wetdeck slamming of high-speed catamarans with a centre bow*. PhD thesis, University of Tasmania.

Wikipédia (2025). Méthaniers à sphères. https://fr.wikipedia.org/wiki/Methanier.

Wu, Y. (1984). *Hydroelasticity of floating bodies.* PhD thesis, University of Brunel.

Xia, J. and Wang, Z. (1997). Time-domain hydroelasticity theory of ships responding to waves. *Journal of ship research*, 41(04) :286–300.

Xu, G., Duan, W., and Wu, G. (2008). Numerical simulation of oblique water entry of an asymmetrical wedge. *Ocean Engineering*, 35(16) :1597–1603.

Xu, G.-d. and Duan, W.-Y. (2009). Review of prediction techniques on hydrodynamic impact of ships. *Journal of Marine Science and Application*, 8(3) :204–210.

Yanni, H. (2022). Modal parameter identification using the continuous wavelet transform. Msc thesis, National Technical University of Athens, Athens, Greece.

Yettou, E.-M., Desrochers, A., and Champoux, Y. (2006). Experimental study on the water impact of a symmetrical wedge. *Fluid Dynamics Research*, 38(1) :47.

Zhang, J. and Wang, H. (2022). Development of offshore wind power and foundation technology for offshore wind turbines in china. *Ocean Engineering*, 266 :113256.

Zhao, R. and Faltinsen, O. (1993). Water entry of two-dimensional bodies. *Journal of fluid mechanics*, 246 :593–612.

Zhao, R., Faltinsen, O., and Aarsnes, J. (1996). Water entry of arbitrary two-dimensional sections with and without flow separation. In *Proceedings of the 21st symposium on naval hydrodynamics*, pages 408–423.

Zhu, X. (2006). Application of the CIP method to strongly nonlinear wave-body interaction problems. *Fakultet for ingeniørvitenskap og teknologi*.

COLLEGES BRETAGNE LOIRE SCIENCES POUR L'INGENIEUR ET LE NUMERIQUE

ENSTA INSTITUT POLYTECHNIQUE DE PARIS

Titre : Etudes expérimentale et théorique de la réponse hydroélastique de structures tubulaires métalliques suite à un impact hydrodynamique

Mots clés : Hydroélasticité, tossage, dynamique des structures, amortissement hydrodynamique, théorie de Wagner, décomposition modale

Résumé : L'impact hydrodynamique entre une structure et un liquide constitue un problème fortement non linéaire, marqué par un couplage complexe entre la dynamique structurale et l'écoulement fluide. Selon les conditions d'impact, la réponse de la structure peut relever de régimes impulsionnels, dynamiques ou quasi-statiques, rendant la modélisation délicate et limitant les possibilités de généralisation. Bien que les outils numériques de type CFD soient aujourd'hui largement utilisés, leur validation reste encore incomplète pour ce type de phénomènes transitoires rapides. Dans ce contexte, le développement de modèles semi-analytiques et la production de données expérimentales pour des configurations simples dans des conditions contrôlées représente un enjeu important. Le présent travail de thèse s'inscrit dans cette démarche en étudiant la réponse hydroélastique de tubes cylindriques élancés soumis à un impact hydrodynamique sur une surface libre au repos, avec une vitesse imposée et un angle d'impact arbitraire. Une approche semi-analytique originale est proposée, elle repose sur un modèle de poutre d'Euler–Bernoulli couplé à un modèle d'impact de type Wagner. Le chargement hydrodynamique est traité par une méthode des tranches. Dans cette approche, l'effort est exprimé en fonction de la déflexion, de la vitesse et de l'accélération de la structure, en s'appuyant sur le modèle de Logvinovich modifié, étendu grâce au concept de prolongement par corps fictif pour prendre en compte la séparation de l'écoulement. La résolution du problème d'impact repose sur une décomposition modale, ce qui permet d'analyse les mécanismes de couplage hydroélastique, en particulier l'amortissement hydrodynamique. Le modèle est confronté à une campagne expérimentale menée avec la machine de choc hydraulique de l'ENSTA, pour des impacts horizontaux et inclinés. La comparaison détaillée entre mesures et simulations met en évidence à la fois la pertinence et les limites du modèle, les régimes de réponse observés et l'influence du couplage.

Title : Experimental and theoretical studies on the hydroelastic response of metallic tubular structures subjected to hydrodynamic impact

Keywords : Hydroelasticity, slamming, structural dynamics, hydrodynamic damping, Wagner's theory, modal decomposition

Abstract : Hydrodynamic impact between a structure and a liquid constitutes a strongly nonlinear problem, characterized by a complex coupling between structural dynamics and fluid flow. Depending on the impact conditions, the structural response may fall within impulsive, dynamic, or quasi-static regimes, which makes modeling challenging and limits the potential for generalization. Although computational fluid dynamics (CFD) tools are now widely used, their validation remains incomplete for such rapid transient events. In this context, the development of semi-analytical models and the generation of experimental data for simple configurations with well-controlled experimental conditions would be very helpful. The present doctoral work follows this approach by investigating the hydroelastic response of slender cylindrical tubes subjected to hydrodynamic impact on a quiescent free surface, with an imposed impact velocity and an arbitrary impact angle. An original semi-analytical approach is proposed, based on an Euler–Bernoulli beam model coupled with a Wagner-type impact model. The hydrodynamic loading is treated using a strip method. Within this framework, the impact force is expressed as a function of the structural deflection, velocity and acceleration, relying on a modified Logvinovich model extended with the fictitious body continuation concept to account for flow separation. The impact problem is solved using a modal decomposition approach, which enables a detailed analysis of the hydroelastic coupling mechanisms, particularly hydrodynamic damping. An experimental campaign has been conducted using the ENSTA hydraulic shock machine for both horizontal and inclined impacts. A detailed comparison between experimental measurements and theoretical predictions highlights the relevance and the limits of the proposed model, the observed response regimes, and the influence of fluid–structure coupling.