



12^{èmes} Journées de l'Hydrodynamique
Nantes , 17-19 novembre 2010

**MODELISATION DE L'ATTENUATION D'UNE ONDE DE
PRESSION SOUS-MARINE PAR RIDEAU DE BULLES**

***DAMPING OF UNDERWATER PRESSURE WAVE BY
BUBBLE CURTAIN***

Hervé GRANDJEAN^{1*}, Nicolas JACQUES¹ et Stéphane ZALESKI²

¹ Laboratoire Brestois de Mécanique et des Systèmes, EA 4325
ENSIETA, 29200 Brest

**herve.grandjean@gmail.com*

² Institut Jean Le Rond d'Alembert, UMR 7190
Université Paris 6, 75005 Paris

Résumé

Un modèle décrivant la réponse d'un milieu diphasique liquide-bulles, lors de la propagation d'une onde de pression, a été développé, et intégré dans un code de calculs par éléments finis. Ce modèle, basé sur une technique d'homogénéisation, est validé par comparaison avec des essais expérimentaux de la littérature. Cette modélisation est ensuite appliquée au cas de l'interaction d'une onde de choc sous-marine avec un rideau de bulles, et permet de rendre compte de l'effet atténuateur d'une telle barrière diphasique.

Summary

A model for the behaviour of a bubbly liquid, experiencing the propagation of an underwater pressure wave, has been developed and implemented in a FEM code. This model, based on an homogenization technique, is validated by comparison with experimental results of the literature. Then, the interaction of a shock wave with a bubble screen is investigated, and the important damping effect of the bubble curtain is pointed out.

Nomenclature

Symbole	Appellation	Unité
c_p	Capacité thermique massique du gaz à pression constante	$\text{m}^2/(\text{s}^2.\text{K})$
c_v	Capacité thermique massique du gaz à volume constant	$\text{m}^2/(\text{s}^2.\text{K})$
$\underline{\underline{F}}$	Tenseur gradient de déformation	-
f	Porosité courante	-
f_0	Porosité initiale	-
$\underline{\underline{I}}$	Tenseur identité	-
k_G	Conductivité thermique du gaz	$(\text{kg.m})/(\text{s}^3.\text{K})$
M_a	Masse molaire du gaz	kg.mol^{-1}
p_b	Pression dans la bulle	Pa
p_i, p_e	Pression dans la sphère creuse	Pa
P_{ref}	Pression de référence	Pa
\tilde{P}	Pression relative macroscopique	Pa
P	Pression absolue macroscopique	Pa
Pe_T	Nombre de Péclet thermique	-
\Re	Partie réelle	-
R	Rayon courant de la bulle	m
R_e	Rayon courant externe de la sphère creuse	m
R_{gp}	Constante des gaz parfaits	$\text{J.K}^{-1}.\text{mol}^{-1}$
r_{gp}	Constante massique des gaz parfaits	$\text{J.K}^{-1}.\text{kg}^{-1}$
T_b	Température moyenne du gaz dans la bulle	K
T_r	Gradient de température à l'interface bulle-liquide	K.m^{-1}
\underline{u}	Vecteur vitesse	m.s^{-1}
v_b	Volume d'une bulle	m^3
β_T	Coefficient de transfert thermique	-
γ	Ratio des capacités thermiques (ou coefficient polytropique)	-
η	Nombre de bulles par unité de volume de liquide	m^{-3}
μ	Viscosité dynamique du liquide	Pa.s
ρ	Masse volumique du milieu diphasique	kg.m^{-3}
ρ_G	Masse volumique du gaz	kg.m^{-3}
ρ_L	Masse volumique du liquide	kg.m^{-3}
τ	Période de pulsation de la bulle	s
χ_L	Coefficient de compressibilité du liquide	$\text{kg.m}^{-1}.\text{s}^{-2}$
Ω_0^{sc}	Fréquence naturelle isotherme de la bulle (modèle sphère creuse)	s^{-1}

I – Introduction

Un rideau de bulles placé au sein d'un milieu liquide a la capacité de diminuer les effets d'une explosion sous-marine sur les structures. Ce dispositif, utilisé par les marines militaires pour sécuriser les zones lors d'opérations de déminage, mais aussi par des entreprises du génie portuaire, a une efficacité avérée (Rude & Lee 2007). Néanmoins, peu d'études portant sur la modélisation de ce phénomène ont été proposées (Surov 1999, Sychev 2006). L'objectif de ces travaux consiste à comprendre finement les mécanismes mis en jeu dans le processus d'atténuation d'une onde de choc par un rideau de bulles, à identifier les paramètres physiques qui gouvernent le phénomène, et ainsi optimiser l'ef-

ficacité du rideau. Avant de parvenir à ces résultats, il est nécessaire de caractériser la réponse du seul milieu diphasique lors de la propagation d'une onde de pression.

Pour cela, un modèle décrivant le comportement d'un milieu diphasique liquide-bulles, basé sur une technique d'homogénéisation, est proposé. La propagation d'une onde de choc au sein de ce milieu équivalent est ensuite traitée par un code de calculs par éléments finis. La validation de ce modèle est basée sur les expériences de Kameda (1998), qui traitent de la propagation d'une onde de choc dans un milieu diphasique, au sein duquel des bulles de même taille sont réparties régulièrement. Les résultats numériques issus du modèle sont en bon accord avec les résultats expérimentaux de la littérature.

Par la suite, une étude du rôle des interfaces eau/milieu à bulles est proposée, permettant de dégager quelques caractéristiques de l'influence d'un rideau de bulles sur la propagation d'une onde de choc sous-marine.

II – Propagation d'une onde de choc dans un milieu diphasique

II – 1 Technique d'homogénéisation

L'objet du modèle proposé consiste à remplacer le milieu diphasique liquide-bulles par un fluide homogène équivalent, doté d'une loi de comportement prenant en compte la dynamique des bulles et les effets thermiques associés. Les techniques d'homogénéisation sont classiques en mécanique des solides : Johnson (1981) a ainsi utilisé cette approche pour rendre compte de l'influence des porosités dans les processus de fracture au sein des matériaux ductiles.

Ici, le volume élémentaire représentatif (VER) du milieu diphasique est constitué d'une bulle de gaz insérée dans une sphère liquide (fig. 1). Ce VER, dénommé sphère creuse par la suite, possède la même porosité initiale que le milieu diphasique global.

La pression appliquée sur la surface externe de la sphère creuse, notée P par la suite, est la pression macroscopique (ou pression de chargement). Cette pression se décompose en une pression de référence (par exemple la pression dans le fluide au repos à $t = 0$), P_{ref} , plus une pression relative, \tilde{P} .

$$P = P_{\text{ref}} + \tilde{P} \quad (1)$$

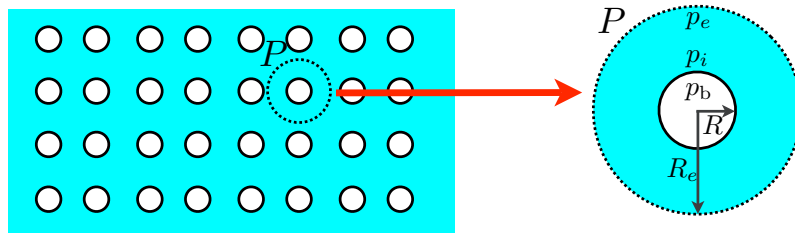


Figure 1 – Identification du volume élémentaire représentatif du fluide diphasique : motif de sphère creuse.

II – 2 Modèle de sphère creuse

L'objet de ce paragraphe est de déterminer la réponse du motif de sphère creuse, et ainsi, le comportement macroscopique du milieu diphasique.

II – 2.1 Dynamique de la bulle

On étudie la dynamique d'une bulle gazeuse plongée dans un milieu liquide, occupant un domaine délimité par une sphère de rayon R_e . Le liquide est assimilé à un fluide homogène, newtonien, de masse volumique ρ_L et de viscosité dynamique μ . La bulle est supposée remplie d'un gaz non condensable à la pression p_b , dont le comportement est assimilé à celui d'un gaz parfait. On supposera que l'évolution du liquide est isotherme. Bien que la surface de la bulle soit en mouvement, on considérera que le mélange gazeux à l'intérieur de la bulle est au repos et que la pression y est donc uniforme.

On fait aussi l'hypothèse que la bulle se déforme sphériquement et que son centre reste immobile. La vitesse au sein du liquide, purement radiale, s'exprime sous la forme $\underline{U}(r, t) = U_r(r, t)\underline{e}_r$. La pression au sein du liquide est également de la forme $p(r, t)$.

Sous l'hypothèse d'incompressibilité du fluide, l'équation de continuité assortie de la condition cinématique d'imperméabilité en $r = R$ donne :

$$U_r(r, t) = \frac{R^2}{r^2} \dot{R}(t) \quad (2)$$

Par ailleurs, l'équation de la dynamique au sein du liquide s'écrit :

$$\rho_L \left[\frac{\partial U_r}{\partial t} + U_r \frac{\partial U_r}{\partial r} \right] = -\frac{\partial p}{\partial r} + \mu \left[\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial U_r}{\partial r} \right) - \frac{2}{r^2} U_r \right] \quad (3)$$

En intégrant le champ de vitesse 2 dans l'équation 3, et en intégrant entre $r = R$ et $r = R_e$, il vient :

$$p_i = p_e + \rho_L \left[R\ddot{R}(1 - f^{\frac{1}{3}}) + \frac{3}{2}\dot{R}^2 \left(1 - \frac{4}{3}f^{\frac{1}{3}} + \frac{1}{3}f^{\frac{4}{3}} \right) \right] \quad (4)$$

où p_i est la pression dans le liquide à la surface de la bulle, p_e est la pression dans la sphère creuse à l'interface avec le liquide environnant, et $f = \frac{R^3}{R_e^3}$ est la porosité.

Les conditions aux limites dynamiques, respectivement à la surface de la bulle et à la surface de la sphère de rayon R_e , traduisant l'équilibre des efforts s'exerçant sur celles-ci, s'écrivent :

$$\begin{cases} p_i &= p_b - \frac{2\sigma}{R} - 4\mu\frac{\dot{R}}{R} \\ P &= p_e + 4\mu f \frac{\dot{R}}{R} \end{cases} \quad (5)$$

Finalement, l'équation associée au modèle de sphère creuse s'écrit :

$$\boxed{P = p_b - \rho_L \left[R\ddot{R}(1 - f^{\frac{1}{3}}) + \frac{3}{2}\dot{R}^2 \left(1 - \frac{4}{3}f^{\frac{1}{3}} + \frac{1}{3}f^{\frac{4}{3}} \right) \right] - 4\mu\frac{\dot{R}}{R}(1 - f) - \frac{2\sigma}{R}} \quad (6)$$

L'apport de l'équation (6) par rapport à l'équation de Rayleigh-Plesset (obtenue en considérant $f = 0$) réside dans la présence des termes faisant intervenir la porosité f , qui rendent compte de l'effet du confinement d'une bulle sur sa dynamique. L'influence de ces termes sur la réponse d'une bulle soumise à un créneau de dépression puis de surpression est soulignée à la figure 2.

La linéarisation de l'équation de la sphère creuse permet d'accéder à l'expression de la fréquence propre isotherme de la bulle, qui vaut : $\Omega_0^{\text{sc}} = \frac{1}{R_0} \sqrt{\frac{3P_{b0} + \frac{4\sigma}{R_0}}{\rho_L(1 - f^{\frac{1}{3}})}}$.

La prise en compte de ces termes de porosité correspond ainsi à une diminution de l'inertie du liquide autour de la bulle, et donc à une période d'oscillation plus courte.

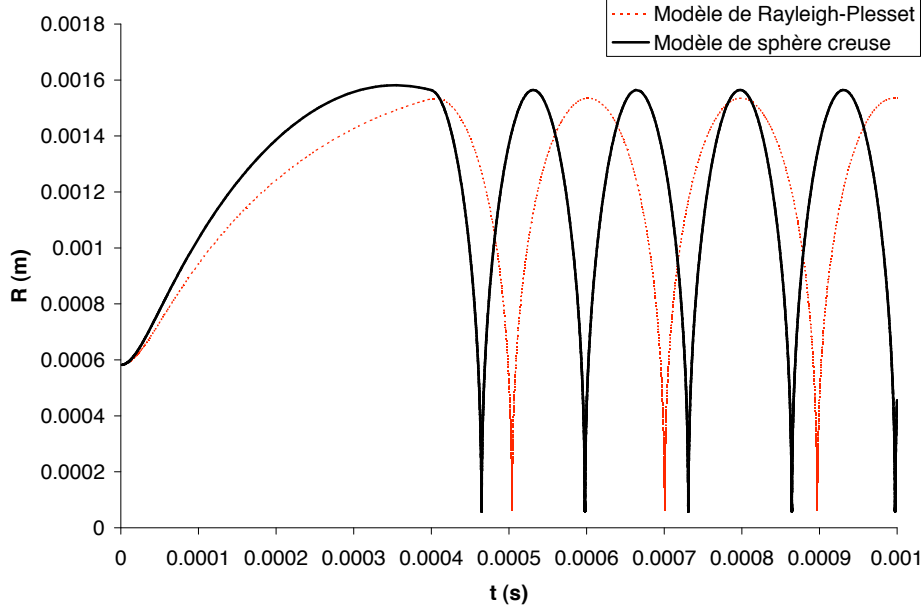


Figure 2 – Evolution du rayon d’une bulle soumise à $t = 0$ à une dépression $P_1 = 10^4$ Pa, puis à $t_1 = 4.10^{-4}$ s, à une surpression $P_2 = 2.10^5$ Pa. $p_{b0} = 1,091.10^5$ Pa - $R_0 = 5,82.10^{-4}$ m - $f_0 = 2\%$. Le comportement du gaz est supposé adiabatique.

II – 2.2 Comportement thermodynamique du gaz au sein de la bulle

Lors des cycles de contraction et d’expansion de la bulle, plusieurs phénomènes dissipatifs contribuent à amortir les oscillations de la bulle. Outre la dissipation énergétique liée à la viscosité du liquide, des effets de dissipation thermique interviennent, dont il est tenu compte dans ce travail en utilisant la loi de Fourier et en modélisant le gradient de température à l’interface, à l’aide des modèles de Drumheller (1982) et Preston (2007).

Conservation de l’énergie Pendant un temps dt , la chaleur apportée par l’interface à la bulle s’écrit, selon la loi de Fourier :

$$\delta Q = 4\pi R^2 k_G \left(\frac{\partial T}{\partial r} \right)_{r=R} dt \quad (7)$$

En supposant les transformations quasi-statiques, le premier principe de la thermodynamique s’écrit :

$$\delta Q = dU - \delta W = mc_v dT_b + p_b dV \quad (8)$$

avec m la masse de gaz dans la bulle.

Par ailleurs, la relation de Mayer s’écrit $c_p - c_v = \frac{R_{gp}}{M_a} = r_{gp}$. On établit alors la relation classique : $c_v = \frac{r_{gp}}{\gamma - 1}$. En combinant les équations 7 et 8, il vient :

$$\frac{dT_b}{dt} = \frac{\gamma - 1}{mr_{gp}} \left[4\pi R^2 k_G \left(\frac{\partial T}{\partial r} \right)_{r=R} - p_b \frac{dV}{dt} \right] \quad (9)$$

La loi des gaz parfaits appliquée à la bulle donne, après différentiation logarithmique et dérivation par rapport au temps :

$$\frac{dp_b}{dt} = -\frac{3}{R} \left(p_b \frac{dR}{dt} \right) + \frac{\partial T_b}{\partial t} \frac{p_b}{T_b} \quad (10)$$

Combinant 9 et 10, il vient :

$$\frac{dp_b}{dt} = -\frac{3}{R} \left(p_b \frac{dR}{dt} \right) + \frac{p_b}{T_b} \frac{\gamma - 1}{m r_{\text{gp}}} \left[4\pi R^2 k_G \left(\frac{\partial T}{\partial r} \right)_{r=R} - p_b \frac{dV}{dt} \right] \quad (11)$$

En utilisant la loi des gaz parfaits, $\frac{p_b}{T_b} = \frac{m r_{\text{gp}}}{V}$, et en écrivant $dV = 4\pi R^2 dR$, il vient :

$$\boxed{\frac{dp_b}{dt} = \frac{-3\gamma}{R} p_b \frac{dR}{dt} + \frac{3(\gamma-1)}{R} k_G \left(\frac{\partial T}{\partial r} \right)_{r=R}} \quad (12)$$

Cette équation est celle établie, par exemple, par Prosperetti *et al.* (1988).

Transfert de chaleur à la surface de la bulle Pour fermer le système d'équation (6)-(12), nous modélisons le gradient de température à l'interface par (Drumheller, 1982) :

$$\left(\frac{\partial T}{\partial r} \right)_{r=R} = -\frac{\beta_T}{R} (T_b - T_L) \quad (13)$$

où β_T est un coefficient de transport de chaleur. La difficulté réside dans l'estimation a priori de la valeur de β_T . Nous avons pour cela utilisé le modèle de Preston (Preston *et al.*, 2007).

Ce modèle consiste à déterminer le coefficient β_T en utilisant la solution analytique décrivant les transferts thermiques dans la bulle, dans le domaine fréquentiel. Pour de petites amplitudes (dénotées par des primes), l'équation adimensionnalisée de la chaleur s'écrit, dans la bulle :

$$\frac{\partial T^*'}{\partial t^*} = \frac{1}{\text{Pe}_T} \frac{1}{y^2} \frac{\partial}{\partial y} \left(y^2 \frac{\partial T^*'}{\partial y} \right) + \frac{\gamma - 1}{\gamma} P^*' \quad (14)$$

où $t^* = t\Omega_0$, $y = \frac{r}{R}$, et pour les champs de pression et de température, $\phi^* = \frac{\phi}{\phi_0}$ et $\phi^* = 1 + \phi^{*'}$. Le dernier terme du membre de droite correspond à un terme de source, dû à l'échauffement du gaz lors de sa compression. Dans le domaine fréquentiel, il existe une solution analytique pour l'équation 14 :

$$\hat{T}^{*'}(y, \omega) = \frac{\gamma - 1}{\gamma} \hat{P}^{*'}(\omega) [1 - \Theta(y; \omega; \text{Pe}_T)] \quad (15)$$

où $\omega = \frac{\Omega}{\Omega_0}$, et où la fonction Θ est donnée par :

$$\Theta(y; \omega; \text{Pe}_T) = \frac{\sinh \sqrt{i\omega \text{Pe}_T} y}{y \sinh \sqrt{i\omega \text{Pe}_T}} \quad (16)$$

En différentiant l'équation et en intégrant sur le volume de la bulle, on trouve une équation reliant le gradient de température au niveau de la paroi à la température moyenne du gaz dans la bulle :

$$\frac{\partial \hat{T}^{*'}}{\partial y}(\omega) = -\Psi(\omega; \text{Pe}_T) \hat{T}^{*'}(\omega) \quad (17)$$

où $\bar{T} = \frac{1}{v_b} \int_{v_b} T dv_b$, et où la fonction de transfert Ψ s'écrit :

$$\Psi(\omega; Pe_T) = \left\{ \left[\sqrt{i\omega Pe_T} \coth \sqrt{i\omega Pe_T} - 1 \right]^{-1} - \left(\frac{3}{i\omega Pe_T} \right) \right\}^{-1} \quad (18)$$

Du fait de la similitude entre les équations 13 et 17, Preston choisit de déterminer le coefficient β_T comme la partie réelle de la fonction de transfert Ψ , calculée pour une pulsation égale à la pulsation propre isotherme de la bulle (soit $\omega = 1$).

$$\beta_T^{\text{Pr}} = \Re(\Psi(Pe_T)) \quad (19)$$

où le nombre de Péclet thermique est calculé en considérant la pulsation naturelle de la bulle au sein du VER : $Pe_T = \frac{\rho_G c_p R_0^2 \Omega_0^{sc}}{k_G}$.

Le modèle de Preston est bien adapté pour de très faibles nombres de Péclet, c'est-à-dire pour de petites bulles. En effet, dans la limite $Pe_T \rightarrow 0$, la fonction Ψ est réelle. Par contre, comme nous le verrons, pour des nombres de Péclet plus élevés, le modèle de Preston prévoit un amortissement thermique trop marqué.

II – 3 Equations de conservation à l'échelle macroscopique

Les équations décrivant la conservation de la masse et de la quantité de mouvement, sous forme lagrangienne, peuvent s'écrire :

$$\frac{\rho_0}{\rho} = \frac{V}{V_0} = \det \underline{\underline{F}} \quad (20)$$

$$\rho \frac{Du}{Dt} = -\nabla P \quad (21)$$

où $\underline{\underline{F}}$ est le gradient de la transformation : $\underline{\underline{F}} = \frac{\partial \underline{x}}{\partial \underline{X}}$.

Le changement de volume du milieu diphasique est associé au changement de volume des bulles d'une part, et du liquide d'autre part. Le caractère compressible des bulles a été décrit dans les paragraphes précédents (équation de la sphère creuse 6). L'introduction d'un coefficient de compressibilité pour le liquide, noté χ_L , permet de prendre en compte les changements de volume du liquide à l'échelle macroscopique.

Si on note V_{L0} et V_L les volumes totaux de liquide respectivement à l'instant initial et à un instant t quelconque, il vient :

$$\tilde{P}_L = \chi_L \left(1 - \frac{V_L}{V_{L0}} \right) \quad (22)$$

où \tilde{P}_L est la pression relative dans le liquide. On assimile \tilde{P}_L à \tilde{P} (défini par l'équation 1), la pression macroscopique relative dans le milieu diphasique.

Par ailleurs, les changements de volume de la phase liquide sont reliés aux changements de volume V du milieu diphasique par la porosité :

$$\frac{V_L}{V_{L0}} = \frac{1-f}{1-f_0} \frac{V}{V_0} \quad (23)$$

En considérant 20, l'équation suivante est obtenue :

$$\tilde{P} = \chi_L \left(1 - \frac{1-f}{1-f_0} \det \underline{\underline{F}} \right) \quad (24)$$

III – Implantations numériques et validations

III – 1 Implantation numérique

Le modèle de fluide diphasique qui vient d'être présenté a été implanté dans le module lagrangien du code de calculs par éléments finis ABAQUS/Explicit. Des simulations de propagation d'ondes de choc dans un milieu à bulles unidimensionnel ont été réalisées. Dans ce cadre, un domaine fluide est discrétisé, et un choc maintenu d'intensité constante $P_{\text{ref}} + \Delta P_0$ est appliqué sur la face avant du domaine.

III – 2 Validation numérique

III – 2.1 Comparaison avec la résolution analytique de la structure de l'onde de choc stationnaire

Afin d'évaluer l'aptitude du code ABAQUS/Explicit à décrire le problème de la propagation d'un choc dans un milieu à bulles, une confrontation avec des résultats analytiques est recherchée. Il est en effet possible de connaître analytiquement, par exemple, le profil temporel d'un choc stationnaire dans un milieu diphasique. Le système d'équations rendant compte d'une telle structure est détaillé ci-après.

En négligeant la compressibilité du liquide, les équations de conservation de la masse et de la quantité de mouvement pour un milieu diphasique s'écrivent respectivement (Brennen, 2005, chapitre 10) :

$$\frac{\partial u}{\partial x} = \frac{\eta}{1 + \eta v_b} \frac{Dv_b}{Dt} \quad (25)$$

$$\rho_L \frac{Du}{Dt} = -(1 + \eta v_b) \frac{\partial p}{\partial x} \quad (26)$$

où η , nombre de bulles par unité de volume de liquide, est supposée constante, et v_b est le volume d'une bulle. En outre, on décrit la dynamique de la bulle par l'équation de la sphère creuse 6, et on considère une évolution adiabatique du gaz dans la bulle.

On se place désormais dans le référentiel de l'onde de choc (dans lequel par définition le choc est stationnaire). la dérivée particulaire s'écrit alors simplement :

$$\frac{D}{Dt} = u \frac{\partial}{\partial x} \quad (27)$$

Dans ce cadre, les équations 25 et 26 se réécrivent :

$$\frac{Du}{Dt} = \frac{\eta u}{1 + \eta v_b} \frac{Dv_b}{Dt} \quad (28)$$

avec

$$\frac{Dv_b}{Dt} = 4\pi R^2 \frac{DR}{Dt} \quad (29)$$

$$\frac{DP}{Dt} = -\frac{\rho_L u}{1 + \eta v_b} \frac{Du}{Dt} \quad (30)$$

L'intégration (numérique) du système d'équations différentielles partielles 6, 28, 30 permet d'accéder à la structure stationnaire d'un choc se propageant dans un milieu diphasique.

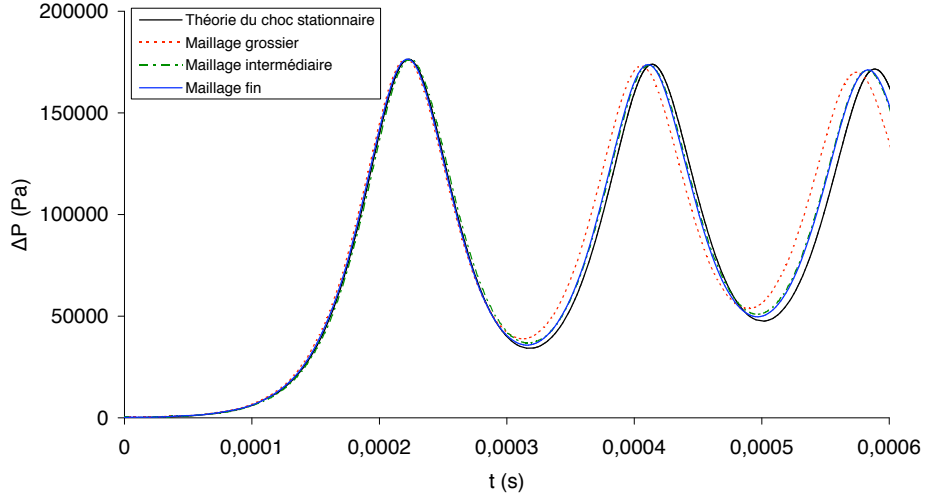


Figure 3 – Structure stationnaire d’un choc dans un milieu liquide-bulles. $R_0 = 0,613\text{mm}$ - $f_0 = 0,24\%$ - $P_{\text{ref}} = 112,9\text{ kPa}$ - $\Delta P_0 = 130,6\text{ kPa}$

D’autre part, des simulations numériques sont menées avec ABAQUS. On se place à des temps suffisamment longs pour que le choc ait atteint une structure stationnaire.

La figure 3 montre un exemple de confrontation entre les résultats analytiques et ceux d’ABAQUS. Trois maillages sont utilisés (20000, 40000 et 80000 éléments, avec des tailles l d’éléments valant respectivement $l = 2,45R_0$, $l = 1,26R_0$, $l = 0,61R_0$). Les résultats donnés par les maillages intermédiaire et fin coïncident avec la solution analytique. Le léger décalage temporel qui apparaît lors de la troisième oscillation peut être dû à l’absence de prise en compte de compressibilité du liquide dans le modèle analytique.

III – 3 Validation expérimentale

Les résultats numériques issus du modèle proposé sont comparés aux expériences de Kameda (1998). Les figures 4 et 5 montrent un exemple de confrontation entre les résultats expérimentaux et les simulations numériques.

Les résultats de la figure 4 rapportent le cas de la propagation d’une onde de choc dans un milieu à bulles contenant du SF_6 , gaz pour lequel les effets de dissipation thermique par conduction sont faibles (nombre de Péclet élevé, de l’ordre de $\text{Pe}_T = 4000$). L’écart entre le modèle adiabatique et le modèle thermique est donc ténu, et la concordance avec les résultats expérimentaux est excellente.

Les résultats de la figure 5 traitent du cas des bulles de N_2 , gaz dont la conductivité thermique est élevée (nombre de Péclet de l’ordre de $\text{Pe}_T = 600$). Le modèle de Preston fournit un meilleur accord entre les résultats expérimentaux et numériques que le modèle adiabatique. Une amélioration de la modélisation des échanges thermiques est cependant à l’étude.

IV – Investigations sur l’effet d’un rideau de bulles

On souhaite désormais évaluer, par des simulations numériques, l’effet d’un rideau de bulles placé au sein d’un domaine de liquide.

Le domaine de calcul a une longueur de 5m. Dans les zones $0\text{ m} \leq x \leq 2\text{ m}$ et $3\text{ m} \leq x \leq 5\text{ m}$, nous supposons que le milieu ne contient aucune bulle (liquide pur). Le comportement

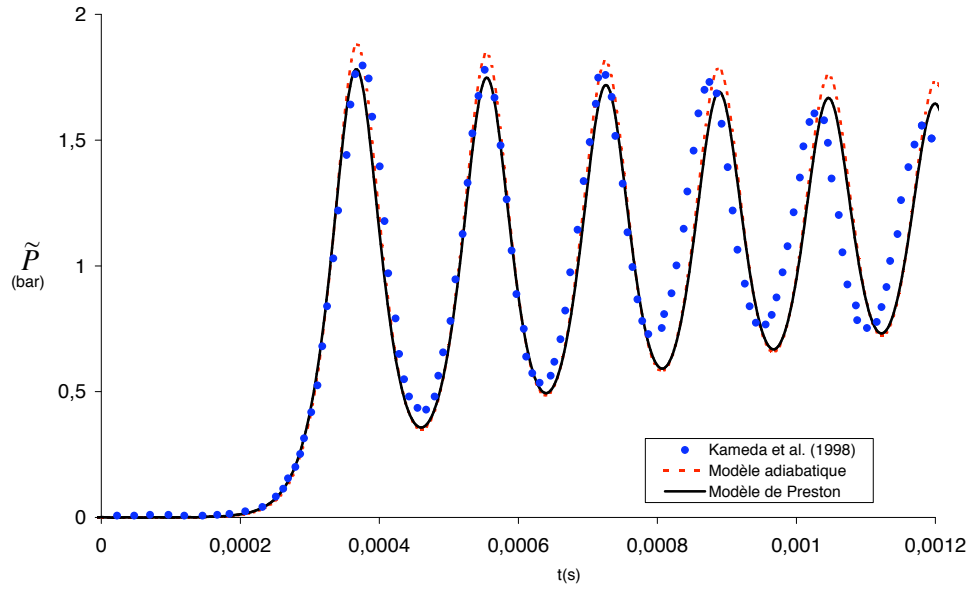


Figure 4 – Profil temporel de pression dans le milieu. Gaz SF_6 - $R_0 = 0,613\text{mm}$ - $f_0 = 0,24\%$ - $P_{\text{ref}} = 112,9\text{kPa}$ - $\Delta P_0 = 130,6\text{kPa}$ - Distance de la face avant : $z = 1,462\text{m}$

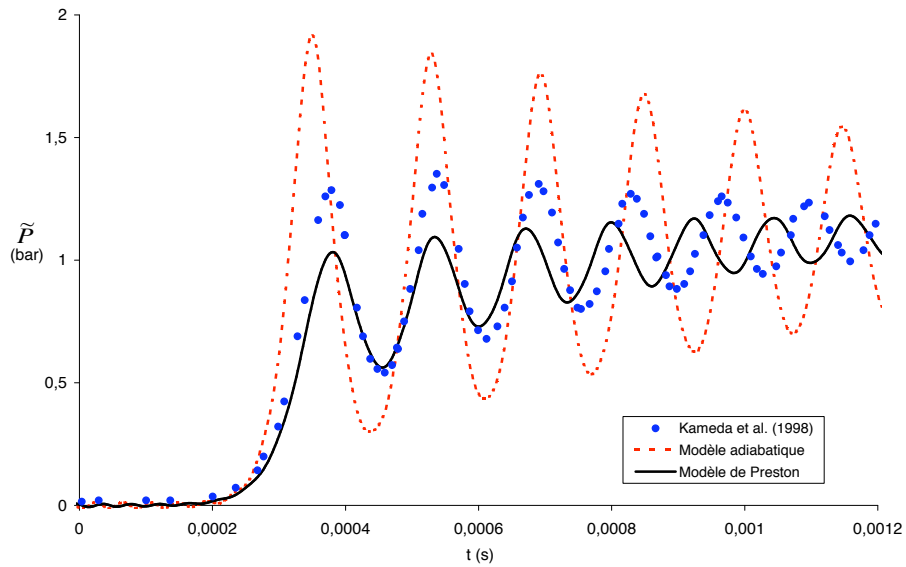


Figure 5 – Profil temporel de pression dans le milieu. Gaz N_2 - $R_0 = 0,582\text{mm}$ - $f_0 = 0,18\%$ - $P_{\text{ref}} = 109,1\text{kPa}$ - $\Delta P_0 = 115\text{kPa}$ - Distance de la face avant : $z = 0,912\text{m}$

de ce milieu est donc décrit par l'équation d'état suivante :

$$\tilde{P} = \chi_L \left(1 - \frac{V_L}{V_{L_0}} \right) \quad (31)$$

Au sein du rideau de bulles ($2 \text{ m} \leq x \leq 3 \text{ m}$), la fraction volumique d'air est égale à 1%. On applique en $x = 0$ un chargement représentatif d'une onde de choc sous-marine de la forme suivante :

$$\tilde{P} = P_0 e^{-\frac{t-t_0}{\theta}} \quad (32)$$

De plus, des conditions aux limites "absorbantes" sont utilisées pour éviter toute réflexion aux frontières du domaine.

Les premières simulations ont montré que l'onde de choc arrivant sur le rideau se réfléchit partiellement, causant l'apparition de zones de pression négative dans le liquide en amont du rideau. Pour essayer d'évaluer l'effet d'une possible cavitation, nous avons mené des simulations pour lesquelles la pression absolue n'est pas autorisée à devenir négative. Le comportement du liquide est donc :

$$\tilde{P} = \text{Max} \left(\chi_L \left(1 - \frac{V_L}{V_{L_0}} \right); -P_0 \right) \quad (33)$$

Les signaux de pression obtenus en aval du rideau de bulles sont comparés à ceux que l'on obtiendrait en l'absence de rideau (figure 6).

Dans les deux cas, une atténuation notable de l'amplitude du pic de pression est relevée, de l'ordre de 85% en présence du rideau avec liquide non cavitant, et 50% en présence du rideau avec liquide cavitant. La densité d'énergie transportée par le choc, $\int_0^\infty \tilde{P}(t)u(t)dt$, vaut 290 J/m^2 en l'absence du rideau de bulles, 21 J/m^2 en présence du rideau avec liquide non cavitant (soit une atténuation de l'ordre de 95%), et 71 J/m^2 en présence du rideau avec liquide cavitant (soit une atténuation de l'ordre de 75%).

L'effet atténuateur du rideau de bulles est lié d'une part à la rupture d'impédance qui provoque une réflexion partielle de l'onde sur le rideau, et d'autre part aux mécanismes dissipatifs d'énergie au sein même du rideau (viscosité, échanges thermiques).

V – Perspectives

Certains aspects du rideau de bulles doivent encore être étudiés : les hétérogénéités locales de porosité, la dispersion des rayons des bulles et la forme macroscopique du rideau sont susceptibles d'influencer notablement les signaux de pression transmis en aval du rideau de bulles.

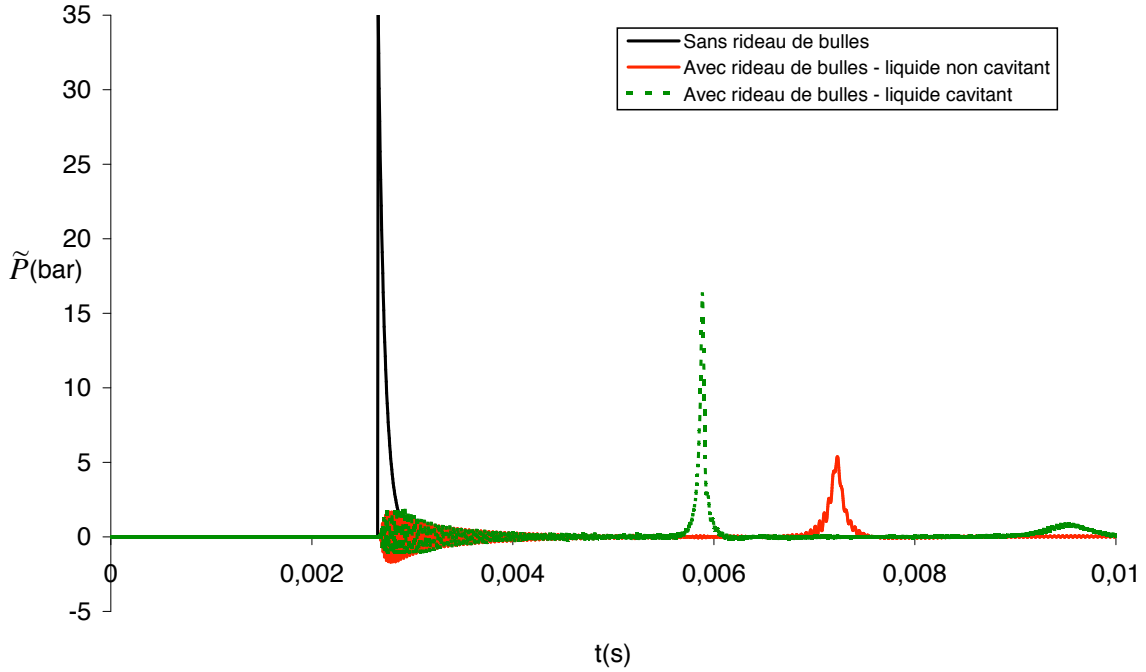


Figure 6 – Effet d’un rideau de bulles de tailles $R_0 = 2\text{mm}$, de largeur 1m, de porosité $f_0 = 1\%$, sur le profil temporel d’une onde de choc sous-marine. $P_0 = 35\text{ bars}$, $\theta = 66\mu\text{s}$.

Références

- [1] Brennen, C.E. 2005 *Fundamentals of multiphase flows*, Cambridge University Press.
- [2] Drumheller, D.S., Kipp, M.E., & Beford, A. 1982 Transient wave propagation in bubbly liquids, *J.Fluid Mech* **19**, 347-365.
- [3] Johnson, J.N. 1981 Dynamic fracture and spallation in ductile solids, *J. Appl. Phys.* **52**(4), 2812-2825.
- [4] Kameda, M., Shimaura, N., Higashino, F. & Matsumoto Y. 1998 Shock waves in a uniform bubbly flow, *Phys. Fluids* **10-10**, 2661-2668.
- [5] Preston, A.T., Colonius, T. & Brennen, C.E. 2007 A reduced-order model of diffusive effects on the dynamics of bubbles *Phys. Fluids* **19**, 123302.
- [6] Prosperetti, A., Crum, L.A. & Commander, K.W. 1988 Nonlinear bubble dynamics *J. Acoust. Soc. Am.* **83**(2), 502-514.
- [7] Rude, G. & Lee, J. 2007 Performance evaluation of the Roach Cove bubble screen apparatus, Technical Memorandum 2007-046, Defence Research and Development Canada.
- [8] Surov, V.S. 1999 Interaction of a shock wave with a bubble screen, *Technical physics* **44**, 37-43.
- [9] Sychev, A.I. 2006 Transmission of shock waves at the interface of bubble media, *Combustion, Explosion and Shock waves*, **42**, 210-216.