

Étude de similitude de l'impact à l'eau avec un impact solide

Sommaire

| | | |
|------------|---|------------|
| 4.1 | État de l'art | 58 |
| 4.1.1 | Impact à l'eau | 58 |
| 4.1.2 | Impact sur matériaux poreux | 67 |
| 4.1.3 | Impact avec flambement de structures tubulaires métalliques | 70 |
| 4.1.4 | Conclusion sur l'état de l'art | 74 |
| 4.2 | Identification des caractéristiques de l'impact à l'eau d'un cylindre . . | 75 |
| 4.2.1 | Modèles numériques d'impact à l'eau | 75 |
| 4.2.2 | Approche de Von Karman modifiée | 77 |
| 4.2.3 | Étude de l'impact sur eau d'un tube cylindrique horizontale déformable . . | 79 |
| 4.2.4 | Conclusion sur l'impact à l'eau d'un cylindre | 85 |
| 4.3 | Identification des caractéristiques de flambage dynamique de tube . . | 86 |
| 4.3.1 | Introduction | 86 |
| 4.3.2 | Simulations préliminaires de flambage dynamique sous impact | 86 |
| 4.3.3 | Étude du flambage dynamique symétrique et asymétrique sous impact d'un tube fragilisé : expériences et simulations | 89 |
| 4.3.4 | Conclusion et perspectives | 97 |
| 4.4 | Conclusion | 100 |

L'impact d'une structure solide dans un milieu est le siège d'un passage énergétique (voir la figure 1.8 du Chapitre 1). Cela se caractérise notamment par l'apparition d'une force ou d'une pression de contact qui évolue souvent sous forme d'un pic avec le temps ou le déplacement de l'impacteur. La forme de ce pic est caractéristique d'une absorption d'énergie. Il est possible d'amortir un impact par des dissipateurs d'énergie [Trad 2011] (par frottement, par déchirure, par flambement) ou par des absorbeurs énergétiques [Viot 2008] (matériaux poreux).

Dans ce chapitre, le système BELOCOPA est modélisé comme un tube cylindrique qui vient impacter latéralement de l'eau. Les similarités avec un impact sur une structure solide sont présentée. L'objectif visé dans ce chapitre est de dimensionner un programmeur d'impact [Lalanne 1999] qui reproduit l'effort subi par le cylindre pendant l'impact à l'eau afin de garantir la tenue des composants internes au système BELOCOPA pendant le crash.

Un programmeur d'impact est un système expérimental qui a pour but d'appliquer à l'impacteur un profil d'impact. Lalanne [Lalanne 1999] introduit cette notion dans le but de simuler un type de profil avec certains matériaux ou certains phénomènes mécaniques. Cela peut être réalisé en décélérant une pièce selon un certain profil, à l'aide d'une structure. (Figure 4.1).

Dans la section 4.1, une revue bibliographique de l'impact à l'eau, de l'impact sur tube avec flambage et de l'impact sur matériaux poreux est présentée.

Les caractéristiques (forme du pic de force, durée de pic,...) de l'impact latéral à l'eau du système BELOCOPA sont déterminées dans la section 4.2.

Pour reproduire le pic d'effort, il est décidé d'étudier le flambage dynamique sous impact de tubes en alliage d'aluminium de désignation 6060 T6¹ dans la section 4.3. Des simulations éléments finis du flambage dynamique sous impact et des essais sur puits de chute sont utilisés pour comprendre les mécanismes de déformation afin d'essayer de dimensionner un programmeur d'impact.

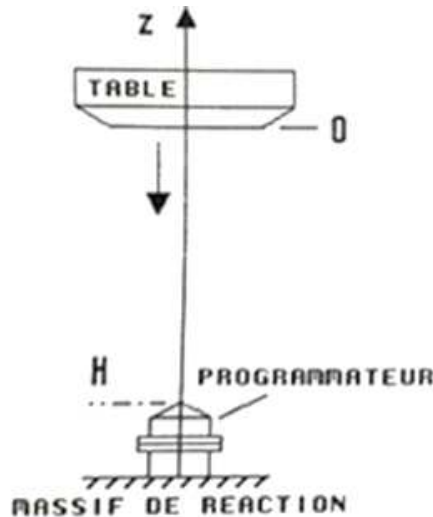


FIGURE 4.1 – Programmeur d'impact de Lalanne [Lalanne 1999]

4.1 État de l'art

Dans cette section, une revue bibliographique de l'impact à l'eau est proposée. Des essais, des modèles analytiques et numériques d'impact sont analysés. Du point de vue énergétique, l'eau peut être considérée comme un absorbeur ou un dissipateur énergétique. Il est donc décidé d'étudier les matériaux qui composent ces systèmes énergétiques dans la littérature [Trad 2011] [Viot 2008] à travers un état de l'art sur le flambage de tubes et sur les matériaux poreux.

4.1.1 Impact à l'eau

4.1.1.1 Revue expérimentale de l'impact à l'eau

L'approche expérimentale est la plus directe pour l'étude de l'impact à l'eau. La force d'impact et la pression en certain point de l'impacteur sont souvent relevées. Cela nécessite des capteurs de pression innovants. Un exemple est présenté par Portemont [Portemont 2004]. Dans cette section, les pics de force ou de pression sont quantifiés pour différents impacts à l'eau.

Les études expérimentales portent la plus part du temps sur l'impact de structures simples comme un cône [Tassin 2010] [Aquelet 2004] [Peseux 2005], un dièdre droit [Okada 2000] ou encore un cylindre [Greenhow 1983]. L'effort peut être relevé pendant l'impact. Pour Tassin (Figure 4.2 (a)), la force d'impact augmente avec le temps jusqu'à ce que le cône soit totalement immergé. La valeur du pic de force est de 50 kN pendant une durée de 4 ms (déplacement d'environ 80 mm). La pression de contact est aussi analysée. Dans l'étude de Aquelet (Figure 4.2 (b)),

1. Composition en pourcentage massique : base Al, 0,6% Si, 0,3% Fe, 0,1% Cu, 0,1% Mn, 0,6% Mg, 0,05% Cr, 0,15% Zn, 0,1% Ti

un pic de pression d'une valeur comprise entre 1,1 MPa et 2,5 MPa est observable. Sa durée est d'environ 1 ms. L'influence des angles de dièdre est étudiée par Okada [Okada 2000]. Il montre notamment la forme de l'évolution du pic de pression en fonction du temps. Pour un impact plan, ce pic a un temps de montée équivalent au temps de descente (Figure 4.3 (a.)). Pour un impact avec un dièdre, dont l'angle est supérieur à 0° , le temps de montée du pic de pression est faible devant le temps de descente (Figure 4.3 (b.)). D'autres essais d'impacts sur eau sont disponibles dans la littérature [Anghileri 2011] [Huera-Huarte 2011] [Constantinescu 2006] [Deletombe 2013a] [Caleyron 2013].

Toutes ces expériences sont difficiles à mettre en oeuvre. C'est pourquoi de nombreux modèles analytiques et numériques d'impact à l'eau sont proposés dans la littérature.

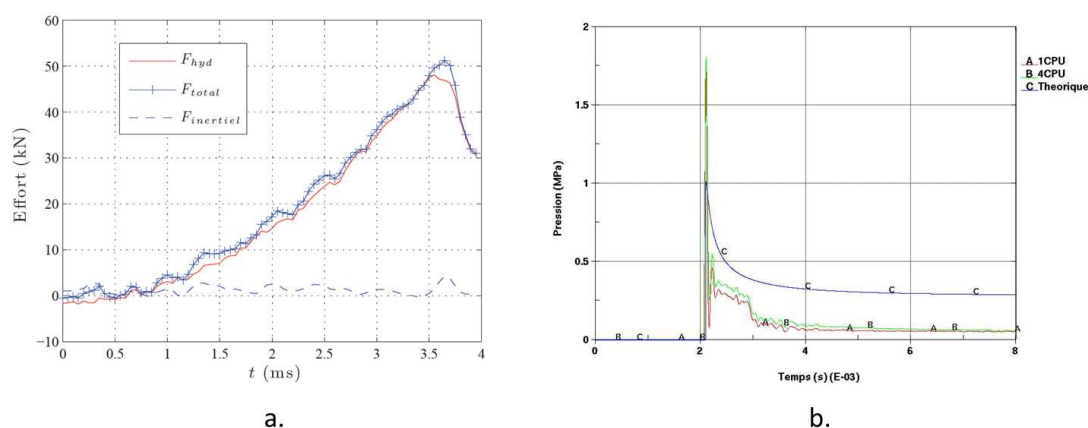


FIGURE 4.2 – Force en fonction du temps [Tassin 2010] (a.) et pression en fonction du temps [Aquelet 2004] (b.) pendant un tossage de dièdre sur eau (angle de 30° (Tassin), angle de 10° (Aquelet)).

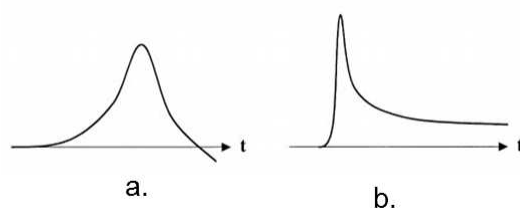


FIGURE 4.3 – Exemple de pic de pression pour un impact plan (a.) et avec un certain angle (b.) [Okada 2000].

4.1.1.2 Modélisations de l'impact à l'eau

Les modèles analytiques et numériques d'impact à l'eau sont présentés dans cette section.

Les modèles analytiques

Von Karman [Karman 1929] propose un modèle analytique d'impact à l'eau. Il décrit la répartition des pressions induites par le contact floteur d'hydravions. Il modélise en deux dimensions la section de ce floteur comme un triangle isocèle dont le sommet principal est immergé. Le floteur de masse linéique m_l rentre dans l'eau avec une vitesse verticale V_0 . α est l'angle entre le floteur et l'eau (Figure 4.4).

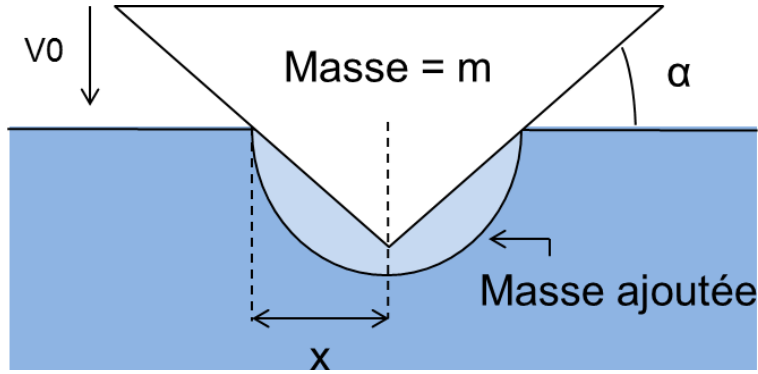


FIGURE 4.4 – Modèle de Karman.

Ce modèle repose sur le fait qu'après impact le dièdre entraîne avec lui une masse linéique ajoutée d'eau $m_{ajoutee}$. La conservation de la quantité de mouvement pour une vitesse V à un instant t s'écrit :

$$m_l V_0 = m_l V + m_{ajoutee} V \quad (4.1)$$

Géométriquement, une relation entre la vitesse verticale V du floteur et la vitesse C d'accroissement de la plus grande demi-largeur immergée notée x est démontrée.

$$\frac{V}{\tan(\alpha)} = \frac{dx}{dt} = C \quad (4.2)$$

L'accélération a du système en fonction de la vitesse s'exprime en fonction de la vitesse initiale V_0 , de la masse linéique m_l et de la masse ajoutée $m_{ajoutee}$.

$$a = \frac{dV}{dt} = \frac{d \frac{m_l V_0}{m + m_{ajoutee}}}{dt} \quad (4.3)$$

En appliquant le principe fondamental de la dynamique et en exprimant la masse ajoutée comme la surface d'un demi-cercle de rayon x (Figure 4.4), la force linéique F appliquée sur le dièdre s'exprime en fonction de la vitesse initiale, de l'angle α , de la densité de l'eau ρ et de la demi-largeur immergée x :

$$F = \frac{V_0^2 \cot(\alpha)}{\left(1 + \frac{\rho \pi x^2}{2m_l}\right)^3} \rho \pi x \quad (4.4)$$

On peut déduire alors la pression moyenne appliquée au dièdre durant l'impact :

$$P = \frac{F}{2x} = \frac{V_0^2 \cot(\alpha)}{2\left(1 + \frac{\rho \pi x^2}{2m_l}\right)^3} \rho \pi \quad (4.5)$$

Le modèle de Von Karman [Karman 1929] devient non valable pour de petites valeurs de l'angle α entre le flotteur et l'eau. Dans son approche, Wagner [Wagner 1932] prend en compte la surface mouillée du dièdre. En effet, lors d'un impact, l'eau a tendance à remonter le long des bords du dièdre par un effet de jet d'eau. L'expression de Wagner n'est pas utilisée dans ce travail et n'est donc pas présentée. Elle a cependant l'avantage d'être valable pour de petits angles α . L'expression peut aussi être adaptée à toutes les formes géométriques. D'autres modèles d'impact à l'eau existe comme celui de Dymant [Dymant 2013] qui est basé sur la mécanique des fluides. Kim [Kim 2005] généralise le modèle de Von Karman à trois dimensions. Tassin [Tassin 2010] généralise le modèle de Wagner par une approche numérique pour différentes géométries (dièdre cône, pyramide, cône incliné,...). Sun [Sun 2006] propose un modèle analytique d'impact à l'eau pour un cylindre à partir du modèle de Von Karman et de Wagner. Ce modèle de Von Karman est repris dans la section 4.2.2 afin d'évaluer la valeur du pic de force pendant l'impact.

Équation d'état de l'eau pour des simulations d'impact

La simulation numérique de l'impact à l'eau utilise l'approche du choc de Hugoniot et l'énergie de de Mie-Grüneisen.

Le niveau de contrainte de l'eau est donné par une fonction du terme déviatorique \mathbf{S} des contraintes et du terme de pression hydrostatique \mathbf{P} :

$$\sigma = \mathbf{S} - \mathbf{P} \quad (4.6)$$

La contrainte déviatorique s'exprime directement en fonction de la viscosité dynamique μ et de la partie déviatorique de la vitesse de déformation \mathbf{D}_d :

$$\mathbf{S} = 2\mu\mathbf{D}_d \quad (4.7)$$

Il reste alors à trouver l'expression de la pression hydrostatique. Celle-ci est exprimée dans les parties suivantes à l'aide d'une équation d'état.

L'approche de choc de Hugoniot est couramment utilisée pour les simulations numériques d'impact d'un solide sur un fluide [Constantinescu 2006] [Jacques 2007] [Capone 2010]. Pour résoudre un tel problème, l'équation de la conservation d'énergie peut s'écrire sous la forme :

$$\rho \frac{\partial E_m}{\partial t} = p \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \mathbf{S} : \mathbf{D}_d + \rho \dot{Q} \quad (4.8)$$

Dans cette équation, E_m est l'énergie interne spécifique par unité de masse, p est la pression, ρ est la masse volumique, \mathbf{S} le déviateur du tenseur des contraintes, \mathbf{D}_d le déviateur du tenseur des vitesses de déformation et \dot{Q} la puissance spécifique par unité de masse.

Le problème étant adiabatique, le terme de puissance reçue est donc nul. Le terme déviatorique est considéré comme négligeable devant le terme hydrostatique [Constantinescu 2006].

$$\rho \frac{\partial E_m}{\partial t} = p \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial t} \quad (4.9)$$

avec ρ_0 la masse volumique de l'eau et p_0 la pression initiale.

La forme de l'équation d'état de l'eau est admise. Elle donne la pression en fonction de la densité et de l'énergie spécifique pour un état d'équilibre dans le matériau :

$$p = f(\rho, E_m) \quad (4.10)$$

Par suppression du terme d'énergie dans les équations précédentes, l'existence d'une relation entre la densité et la pression est déduite. Expérimentalement, cette relation est représentée par

la courbe de Hugoniot : l'expression de la pression en fonction de l'inverse de la densité. Pour un matériau qui subit un choc, Beaucamp [Beaucamp 2004] donne une démonstration simple de la loi de Hugoniot. Il considère que la variation d'énergie cinétique entre la vitesse particulaire U_p et la vitesse de l'onde de choc U_s dans le matériau est compensée par la variation d'enthalpie ΔH :

$$\Delta H = \frac{1}{2}((U_s)^2 - (U_p)^2) \quad (4.11)$$

En régime stationnaire, le flux de matière reste constant : le flux de matière en front d'onde $\rho_0 U_s$ est donc égal au flux de matière au front de matière ρU_p ($\rho_0 U_s = \rho U_p$). La conservation de la quantité de mouvement donne une relation faisant intervenir la variation de pression $p - p_0$ à travers le front de choc :

$$\rho_0 (U_s)^2 - \rho (U_p)^2 = p - p_0 \quad (4.12)$$

De ces relations, la relation de Hugoniot peut être déduite en supprimant les vitesses dans l'expression de l'enthalpie. Ainsi :

$$\Delta H = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\rho_0} + \frac{1}{\rho} \right) (p - p_0) \quad (4.13)$$

Cette relation traduit la conservation d'énergie en fonction de la pression p et de la densité ρ . L'ensemble des points solutions de ce problème tracé dans un repère $(1/\rho, p)$ représente la courbe d'Hugoniot (figure 4.5).

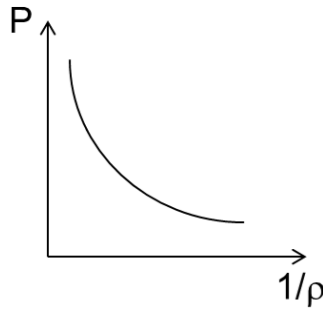


FIGURE 4.5 – Forme de la courbe d'Hugoniot.

Afin de s'approcher de cette courbe, l'équation linéaire en énergie de Mie-Grüneisen est prise comme équation d'état :

$$p - p_H = \Gamma \rho (E_m - E_H) \quad (4.14)$$

Dans cette expression :

- le coefficient de Grüneisen Γ dépend de la densité et des constantes du matériau Γ_0 et ρ_0 :

$$\Gamma = \Gamma_0 \frac{\rho_0}{\rho} \quad (4.15)$$

- l'énergie par unité de masse de Hugoniot E_H s'écrit en fonction de $\eta = 1 - \frac{\rho_0}{\rho}$:

$$E_H = \frac{p_H \eta}{2 \rho_0} \quad (4.16)$$

- la pression de Hugoniot s'exprime en fonction des variables c_0 et s qui définissent la relation linéaire entre la vitesse particulaire U_p et la vitesse de l'onde de choc U_s .

$$U_s = c_0 + s U_p \quad (4.17)$$

$$p_H = \frac{\rho_0 c_0^2 \eta}{(1 - s\eta)^2} \quad (4.18)$$

Ainsi, la pression s'exprime :

$$p = \frac{\rho_0 (c_0)^2 \eta}{(1 - s\eta)^2} \left(1 - \frac{\Gamma_0 \eta}{2}\right) + \Gamma_0 \rho_0 E_m \quad (4.19)$$

Cette équation impose des valeurs limitantes sur les constantes η et s : $\eta_{lim} = \frac{1}{s}$.

Cette équation d'état et l'équation de la conservation de l'énergie permettent, en connaissant le terme d'énergie interne par unité de masse E_m , le calcul de la pression du système.

Simulations numériques d'impact à l'eau

Les professionnels de l'aéronautique utilisent la simulation numérique pour l'impact à l'eau, principalement dans le cadre d'études sur l'amerrissage d'aéronef [Ortiz 2004], [Ortiz 2002], [Capone 2010]. L'impact solide sur fluide a aussi été étudié pour des applications aérospatiales dont Seddon [Seddon 2006] fait la bibliographie ainsi que pour des applications nautiques [Aquelet 2004], [Constantinescu 2006], [Tassin 2010], [Jacques 2007].

Les études d'amerrissage d'un aéronef entier sont rares dans la bibliographie. Deux études peuvent être citées :

- Ortiz [Ortiz 2002] effectue une simulation numérique avec des éléments finis et des particules SPH pour l'amerrissage d'un avion A320 ;
- Hua [Hua 2011] simule l'amerrissage d'un avion équivalent à un Boeing 757 par des éléments finis.

Pour Ortiz, la vitesse d'impact verticale est de 10 m/s et horizontale de 60 m/s. Hua impose une vitesse de 1 m/s en vertical et de 10 m/s en horizontal. La contrainte maximale sur la carlingue est d'environ 200 MPa pour Ortiz et 20 MPa pour Hua. Ces valeurs sont bien inférieures à la limite d'élasticité du fuselage, ce qui garantit son intégrité. L'étude d'Ortiz est complétée en 2004 [Ortiz 2004] afin de trouver la valeur de la décélération maximale induite sur un passager lors du crash (entre 6g et 10g).

D'autres études sont disponibles dans la littérature et portent sur des composants d'un aéronef. Cela peut être une étude sur la fissuration d'un plancher d'hélicoptère par une simulation en éléments finis et particules SPH [Campbell 2012], sur l'impact vertical d'un fuselage [Capone 2010] (EF et SPH), ou encore sur l'impact de dièdre, dans le cadre d'un projet aéronautique, à l'aide d'un puits de chute [Anghileri 2011] (SPH). Pour Anghileri [Anghileri 2011] et Capone [Capone 2010], la méthode SPH est reconnue comme un outil numérique fiable pour la simulation numérique d'impact structure sur fluide.

Dans leur thèse, Aquelet [Aquelet 2004], Constantinescu, [Constantinescu 2006] et Tassin [Tassin 2010] effectuent des simulations numériques sur le tossage des bateaux à l'aide d'éléments finis, par une résolution de type lagrangienne ou eulérienne et pour des vitesses jusqu'à 20 m/s. Les résultats numériques ont été validés par des essais. Jacques [Jacques 2007] effectue des simulations d'impacts sur l'eau à l'aide de codes à éléments finis en vue de prédire les chargements hydro-dynamiques.

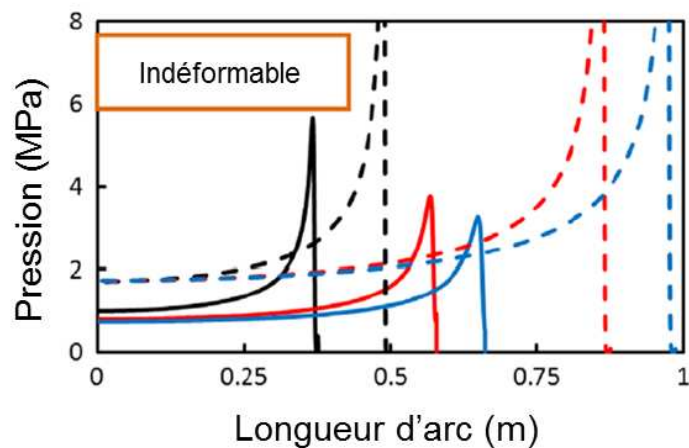
Sun [Sun 2006] résout numériquement un modèle d'impact à l'eau pour un cylindre par la Méthode des Éléments Finis de Frontières et compare ses résultats avec des essais effectués par Greenhow [Greenhow 1983]. Les résultats sont comparés sur la figure 4.7 (a.) pour deux cylindres de masses différentes mais de même diamètre 0,11 m et de longueur 0,5 m. La vitesse d'impact est de 2,955 m/s. Des images sont prises pendant l'essai. Un exemple est donné sur la figure 4.7 (b.).

Xiao [Xiao 2014] propose une analyse numérique de l'impact d'un cylindre déformable et rigide sur de l'eau. Il compare ses résultats avec l'impact d'un plan en terme de pression de contact en fonction de la longueur de l'arc (Figure 4.6). La pression est bien moins importante pour le

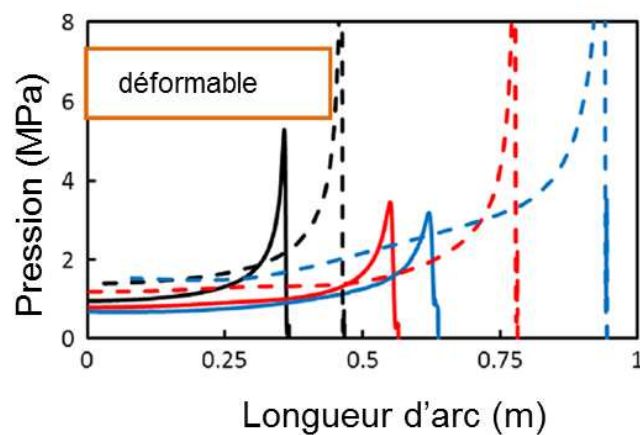
cylindre que pour l'impact plan. Pour le cylindre, déformable (épaisseur 6 mm) ou indéformable, les courbes de pression sont similaires. La pression est d'environ 6 MPa pour un temps de 2,72 ms. Elle diminue en dessous de 4 MPa pour une temps de 4,79 ms et un temps de 5,79 ms. A un instant donné, la pression de contact appliquée sur le cylindre est constante pour la plus grande partie du cylindre immergée. Le pic de pression se produit toujours à l'endroit où le cylindre rentre en contact avec l'eau.

D'autre étude mérite d'être citée, bien que ce ne soit pas directement un cas d'impact d'une structure sur de l'eau. Dans le but de simuler le comportement du carburant dans les réservoirs d'un aéronef lors d'un crash, Maurel [Maurel 2008] étudie l'impact d'une « barre de fluide » sur un solide pour une grande vitesse d'impact (150 m/s) à l'aide de simulations SPH. Il met alors en évidence des problèmes de gestion de l'interface fluide-solide. Caleyron [Caleyron 2013] étudie aussi la perforation d'une plaque d'un réservoir par pression d'eau. Cette pression est créée à partir d'un puits de chute. L'eau est modélisée par des particules SPH. Sa vitesse numérique est de 80 m/s après perforation du réservoir.

Le tableau 4.1 résume les principaux articles relatifs à l'impact à l'eau.

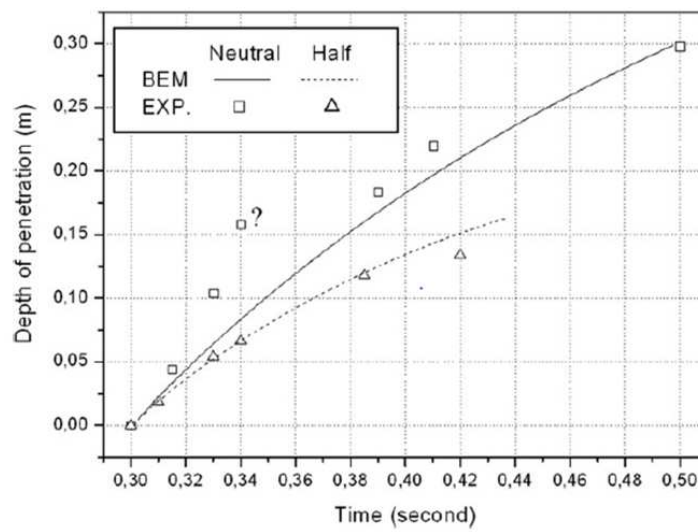


a.

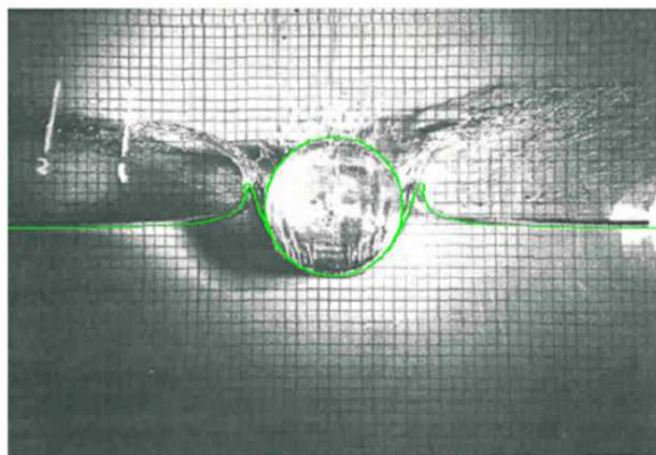


b.

FIGURE 4.6 – Pression de contact pendant l'impact d'un cylindre indéformable (a.) et déformable (b.) de 5 m de rayon sur de l'eau (trait plein) [Xiao 2014].



a.



b.

FIGURE 4.7 – Déplacement du cylindre en fonction du temps pendant un impact à l'eau (expérience et simulation) (a.) et image pendant l'impact à l'eau (b.) [Sun 2006] [Greenhow 1983].

| Auteurs | Domaine | Type d'impact | Vitesse d'impact | d'im- | Méthode de discrétisation du fluide | de |
|---------------------|--------------|--------------------------------|------------------------------------|-------|---|----------|
| Ortiz 2002 | aéronautique | aéronef sur eau | 10 m/s normale 60 m/s tangente | | Éléments finis eulérien SPH | |
| Ortiz 2004 | aéronautique | aéronef sur eau | 1,5 m/s normale 60 m/s tangente | | SPH | |
| Capone 2008 | aéronautique | fuselage sur eau | 10 m/s normale | | Éléments Eulérien SPH | Finis |
| Maurel 2008 | aéronautique | « barre de fluide » sur solide | 150 m/s | | SPH | |
| Anghileri 2011 | aéronautique | dièdre sur eau | 8,6 m/s | | SPH | |
| Campbell 2012 | aéronautique | plancher d'hélicoptère sur eau | 7,95 m/s | | SPH | |
| Hua 2011 | aéronautique | aéronef sur eau | 1 m/s normale 10 m/s tangente | | Éléments Lagrangiens | Finis |
| Aquelet 2004 | aéronautique | dièdre sur eau | 6,15 m/s normale | | Éléments Eulériens | Finis |
| Constantinescu 2006 | nautique | dièdre sur eau | 5 m/s normale | | Éléments Lagrangiens | Finis |
| Jacques 2006 | nautique | dièdre sur eau | 20 m/s | | Éléments Eulériens | Finis |
| Tassin 2010 | nautique | dièdre sur eau | 20 m/s | | Éléments Eulériens | Finis |
| Okada 2000 | nautique | dièdre sur eau | 2,7 m/s | | pas de simulation | |
| Huera-Huarte 2011 | nautique | dièdre sur eau | 5 m/s | | pas de simulation | |
| Deletombe 2013 | aéronautique | balle sur eau | 880 m/s | | pas de simulation | |
| Caleyron 2013 | - | perforation de réservoir | 80 m/s | | Éléments Lagrangiens et SPH | Finis |
| Sun 2006 | - | cylindre sur eau | 2,955 m/s | | Méthode des Éléments Frontières | Finis de |
| Peseux 2005 | nautique | dièdre sur eau | 5,4 m/s | | Éléments pour la résolution de Wagner | Finis |
| Xiao 2014 | nautique | cylindre sur eau | 10 m/s | | Méthode des Éléments Frontières et Éléments Finis Lagrangiens | Finis de |

Tableau 4.1 – Principaux articles sur la simulation de l'impact à l'eau.

4.1.1.3 Conclusion

De nombreuses simulations de l'impact d'une structure solide sur fluide ont déjà été effectuées. Cependant, rares sont les simulations à grandes vitesses d'impact (> 20 m/s), pour des raisons de validation de modèle. Les méthodes numériques en particules SPH et en éléments finis sont cependant aujourd'hui fiabilisées et sont souvent comparées. Lors de l'impact à l'eau un pic de force apparaît. Les pics de pression sont plus couramment analysés. Ces pics peuvent être plus ou moins larges en fonction de la forme de l'impacteur. Les efforts résultant sont de l'ordre de plusieurs dizaines de kN pendant une durée de quelques ms. Dans le cas de l'impact d'un cylindre, les pics de pression se situent au niveau de l'entrée en contact avec l'eau.

4.1.2 Impact sur matériaux poreux

Les matériaux cellulaires ou les mousses sont connus pour leur capacité d'absorption d'énergie pendant un impact à grandes ou faibles vitesses. Ces mousses peuvent être à base de polymère [Rajaneesh 2014] [Viot 2008], à base de matériaux métalliques [Lu 2008] [Viot 2008] comme de l'aluminium ou à base de matériaux naturels comme le bois [Mairesse 2010].

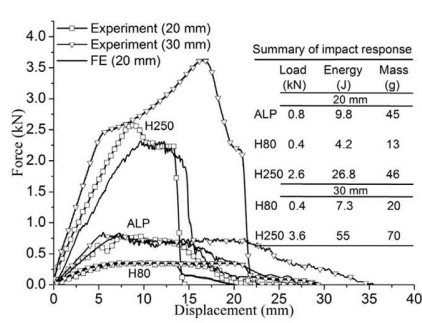
4.1.2.1 Revue expérimentale de l'impact sur matériaux poreux

Le comportement dynamique des mousses peut être caractérisé à l'aide de barres d'Hopkinson ou sur une roue inertielle [Viot 2008]. Liu [Liu 2014] caractérise une mousse polymère à l'aide d'impact à 20 m/s.

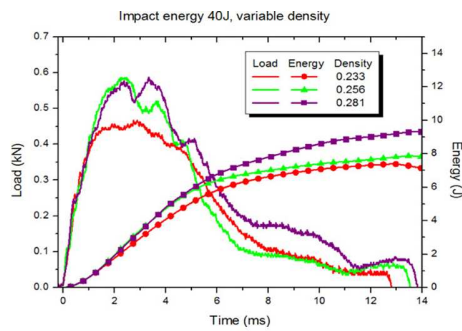
Merrett [Merrett 2013] et Tanaka [Tanaka 2011] étudient le comportement de mousses d'aluminium. Castro [Castro 2013] et Altenaiji [Altenaiji 2014] effectuent des essais d'impact sur une mousse syntactique en aluminium. Castro montre notamment leur grande capacité d'absorption par rapport aux mousses en aluminium conventionnelles. Des effets de vitesses de déformation sur le comportement des mousses sont observés [Liu 2014].

Sur la figure 4.8, des exemples de pics de force lors de l'impact sur des mousses en aluminium sont tracés. Pour les mousses à forte densité, il est plus ou moins important selon l'épaisseur de l'échantillon [Rajaneesh 2014]. Les valeurs maximales des pics sont souvent faibles (4 kN pour Rajaneesh [Rajaneesh 2014], 0,6 kN pour Cho [Cho 2012]). Lorsque le pic a une forte intensité (9000 kN par exemple pour Castro [Castro 2013]), celui-ci a une grande largeur en terme de déplacement (25 mm pour Castro) et n'est pas abrupt comme pour l'impact à l'eau. Tanaka [Tanaka 2011] ne donne pas des résultats en terme de force mais de pression de contact. La pression maximale est alors de 1 GPa et la largeur de pic en terme de durée d'environ 10 μ s. Avant ce pic, et pendant une durée de 60 μ s, la pression oscille autour de 80 MPa. Après ce pic, la pression moyenne est d'environ 1 GPa. La pression de ce plateau est donc égale à 16 % de la pression maximale du pic de force.

Les mousses sont aussi utilisées dans des structures composites de type sandwich. Rajaneesh [Rajaneesh 2014] étudie la pénétration d'un impacteur hémisphérique dans divers plaques sandwich composées de deux feuilles en aluminium et d'une mousse en aluminium de type Alporas ou en chlorure de polyvinyle (Divinell H80 et H250) (Figure 4.9). La valeur maximale de pic est inférieure à 6 kN et la largeur comprise entre 10 mm et 20 mm. Cette valeur reste faible devant celle trouvée pour l'impact à l'eau (50 kN) tracée sur la figure 4.2.



Rajaneesh 2014



Cho 2014

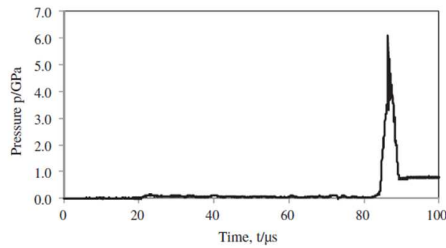


Fig. 7. Relation between time and impact pressure of aluminum foam sample during impact.

Tanaka 2011

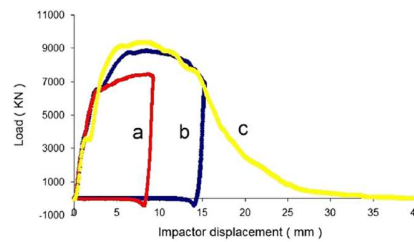
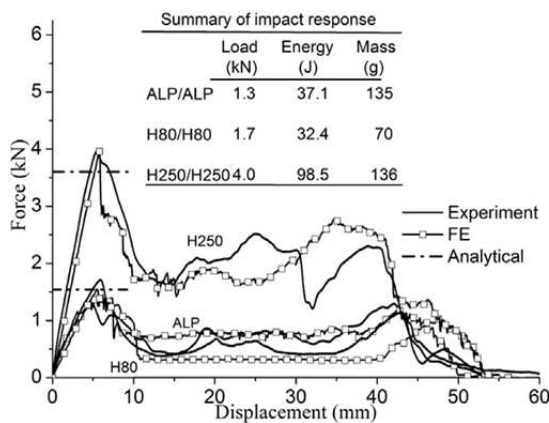


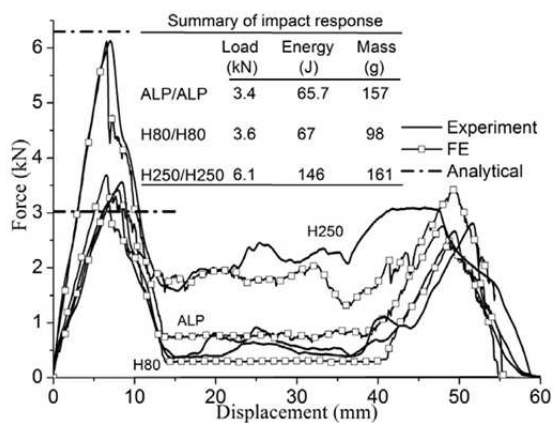
Fig. 5. Comparison of load-displacement behavior of ASF (1100 aluminum matrix-4.45 mm microsphere diameter) tested with different impact energies: (a) 60J, (b) 120J and (c) 180J.

Castro 2013

FIGURE 4.8 – Exemple de résultats d'impact sur mousse en terme de force et de pression de contact.



(a) 0.5 mm faceplates



(b) 1.0 mm faceplates

FIGURE 4.9 – Exemple de résultats d'impact sur structure sandwich, composée d'une mousse (ALP : aluminium Alporas, H80 : polyvinyle Divincell H80, H250 ; polyvinyle Divincell H250) et de deux plaques en aluminium de 0,5 mm (a.) ou 1 mm (b.) d'épaisseur, en terme de force : comparaison simulations et expériences [Rajaneesh 2014].

4.1.2.2 Simulations numériques d'impact sur mousse

Rajaneesh [Rajaneesh 2014] effectue des simulations numériques d'impact sur mousse à l'aide du code de calcul LS-Dyna, en éléments finis. Cho [Cho 2012] effectue des simulations en éléments finis à l'aide d'Abaqus. Le comportement de la mousse suit une loi de Johnson Cook sans prise en compte des effets de viscosité et de température malgré que le problème soit un cas d'impact. Altenaiji [Altenaiji 2014] effectue lui aussi une simulation d'impact sur mousse à l'aide d'Abaqus. Le comportement plastique est couplé à un comportement visqueux afin d'obtenir les effets de vitesse. La force d'impact simulée est alors en accord avec les expériences.

Le tableau 4.2 résume les articles utilisés dans cette section.

| Auteurs | Type d'étude | Observations |
|----------------|---|---|
| Viot 2008 | Sollicitation en dynamique | Comportement macroscopique Essais brésiliens et Essais de flexions 3 points Effets de vitesses de déformations |
| Lu 2008 | Pénétration dans une mousse en aluminium | Utilisation de mousses avec un écrouissage volumique |
| Mairesse 2010 | Caractérisation du matériau liège aggloméré | Description des lois de comportement des mousses Description d'une campagne d'essais pour identifier le comportement |
| Liu 2014 | Essai d'Hopkinson | Effet de vitesse de déformation |
| Rajaneesh 2014 | Essai d'impact | Simulations numériques, analyse des pics de force. |
| Cho 2012 | Essai d'impact | Simulations numériques Analyse des pics de force. |
| Merrett 2013 | Essai d'Hopkinson | Tube d'Hopkinson |
| Tanaka 2011 | Essai d'impact | Grand pic de pression. |
| Castro 2013 | Essai d'impact | Analyse des pics de force |
| Altenaiji 2014 | Essai d'impact | Simulations numériques sur Abaqus Analyse des pics de force |

Tableau 4.2 – Résumé des articles sur le comportement des mousses.

4.1.2.3 Conclusion

Lors d'un impact sur un matériau cellulaire un pic de force apparait. Sa valeur est dépendante de la vitesse d'impact et donc de la vitesse de déformation. Sa longueur en terme de déplacement de l'impacteur est souvent de quelques dizaines de millimètres ou quelques millisecondes. Des simulations numériques d'impact sur mousse ont déjà été effectuées à l'aide de codes de calcul en éléments finis. Le comportement du matériau doit préférablement être choisi dépendant de la vitesse de déformation.

4.1.3 Impact avec flambement de structures tubulaires métalliques

Les structures tubulaires sont connues pour leurs capacités et leurs efficacités à absorber les impacts. Elles sont couramment utilisées dans le domaine automobile pour absorber le choc d'un accident [Toksoy 2010].

4.1.3.1 Définition du flambage dynamique

Le flambage est un phénomène qui traduit l'instabilité d'une structure et qui se caractérise par le fait qu'une variation très faible de chargement peut entraîner de fortes déformations. C'est un phénomène observé principalement dans les structures élancées de type poutre ou tubulaire. La valeur de la force nécessaire au flambage est appelée charge ou force critique. L'approche d'Euler permet de calculer cette force critique lorsque la sollicitation est statique. Le flambage dynamique est étudié dans cette section.

Pour Kubiak [Kubiak 2013], le flambage dynamique est une perte de stabilité d'une structure sous une pulsation de force. Il ne peut y avoir flambage d'une structure si elle ne comporte pas d'imperfection, car sans imperfection initiales la force de flambage devient infinie [Budiansky 1967]. Kubiak réalise une revue bibliographique sur les critères de flambage dynamique.

Le flambage élasto-plastique de structure est vu comme un phénomène qui lie effets d'inertie, larges déformations, comportement plastiques des matériaux,... [Karagiozova 2002]. Dans le cas d'impact axiaux sur des tubes, l'effet d'inertie axiale peut être négligé [Karagiozova 2002] [Markiewicz 1996]. Des simulations numériques éléments finis de Karagiozova [Karagiozova 2001] montrent que le flambage dynamique plastique d'une structure sans imperfection sous impact est dû aux ondes de chocs et à la localisation de la déformation plastique. Il est numériquement montré que pour des impacts à grandes vitesses, le flambage dynamique est sensible au module d'écroutissage du matériau de la structure. La localisation du flambage dépend aussi de la viscosité du matériau.

Dans le cadre de ce travail, les simulations numériques pourront donc être effectués sans que des imperfections préliminaires ne soient associées aux structures étudiées. Cela diffère alors de la méthode classique de calcul numérique de flambage statique (étude des mode propres, post-flambage,...).

4.1.3.2 Revue expérimentale du flambage dynamique plastique de tubes sous impact

Il est proposé dans cette section, une revue bibliographique des différents types d'efforts obtenus lors de l'impact longitudinal sur des structures tubulaires. L'évolution de ces efforts se font souvent sous forme de pics abrupts.

Les études expérimentales se font couramment sur des tubes circulaires [Gameiro 2007], [Jensen 2004] ou à base rectangulaire [Jensen 2004]. Ces auteurs étudient des tubes en alliage d'aluminium de désignation 6060. Les valeurs de pic de force sont comprises entre 8 kN et 140 kN (Figure 4.10) pour de faibles déplacements (2,5 mm à 25 mm).

Palanivelu [Palanivelu 2011] effectue des essais de flambage dynamique de canettes vides de boissons en acier pour des vitesses jusqu'à 4,9 m/s. Il met en évidence que le phénomène de flambage est dépendant à la vitesse de déformation. Sur la figure 4.10, le pic de force pour une vitesse de 4,9 m/s a une valeur de 2,5 kN pour un déplacement de l'impacteur de 5 mm.

Les absorbeurs de types « crash box » utilisent le flambage dynamique [Toksoy 2010] [Kim 2014]. Dans le cas étudié par ces auteurs, ce sont des boîtes en alliage d'aluminium 1050H4 et en alliage d'aluminium 6063 T5 à base carré, dont les épaisseurs varient entre 2 mm et 3 mm pour une vitesse initiale de 5,5 m/s (Toksoy) et 3,6 m/s (Kim). Pour Toksoy, sur la figure 4.10, le premier

pic de force évolue entre 25 kN et 55 kN selon l'épaisseur du tube. Pour Kim, le premier pic de force est de 100 kN et est large de 2,5 mm.

Les observations sur la valeur du pic d'effort pendant le flambage sont intéressantes. En effet, un couple grande valeur de pic de force-faible déplacement est identifié. Le pic n'est pas étendu comme dans le cas de l'impact sur mousse.

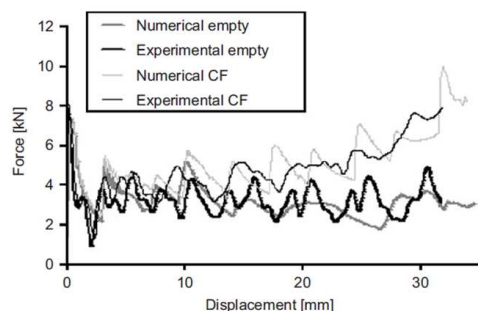


Fig. 4. Experimental and numerical force-displacement curves for the empty and cork-filled (CF) tubes tested in the drop-weight apparatus.

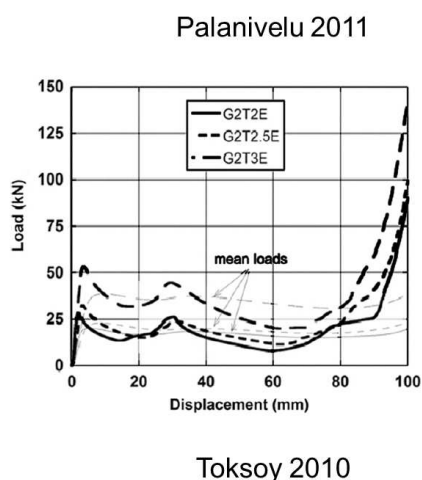
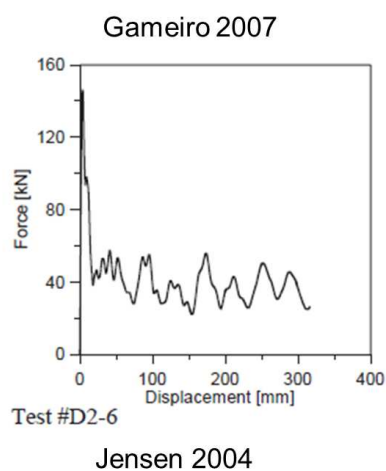
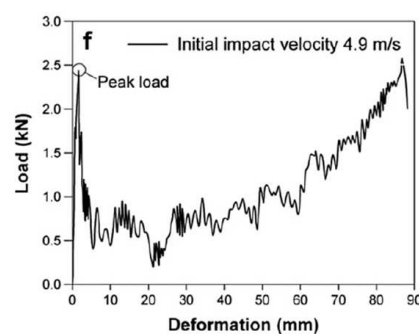


FIGURE 4.10 – Exemple de pic de forces lors de flambage de tubes [Gameiro 2007] [Palanivelu 2011] [Jensen 2004] [Toksoy 2010].

Pour Gameiro [Gameiro 2007], deux types de flambage de tubes existent, selon leur diamètre et leur épaisseur. Pour un même diamètre, plus l'épaisseur est petite, plus le tube aura tendance à flamber en triangle (Figure 4.11 (a.)). Si l'épaisseur est grande, le flambage s'effectuera de façon régulière (Figure 4.11 (b.)). Trad [Trad 2011] et Jensen [Jensen 2004] identifient deux modes de flambage des tubes. Sur la figure 4.12, le mode coque et le mode poutre sont identifiés. Le mode coque est une succession de flambage par plis progressifs sur le tube. Le mode poutre est un mode de flambage qui apparaît au centre de la poutre. Ainsi, un pliage de la poutre est observé. Parfois, les deux modes sont couplés. Plus le tube est épais plus la valeur du premier pic de force est importante. Karagiozova [Karagiozova 2001] met en évidence l'influence de la vitesse d'impact sur le flambage de tubes en acier et en aluminium.

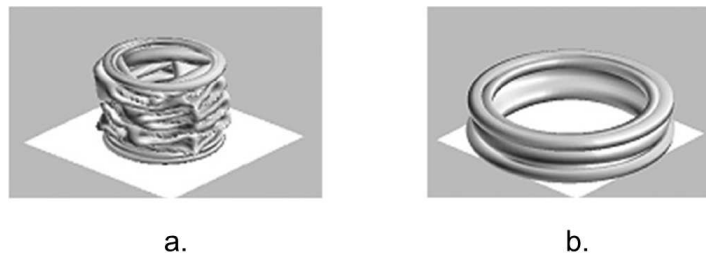


FIGURE 4.11 – Exemples de flambage en triangle (a.) et de façon régulière (b.) [Gameiro 2007].

Les flambages statiques et dynamiques sont couramment comparés [Jensen 2004]. Stowell [Stowell 1988] définit une contrainte critique statique de flambage à partir d'un module sécant et d'un module tangent d'une plaque. Cette expression est reprise par Trad [Trad 2011]. Il identifie alors la contrainte critique de flambage statique pour l'alliage d'aluminium 6060 T6 comme égale à 178 MPa. Le flambage de structures tubulaires composites est aussi étudié [Karagiozova 2001]. L'influence du rajout de liège aggloméré dans un tube circulaire lors d'un impact est étudié par Gameiro [Gameiro 2007]. Ce rajout augmente la capacité d'absorption énergétique des tubes mais ne change pas la valeur du premier pic de force.

4.1.3.3 Simulations numériques

De nombreuses simulations ont été effectuées sur des essais dynamiques de flambage de tubes sous impact [Tarlochan 2013], [Gameiro 2007], [Toksoy 2010]. Gameiro [Gameiro 2007] et Toksoy [Toksoy 2010] effectuent des simulations, en éléments finis, d'impact à l'aide du code de calcul LS-DYNA. Tarlochan [Tarlochan 2013] étudie l'impact d'une masse de 275 kg avec une vitesse de 15 m/s sur des tubes de diverses formes.

Des éléments de type brique sont souvent utilisés [Gameiro 2007]. Parfois des éléments 2D axi-symétriques permettent un calcul plus rapides [Karagiozova 2001].

Les lois de comportement du tubes peuvent être des lois de comportement plastiques tabulées couplées à la loi de Cowper-Symonds (voir Tableau 2.2) [Gameiro 2007] [Karagiozova 2001]. Cette loi a l'avantage de permettre la dépendance à la vitesse de déformation. A noter, qu'il n'y a pas de prise en compte des effets liés à la température et qu'aucun critère de rupture n'est imposé.

Des imperfections sont rarement introduites dans les tubes pour le flambage dynamique. Lorsque c'est le cas, différents types de critères de flambage dynamique sont utilisés (Budiansky-Hutchinson Petry-Fahlbush et Ari-Gur) [Mania 2011].

Le tableau 4.3 résume les articles utilisés sur le flambage dynamique plastique de tubes sous impact.

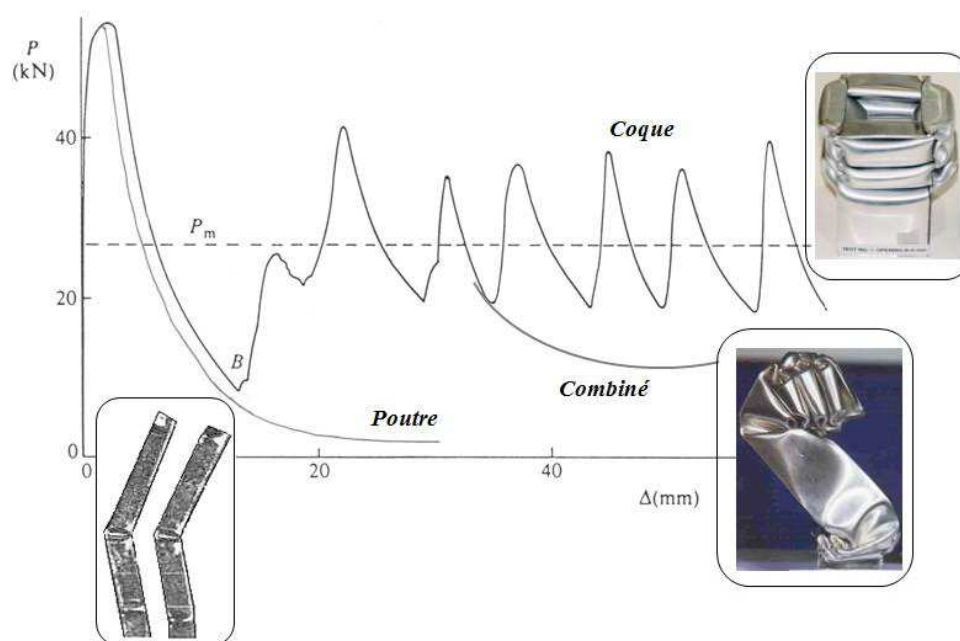


FIGURE 4.12 – Exemple de flambage en mode coque et en mode poutre [Trad 2011].

| Auteurs | Type d'étude | Observations |
|------------------|---|---|
| Kubiak 2013 | Critère de flambage dynamique | Revue bibliographique |
| Gameiro 2007 | Impact sur tubes en AA 6060 | Essais et simulations numériques |
| Sivakumar 2011 | Impact sur cannettes en acier | Présentation des essais |
| Tarlochan 2013 | Impact sur tubes | Simulations numériques |
| Jensen 2004 | Impact sur tubes en AA 6060 T6 | Essais statiques et dynamiques |
| Karagiozova 2001 | Impact sur tube en acier et alliage d'aluminium | Simulations numériques et études sur les ondes de chocs |
| Toksoy 2010 | Impact sur des « crash boxes » en AA 1050H4 | Essais et simulations numériques |
| Kim 2014 | Impact sur des « crash boxes » en AA 6063 T5 | Essais |
| Mania 2011 | Flambage de tubes en acier sous impulsion dynamique | Simulations numériques |

Tableau 4.3 – Résumé des articles sur le flambage.

4.1.3.4 Conclusion

Une bibliographie sur le flambage dynamique de tubes a été présentée. Par flambage dynamique, les auteurs entendent souvent flambage sous une impulsion de force. Pour la simulation du flambage de tubes sous impact, il est possible de s'affranchir de l'ajout d'imperfections. Le flambage numérique est alors dû aux ondes de chocs et à la localisation de la déformation plastique. Lors de l'impact axial, le flambage peut être en poutre ou en coque (dans ce cas il peut être régulier ou en triangle) ou une combinaison des deux. En ce qui concerne le pic de force, il varie entre plusieurs kilo-Newton et centaines de kilo-Newton. Le déplacement pendant ce premier pic est compris entre 2 mm et 25 mm.

4.1.4 Conclusion sur l'état de l'art

L'impact à l'eau est caractérisé par la présence d'un pic de force et de pression à l'impact. Les simulations sont aujourd'hui fiabilisées. Elles utilisent des éléments finis ou des particules SPH. Cependant, les expériences sont difficiles à mettre en oeuvre pour valider les modèles numériques ou analytiques (étanchéité des capteurs, grandes vitesses d'impact,...).

Pour reproduire l'impact à l'eau, il faut choisir une structure absorbante. Deux solutions sont proposées : le flambage de tubes et les matériaux cellulaires. L'état de l'art permet de conclure que les pics de force engendrés par un impact sur mousses ne permettent pas d'obtenir un pic proche de celui obtenue par l'impact à l'eau car les valeurs de pics sont trop faibles. Le flambage dynamique de tubes sous impact est alors choisi et étudié par la suite.

4.2 Identification des caractéristiques de l'impact à l'eau d'un cylindre

L'étude bibliographique a montré que l'impact à l'eau se caractérise par un pic de force ou de pression, en chaque point du tube, en fonction du temps. Dans la section 4.2.1, un modèle numérique et analytique d'impact à l'eau est proposé. Par la suite, dans la section 4.2.3, l'impact d'un tube déformable sur l'eau est numériquement étudié.

4.2.1 Modèles numériques d'impact à l'eau

Deux modèles numériques sont présentés. Leur discrétisation est par éléments finis (EF) ou/et par particules SPH (Smooth Particles Hydrodynamics). Un modèle, en trois dimensions, est utilisé (Figure 4.13 (a.)). Un quart du modèle global d'impact est considéré. Le contact entre la structure impactante et l'eau est supposé parfait. Dans ce modèle, l'eau est un parallélépipède rectangle dont les cotés mesurent 10 fois les dimensions caractéristiques de l'impacteur, pour éviter les effets de bords [Aquelet 2004]. Les conditions de symétrie sont des conditions de déplacement normal nul. Les autres bords, mis à part la face de contact, sont encastrés. Afin de réduire la durée de calcul, un deuxième modèle 3D simplifié, par tranche, discrétisé en EF ou en SPH est utilisé (Figure 4.13 (b.)). Il est similaire au premier modèle mis à part une profondeur prise égale à la taille caractéristique des EF (1 mm) et une condition de symétrie supplémentaire par non déplacement normal. Dans le cas des éléments finis, l'interaction fluide structure est mis en oeuvre par un couplage entre une description eulérienne et une description lagrangienne.

Le code de calcul Abaqus/Explicit est utilisé. Le maillage EF est composé de 280 000 éléments de type EC3D8R de taille 1 mm. La discrétisation SPH est composée de 61 250 particules de type PC3D de sphère d'interférence de rayon 1 mm. Cette méthode est présentée dans l'Annexe G. Le contact est supposé parfait.

La décomposition du tenseur des contraintes σ de l'équation 4.6 est utilisée pour résoudre le problème. L'équation 4.19 est reprise pour modéliser le comportement de l'eau. Les valeurs des coefficients utilisés sont prises dans la littérature [Constantinescu 2006] ($c_0 = 1425 \text{ m/s}$, $s=1.75$, $\Gamma_0 = 0,28$, $\rho_0 = 1000 \text{ kg/m}^3$, $\mu = 0,001 \text{ Pa/s}$). Des simulations numériques du modèle 3D simplifié sont comparées au modèle complet pour l'impact d'un cylindre indéformable dans l'eau pour vitesse initiale de 2 m/s. Sur le graphique de la figure 4.14 (b.), les vitesses en fonction du temps pour le modèle 3D et le modèle 3D simplifié sont tracées. Ce modèle est utilisé dans la suite de cette étude.

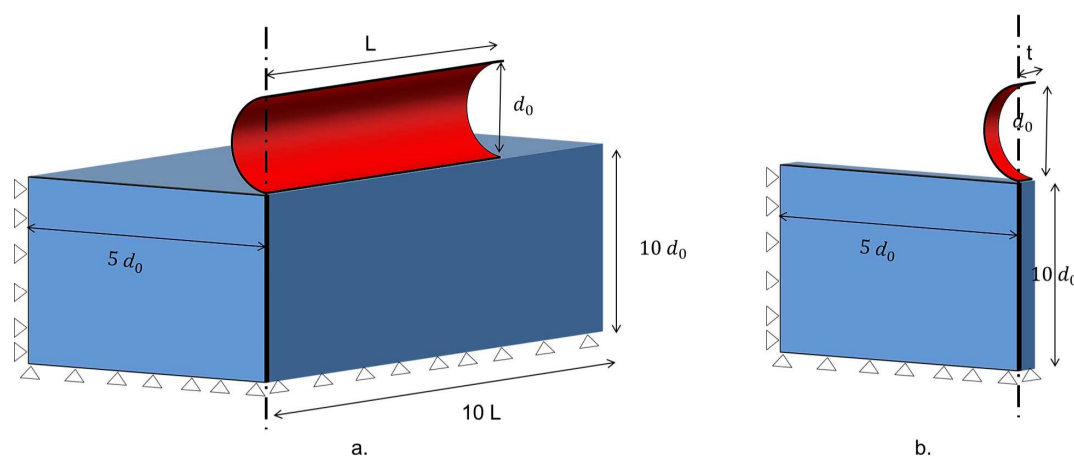


FIGURE 4.13 – Le modèle numérique d'impact en 3D (a.) et 3D simplifié en tranche (b.).

Ce modèle simplifié d'impact à l'eau doit être validé expérimentalement. Il est confronté à

des résultats trouvés dans la littérature. Constantinescu [Constantinescu 2006] a réalisé des essais instrumentés de tossage d'un dièdre. La force durant un impact à vitesse constante (10 m/s), en fonction de la distance mouillée, a été mesurée (figure 4.14 (a.)). Il en résulte une bonne correspondance entre expérience et simulation, en terme de force d'impact. Pour l'impact à l'eau d'un cylindre, le modèle numérique est confronté aux résultats de Sun [Sun 2006] pour des vitesses initiales de 2,955 m/s (Figure 4.15). Les résultats sont comparés en terme de déplacement du cylindre dans l'eau. Des cylindres de deux masses différentes sont choisis. Les simulations numériques sont proches des résultats donnés par le modèle de Sun.

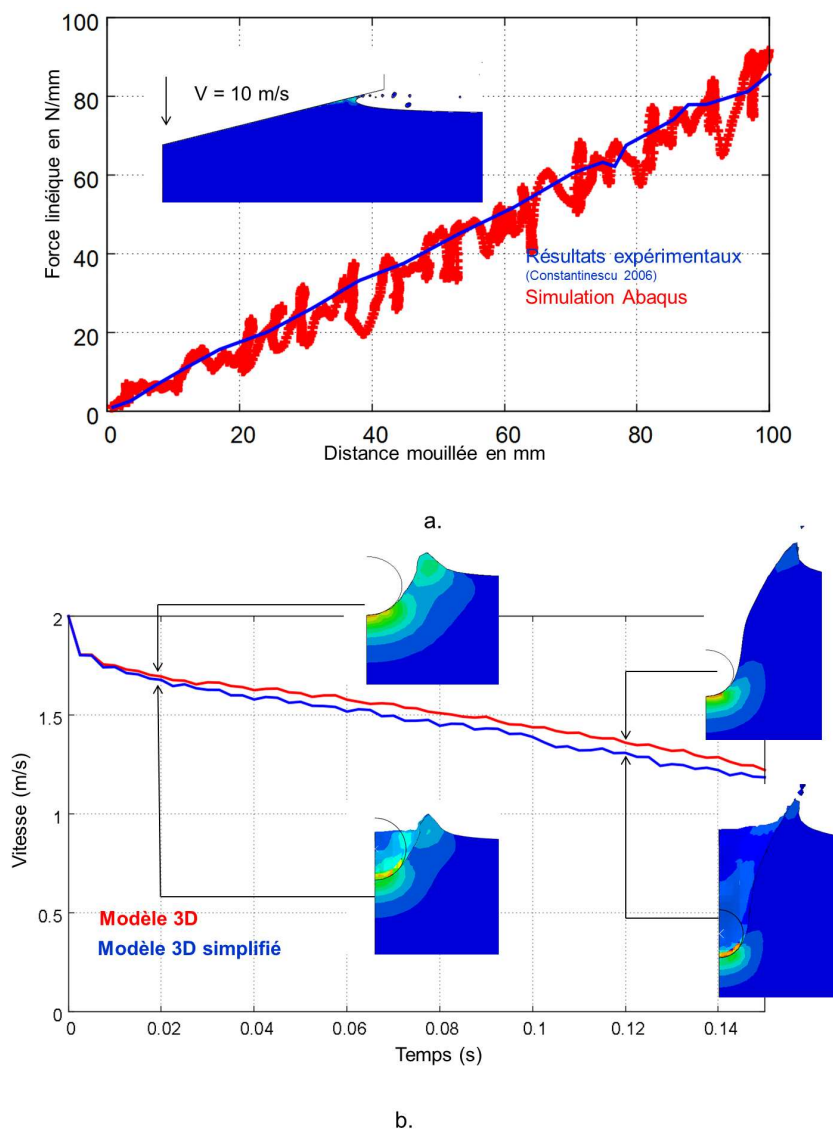


FIGURE 4.14 – Comparaison du modèle 3D simplifié avec un essai de tossage (a.) et Comparaison du modèle 3D et 3D simplifié (b.).

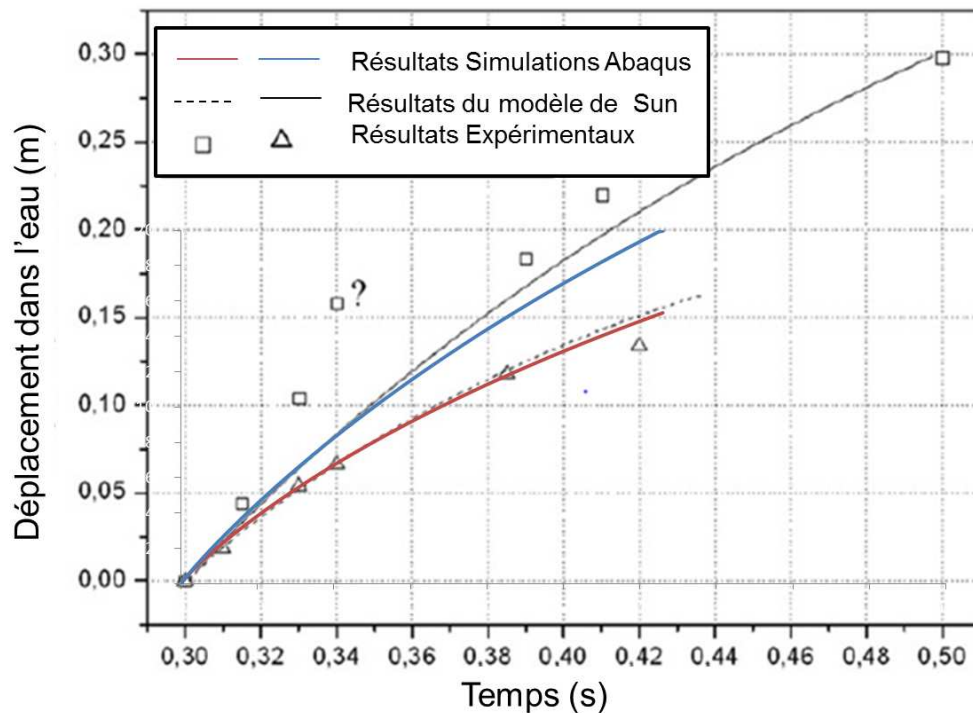


FIGURE 4.15 – Comparaison du modèle 3D simplifié avec un essai d'impact d'un cylindre [Sun 2006].

4.2.2 Approche de Von Karman modifiée

A l'instar de Sun [Sun 2006], le modèle de Von Karmann [Karman 1929], présenté dans la section 4.1.1.2, est modifié (Figure 4.16) pour l'impact à l'eau, de masse volumique ρ , d'un cylindre, de rayon R et de masse linéique m_l et dont la vitesse initiale est v_0 . À chaque instant, un rayon mouillé x et une pénétration du cylindre dans l'eau y est défini. Il existe une relation géométrique entre x et y :

$$y = R - \sqrt{R^2 - x^2} \quad (4.20)$$

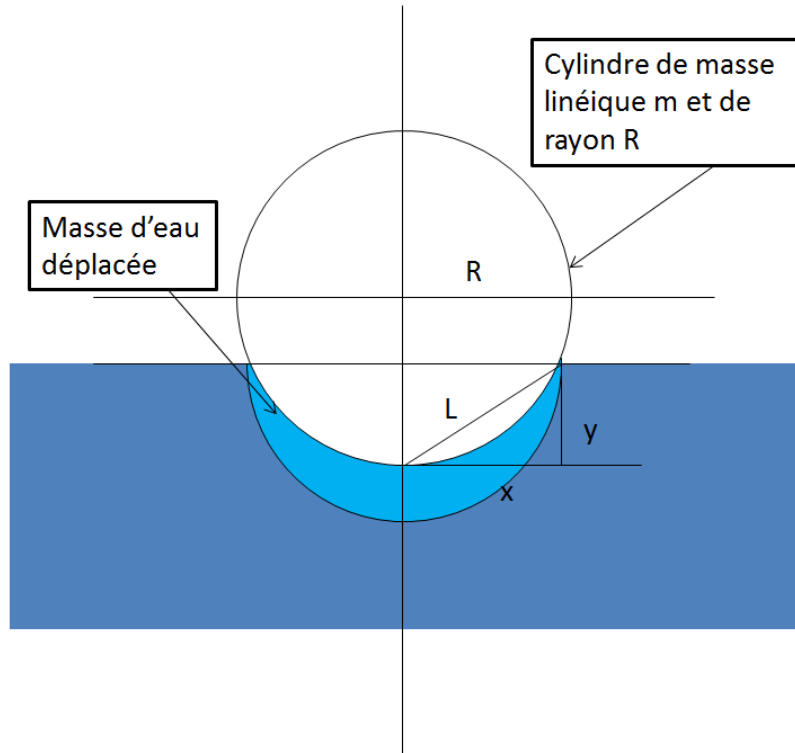


FIGURE 4.16 – Modèle analytique d'impact d'un cylindre dans l'eau.

La dérivée temporelle de la pénétration dans l'eau y est la vitesse du cylindre. Elle peut alors s'écrire :

$$\frac{dy}{dt} = \frac{x}{\sqrt{R^2 - x^2}} \frac{dx}{dt} \quad (4.21)$$

Pendant l'impact, la quantité de mouvement initiale est conservée. Elle est alors égale à la somme de la quantité de mouvement du cylindre et de la quantité de mouvement de la masse d'eau déplacée à un instant t :

$$mV_0 = m_l \frac{dy}{dt} + \frac{1}{2} x^2 \rho \pi \frac{dy}{dt} \quad (4.22)$$

et donc :

$$\frac{dx}{dt} = \frac{V_0}{1 + \frac{x^2 \rho \pi}{2m_l}} \frac{\sqrt{R^2 - x^2}}{x} \quad (4.23)$$

Par dérivation de cette expression, l'accélération selon x est définie telle que :

$$\frac{d^2x}{dt^2} = - \frac{4m_l^2 v_0^2 (2m_l R^2 - 3R^2 \rho \pi x^2 - 2\rho x^4)}{(2m_l x + \rho \pi x^3)^3} \quad (4.24)$$

Par application du principe fondamental de la dynamique, il est possible d'écrire la pression moyenne projetée P appliquée au cylindre en fonction du rayon mouillé x :

$$P(x) = \frac{m_l \frac{d^2 y}{dt^2}}{2x} \quad (4.25)$$

Et ainsi en dérivant l'équation 4.21 et en utilisant les équations 4.23 et 4.25, la pression moyenne projetée s'écrit :

$$P(x) = \frac{\rho v_0^2 \pi}{\left(1 + \frac{\rho \pi x^2}{2m_l}\right)^3} \frac{\sqrt{R^2 - x^2}}{2x} \quad (4.26)$$

La force d'impact F peut directement être déduite de cette pression :

$$F(x) = 2xlP(x) \quad (4.27)$$

où l est la longueur du tube.

Cette expression de la force est comparée à des résultats numériques (SPH, EF) dans l'Annexe L et dans la section 4.2.3.4. Dans l'Annexe L, Le modèle analytique est en bon accord avec les résultats du modèle numérique EF en terme de valeur du pic de force et de sa décroissance pour des vitesses de 10 à 220 m/s (Figure L.2). Le modèle éléments finis par un couplage lagrangien eulérien pour l'impact à l'eau est reconnu comme plus stable que le modèle SPH.

4.2.3 Étude de l'impact sur eau d'un tube cylindrique horizontale déformable

Le tube du système BELOCOPA est une structure tubulaire de 100 mm de diamètre qui peut être de deux matériaux différents. Le premier est un alliage d'aluminium de désignation 2024 T4 et le deuxième un alliage d'aluminium de désignations 2017 T4. Les influences de l'épaisseur du tube et du matériaux sont étudiées. Les caractéristiques de l'impact à l'eau sont déduites de ce modèle.

4.2.3.1 Modélisation numérique de l'impact sur eau par éléments finis

Un tube en alliage d'aluminium dont le diamètre extérieur est de 100 mm, la longueur de 500 mm et l'épaisseur variable (10 mm, 8 mm, 6 mm, 4 mm et 2 mm) est considéré. La vitesse initiale imposée au tube est de 80 m/s (vitesse final du crash Rio-Paris [BEA 2011]). Le modèle 3D simplifié par tranche est utilisé. Une masse est associée au cylindre (sur le noeud haut) de sorte que la masse totale soit constante et égale à 10,6 kg dans toutes les simulations (Figure 4.17). Ceci permet de conserver une énergie cinétique initiale similaire dans tous les essais. Le tube est en alliage d'aluminium 2024 T4 ou 2017 T4. Une loi de comportement de Johnson Cook (Équation 2.1) est associée à ce tube. Les paramètres sont résumés dans le tableau 4.4. Les résultats sont analysés en terme de force totale de contact et de pression de contact pour différents points du tube. Les résultats des simulations sont disponibles dans le tableau 4.5.

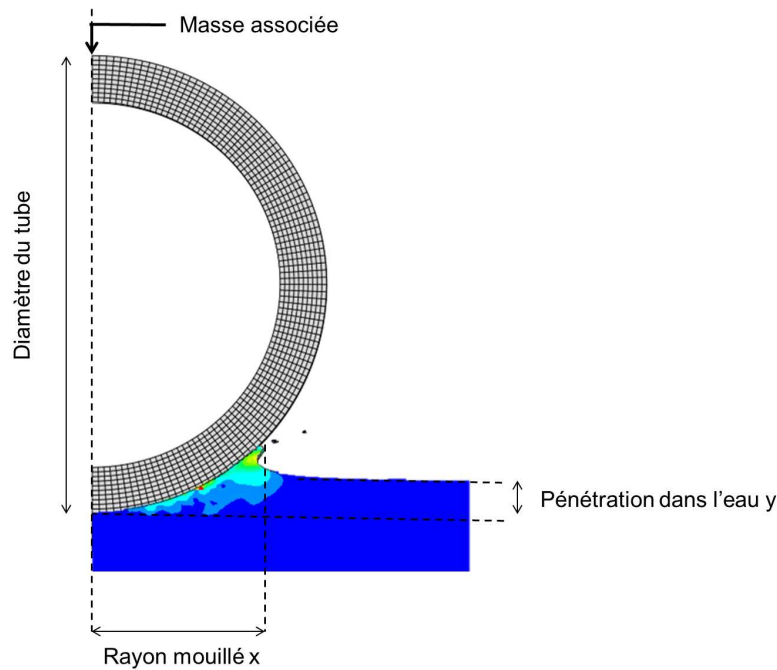


FIGURE 4.17 – Modèle éléments finis d'impact à l'eau avec un cylindre déformable.

| Nom de l'alliage | A (MPa) | B(MPa) | n | C | $\dot{\epsilon}_0$ (s^{-1}) | m | T_a (K) | T_f (K) | Auteur Année |
|------------------|---------|--------|---------|-------|---------------------------------|--------|-----------|-----------|--------------|
| 2017 T4 | 280 | 473.5 | 0.33146 | 0.017 | 0.01 | 0.0088 | 293 | 783 | [Hor 2011] |
| 2024 T4 | 390 | 1980 | 0.489 | 0.014 | 0.0001 | 0.6 | 293 | 783 | [Lee 2011] |

Tableau 4.4 – Paramètres de la loi de Johnson Cook pour les alliages d'aluminium 2017 T4 et 2024 T4.

| essais | épaisseur du tube (mm) | F_{max} (kN) | Diamètre du tube après le pic d'effort (mm) (t=1 ms) |
|-------------------|------------------------|----------------|--|
| 1 | 2 | 372 | 31 |
| 2 | 4 | 474 | 57 |
| 3 | 6 | 569 | 87 |
| 4 | 8 | 609 | 97 |
| 5 | 10 | 660 | 99 |
| modèle analytique | indéformable | 500 | 100 |

Tableau 4.5 – Résultats des simulations d'impact à l'eau d'un cylindre déformable ($V_0 = 80$ m/s, diamètre initiale de 100 mm)

4.2.3.2 Analyse de l'influence de l'évolution de l'épaisseur et du choix de matériaux

Des simulations numériques d'un tube cylindrique déformable de différentes épaisseurs sont comparées. En terme d'évolution de la pression de contact, aucune influence notable de l'épaisseur entre 8 mm et 10 mm ne peut être établie. Entre 2 mm et 10 mm, le pic de pression est similaire. Sur la figure 4.18 (a.), la pression de contact est tracée pour un même point du tube ($x=4,7$ mm) mais pour deux épaisseurs différentes (2 mm et 10 mm). Après le pic de force, la pression est quasi-nulle pour le tube d'épaisseur 2 mm, alors que la valeur diminue lentement autour d'une constante pour le tube d'épaisseur 10 mm. Cela s'explique par le fait que le tube d'épaisseur 2 mm se déforme beaucoup pendant l'impact alors que le tube d'épaisseur 10 mm peut être considéré ici comme quasi-indéformable.

L'influence des deux matériaux est étudiée sur la réponse à l'impact. Sur la figure 4.18 (b.), la pression de contact est tracée pour un même point du tube, pour chacun des matériaux. Une réponse quasi-identique est observée. Le choix entre les matériaux étudiés n'est pas influent sur la réponse à l'impact. Dans la suite de l'étude, le tube cylindrique est considéré être en l'alliage d'aluminium de désignation 2017 T4.

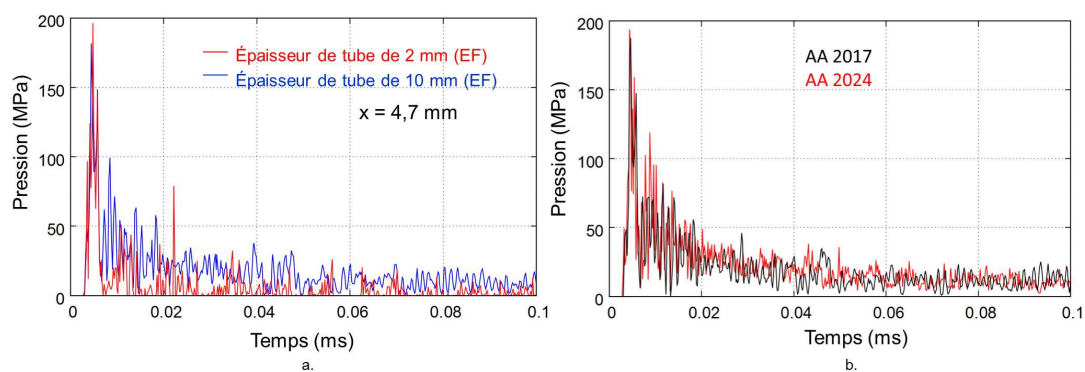


FIGURE 4.18 – Pression de contact en un point d'un tube ($x=4,7$ mm) en fonction du temps. Effet de l'épaisseur du tube (a.) Influence du matériau (b.) ($e = 10$ mm, $V_0 = 80$ m/s).

4.2.3.3 Pression de contact pendant l'impact pour une épaisseur de 10 mm

La pression de contact avec l'eau est relevée pour différents points du tubes. À chaque point, la pression évolue en fonction du temps en forme de triangle. Sur la figure 4.19, cette pression est tracée en fonction du temps et du diamètre du tube. La valeur maximale du triangle ou pic de pression n'est pas identique pour chaque point de contact du cylindre. La valeur maximale est 345 MPa. Elle se situe au niveau du rayon de 18,4 mm. Au niveau du premier point d'impact (le point le plus bas du tube), la valeur maximale du pic est plus de deux fois plus faible (127 MPa). L'évolution du rayon mouillé correspondante est tracé sur la figure 4.20. Il est observé que celui-ci augmente rapidement après impact.

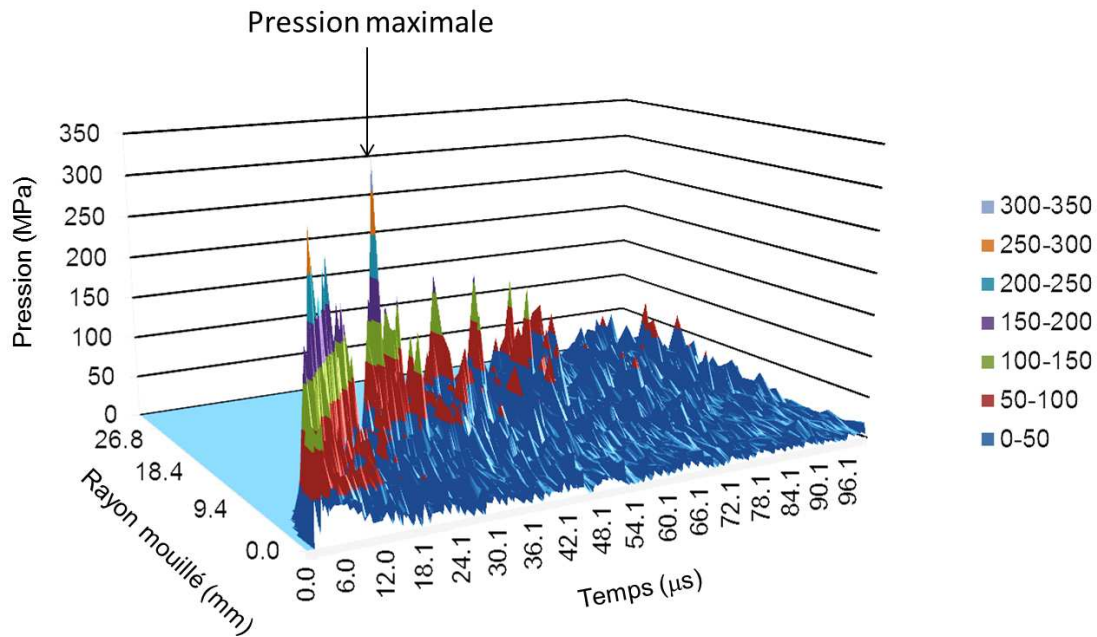


FIGURE 4.19 – Pression de contact en fonction du diamètre du tube et du temps ($V_0 = 80$ m/s, diamètre initiale de 100 mm).

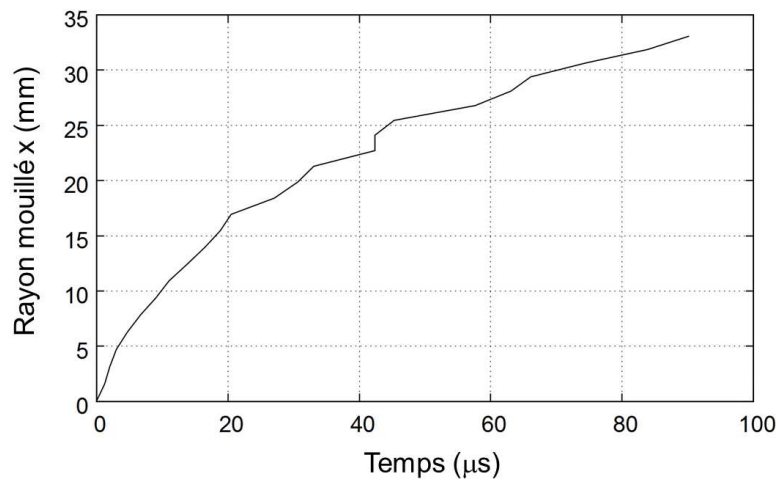


FIGURE 4.20 – Évolution du rayon mouillé pendant l'impact ($V_0 = 80$ m/s, diamètre initiale de 100 mm).

A l'instar du travail de Xiao [Xiao 2014] (Figure 4.6), la pression de contact est tracée pour différents temps après impact en fonction du rayon mouillé (Figure 4.21). En accord avec l'état de l'art de la section 4.1.1.2, le pic de pression a toujours lieu là où le cylindre entre en contact avec l'eau. La pression n'est donc pas équi-répartie sur la surface du tube. Cette observation est

caractéristique de l'impact à l'eau d'un cylindre.

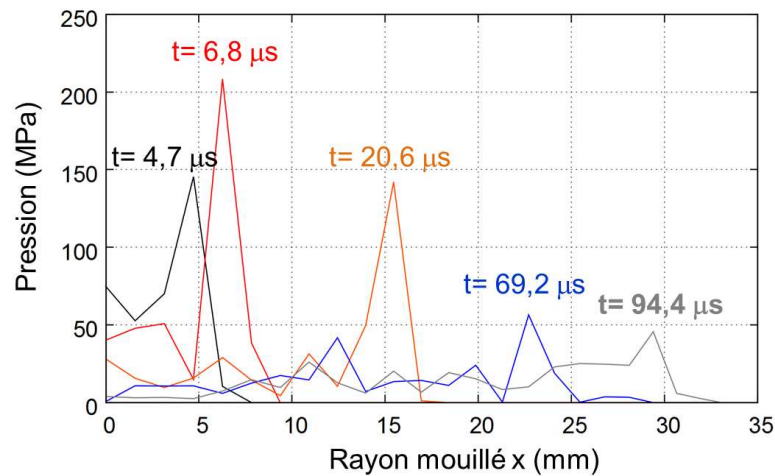


FIGURE 4.21 – Pression de contact en fonction du rayon mouillé du cylindre pour différents temps après impact.

4.2.3.4 Force totale de contact pendant l'impact

Pour différentes épaisseurs, la force totale de contact est tracée en fonction du déplacement vertical du cylindre sur la figure 4.22. Ces résultats sont comparés à ceux tirés de la formule analytique modifiée pour un corps rigide (Équation 4.27). Plus l'épaisseur du tube est grande, plus le tube est rigide et donc plus la valeur du pic d'effort est grande. Les résultats se stabilisent pour des épaisseurs supérieures à 8 mm. Les résultats par l'approche analytique (Équation 4.27) donnent encore une bonne tendance de force. Comme pour l'impact indéformable (Annexe L), elles tendent à sous-estimer la valeur du pic de force. Au bout d'une certaine pénétration, la force diminue plus lentement pour toutes les épaisseurs entre 100 et 300 kN.

4.2.3.5 Vitesses de déformation pendant l'impact

Les vitesses de déformations sont tracées pour les noeuds inférieur et supérieur du tube cylindrique d'épaisseurs 2 mm (Figure 4.23) et 10 mm (Figure 4.24). Les vitesses de déformation maximales sont aux alentours de 930 s^{-1} ($e = 10 \text{ mm}$) et 358 s^{-1} ($e = 2 \text{ mm}$). Sur chaque figure, pour un temps de 0,4 ms après l'impact, la déformée des tubes est tracée. Sur ces déformées, la déformation plastique équivalente (appelée PEEQ dans le légende) est identifiée. Ces images montrent bien que le tube ne se déforme pas plastiquement lors d'un impact avec une épaisseur de 10 mm à l'exception du point d'application de la masse. En ce qui concerne le tube d'épaisseur 2 mm, le diamètre extérieur passe de 100 mm à 74 mm (à $t=0,4 \text{ ms}$). La répartition des déformations plastiques, sur le tube, montre qu'il est totalement plastifié sur sa moitié basse. En effet, le tube s'écrase lorsqu'il est en contact avec l'eau. Le tube se plastifie aussi en son milieu en se pliant sur lui même. Dans la zone supérieure des déformations plastiques sont aussi observées mais elles sont moins importantes que dans les autres zones (voir figure 4.23)