INTERACTION CHOC-SURFACE LIQUIDE : COMPARAISON CODE DE CAVITATION ET EXPÉRIMENTATION

N. Fargere

► To cite this version:

N. Fargere. INTERACTION CHOC-SURFACE LIQUIDE : COMPARAISON CODE DE CAVITATION ET EXPÉRIMENTATION. Journal de Physique IV Proceedings, 1991, 01 (C3), pp.C3-893-C3-897. 10.1051/jp4:19913125 . jpa-00249930

HAL Id: jpa-00249930

<https://hal.science/jpa-00249930>

Submitted on 1 Jan 1991

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

INTERACTION CHOC-SURFACE LIQUIDE : COMPARAISON CODE DE CAVITATION ET EXPÉRIMENTATION

N. FARGERÉ

Centre d'Etudes du Bouchet, F-91710 Vert le Petit, France

Résumé - Nous avons développé une simulation numérique qui permet de caractériser la zone de cavitation liée à l'onde de détente résultant de l'interaction d'une onde de choc sphérique subaquatique avec l'interface liquide-air. Cette simulation, prenant en compte le temps et différentes méthodes de calcul, est relativement bien corrélée par les résultats expérimentaux, obtenus sur de petites quantités d'explosif. Un passage à des quantités d'explosif plus importantes est possible par la loi de Similitude.

Abstract - Employing several methods and taking into account time in the calculations, we managed to develop a numerical code characterizing the cavitation zone due to the refraction of a subaquatic shock wave on the above surface. The results obtained with experimental means involving very small amount of explosive agree rather well with the code outputs and are likely to be extended by the mean of the Similitude law to higher weight charges.

1.- Introduction

Nous nous sommes intéressés aux mécanismes d'occurrence de la cavitation formée sous la surface, au passage d'une onde de choc sphérique subaquatique au travers de l'interface eau-air. Afin de formaliser les conditions d'apparition de ce phénomène nous nous sommes intéressés aux conjugaisons des pressions, choc incident et détente réfléchi, pression hydrostatique etc... Deux orientations différentes ont été données aux travaux. Une simulation numérique sur gros système, à partir de codes du type HEMP2, DYNA 2D ou HULL et une approche moins lourde, mais prenant peut être plus en compte l'aspect "physique", sur micro-ordinateur. Dans l'ensemble des travaux réalisés, la tension limite supportable par l'eau dans la qualité qui est la sienne lors de nos tirs est fixée à la valeur de pression de vapeur saturante. Ce choix, nous le savons, est sujet à discussion, mais il reste le plus justifiable dans notre configuration (eau industrielle non traitée).

2.- Modèle expérimental et expérimentation

Pratiquement, nous travaillons avec un bassin de 0,5 m³ (section 1 m²) rempli d'eau. Un détonateur de 215 mg de PETN est immergé à différentes profondeurs comprises entre 150 et 250 mm et activé. L'onde de choc sphérique ainsi créée se propage dans le liquide avec une vitesse décroissant rapidement pour devenir légèrement supersonique (1500 m/s). L'interaction avec l'interface liquide-air se produit selon une configuration et des paramètres caractéristiques qu'il est facile de faire varier.

Plusieurs moyens d'observation et de mesure ont été utilisés. Hormis les classiques mesures de pression nous retrouvons la tomographie laser, la micro-holographie, les films grande cadence (10⁴, 10⁶ im/s), la strioscopie et l'ombroscopie. Outre la zone de cavitation, que nous avons pu observer de différentes façons, nous avons aussi individualisé les modes d'apparition et de ruptures des microjets à la surface, origine du brouillard précoce accompagnant les explosions sous-marines [1].

3.- Gros codes

Les résultats obtenus avec les "gros codes" de simulation confirment les mesures de pression que nous avons réalisées dans le cadre expérimental, et nous obtenons aussi des valeurs caractéristiques (pression, vitesse...) sensiblement

égales à celles des approches par l'application du théorème de la Similitude à notre configuration, en utilisant les paramètres du modèle expérimental que nous utilisons. Malgré un maillage relativement petit, les seuils de pression trop faibles, la différence entre les densités mises en opposition trop importantes, ont été à l'origine de l'impossibilité de cerner correctement la cavitation.

D'une façon générale, ce qui peut être retiré du passage par ce type de code, c'est avant tout une vérification de la qualité des résultats expérimentaux, d'une part et des hypothèses de similitude d'autre part. Malheureusement, dans l'état actuel de leur conception, ces codes ne peuvent pas apporter des résultats exploitables pour des simulations impliquant des modélisations diphasiques, parce qu'ils nécessitent des maillages trop fins et des temps de calcul rédhibitoires.

4.- Codes sur petites machines (développés in situ)

4.1.- Généralités

Pratiquement, l'équation générale des pressions utilisée dans nos travaux est la suivante :

$$P_{Hydro} + P_{incidente} - P_{réfléchie} = P \quad (1)$$

Dans cette équation, P_{Hydro} correspond à la pression hydrostatique additionnée à la pression atmosphérique. Nous faisons la supposition que toute l'onde incidente est réfléchie sur la surface et que son profil est connu. En fait, on suppose que l'on se trouve dans un milieu totalement homogène et deux sources de mêmes caractéristiques détonent au même instant, les ondes sphériques émises se rencontrant à mi-chemin et se combinant alors algébriquement.

4.2.- Simulation selon la théorie de COLE [2]

L'expression (1) est calculée à partir des hypothèses précédentes, en relevant tous les points où la pression est inférieure à P_V (Pression de Vapeur saturante), on considère alors qu'il y a cavitation en ce point et qu'elle durera tant que la pression locale ne dépassera pas cette valeur. La zone de cavitation garde toujours la forme d'une calotte retournée, à concavité tournée vers la surface et atteignant le centre de détonation. Cette caractéristique n'est pas réellement admissible. Une comparaison à la silhouette expérimentale obtenue par micro-holographie n'est pas non plus encourageante.

4.3.- Reprise de la théorie de DUBESSET et LAVERGNE [3]

La zone de cavitation perturbe l'onde de choc incidente et la détente réfléchie. Cette dernière est particulièrement atténuée et déformée par la cavitation. En utilisant les résultats d'ARONS et YENNIE [4], DUBESSET et LAVERGNE ont tenu compte de l'érosion du front de détente. En utilisant l'équation générale de pression (1) on détermine alors le volume total sous la surface où la cavitation a eu lieu, sans préjuger de sa forme à un instant donné. La cavitation se propage vers le bas en suivant l'onde de détente. Le phénomène physique de l'érosion conduit à penser que la zone s'étend assez peu en profondeur. La forme obtenue en simulation est celle d'une calotte sphérique, plus ou moins centrée sur la charge.

La figure suivante illustre le problème posé :

Représentation du problème en coordonnées cylindriques
L'image est l'origine des coordonnées (R_1 , A)

En un point M, de coordonnées cylindriques (R_1 , A), sur le front d'onde réfléchi, écrivons la somme des pressions :

$$P_h(R_1, A) + P\left(\frac{W^{1/3}}{R_2}, \tau\right) - P\left(\frac{W_i^{1/3}}{R_1}, 0\right) \quad (2)$$

avec :

- la pression hydrostatique $P_h(R_1, A)$,

- la queue de pression de l'onde de choc à la distance R_2 de la charge, au temps réduit τ , après l'arrivée de l'onde de choc en

M, soit $P\left(\frac{W^{1/3}}{R_2}, \tau\right)$,

- le pic négative de pression (onde réfléchie), à la distance R_1 de l'image de la charge, atténuée par la cavitation que l'on écrit

alors, $- P\left(\frac{W_i^{1/3}}{R_1}, 0\right)$.

W est la masse de la charge explosive. W_i est alors une charge image ajustée à chaque instant, pour tenir compte de l'érosion du front de détente. W_i est tel que le pic de l'onde réfléchie compense en tout point (R_1 , A), la pression hydrostatique et la pression dans la queue du front de choc, au moment où l'onde réfléchie arrive en (R_1 , A). Pour un point M (R_1 , A), situé dans la zone de cavitation, l'équation (2) doit être égale à P_{vs} , ainsi que nous l'avons dit en préambule.

La dynamique du calcul consiste donc à faire croître R_1 , à partir de la valeur $R_{10} = D/\cos A$, correspondant au point M sur la surface, pour des valeurs fixées de A .

Pour R_{10} et $W_i = W$, le premier membre de l'équation est généralement supérieur à P_{vs} , ce qui veut dire qu'il n'y a pas cavitation, et il devient égal à P_{vs} pour une certaine valeur de $R_1 = R_{1 \text{ init}}$ (et $W_i = W$). En effet, lorsque le rayon réfléchi pénètre dans la zone de cavitation, W_i est toujours égal à W . Lorsqu'il traverse cette zone, le pic de pression s'érode de plus en plus ce qui se traduit par une décroissance monotone de W_i . (On rappelle que les formules d'évaluation des différents paramètres sont celles de COOK[5]).

W_i passe par une valeur minimale pour la valeur de $R_1 = R_{1 \text{ fin}}$. Pour $R_1 > R_{1 \text{ fin}}$, W_i commence à croître, la pression hydrostatique et l'onde incidente sont alors suffisantes pour compenser la pression négative, ce qui signifie que nous sommes sortis de la zone de cavitation.

La zone de cavitation pour un angle A est donc comprise entre $R_{1 \text{ init}}$ et $R_{1 \text{ fin}}$, pour lesquels, respectivement, $W_i = W$ et $W_i = W_{\text{min}}$.

On retrouvera les démarches des calculs dans les références citées précédemment. Nous avons ainsi créé le code ASTEC I (Algorithme Spatio-Temporel d'Evaluation de la Cavitation). Cependant il ne prend pas en compte le temps.

4.4.- Evolution de ASTEC I vers ASTEC II

La configuration expérimentale et paramétrique reste identique. Pour un angle A donné on calcule $R_{1 \text{ init}}$ et $R_{1 \text{ fin}}$. Comme dans le développement précédent à partir de $R_{1 \text{ init}}$ nous incrémentons la distance à l'image et calculons le W_i correspondant à cette distance. L'instant où peut commencer la cavitation est celui où l'onde de choc incidente est passée et où l'onde de détente est présente. A partir de cet instant et en ce point on commence à faire varier les différents paramètres en reprenant la formule de COLE. Ces calculs sont réalisés avec la masse initiale (W) d'explosif. Ainsi la durée de cavitation est obtenue par excès. Alors, en faisant varier A dans la plage habituelle, nous sommes capables de donner une allure de la silhouette de cavitation à des instants différents.

4.5.- Un accroissement dans la précision : ASTEC III

- Recherche de la masse fictive optimale

Si l'on reprend les hypothèses de base qui nous ont conduits au code ASTEC II, nous savons que l'approximation du temps de durée de la cavitation est très fortement surévaluée en utilisant W . Il faut donc chercher à minimiser la masse image après le début de cavitation.

Nous savons que la fonction $W_i(R_1)$ est monotone décroissante, et que ses caractéristiques sont celles de toutes les fonctions du même type, (où la masse est prise en compte). On peut donc dire que ce sera le propre de toute fonction établissant la valeur d'une masse fictive comprise entre W_i et W . Les conditions aux limites imposent que $W_i(R_1 \text{ init}) = W = W_f(R_1 \text{ init})$ et $W_i(R_1 \text{ fin}) = W_{\min} = W_f(R_1 \text{ fin})$. En tenant compte de la monotonie, du fait que la dérivée sur le domaine doit être toujours négative croissante (ce qui conduit à ne pas annuler la dérivée seconde), la fonction qui à R_1 fait correspondre le W_f parcourant la droite passant par W et $W_{\min}$, notée W_d , est encore un majorant du W_f réel. Mais les calculs menés avec cette définition nous conduisent à un fantôme de cavitation beaucoup plus près de la réalité. Si l'on intègre maintenant dans ce raisonnement une réflexion sur les dérivées et la situation des courbes de W_i et W_f auprès des limites, il y a encore possibilité de se rapprocher de W_f Réel ($W_f...$ est forcément fictif, puisque c'est un moyen de concrétiser l'érosion du front de détente, mais dans cette hypothèse, il y a un W_f qui est optimal quant à la durée du phénomène de cavitation au point considéré). En effet, si l'on étudie plus précisément la courbe $W_i(R_1)$, on constate que la pente est très importante près de $R_1 \text{ init}$ et décroît en valeur absolue pour arriver à 0, à la valeur de $R_1 \text{ fin}$. Afin de rester au plus près de la réalité, la courbe spécifique de W_f doit être du même type.

En reprenant les considérations sur les dérivées (première et seconde) établies précédemment, on arrive à la conclusion qu'il est possible de minimiser encore W_f en le prenant égal à $(W_i + W_d)/2 = W_m$. On précisera que les résultats obtenus pour W_d et W_m sont sensiblement équivalents quant aux fantômes, ceci étant dû à la forme particulière de la courbe $W_i(R_1)$.

De la même façon qu'ASTECII, en utilisant ASTEC III nous obtenons l'état du fantôme de la zone de cavitation à un instant donné, mais d'une façon plus précise. Cette précision concerne moins la forme générale de la silhouette, que la rapidité de son évolution.

5.- Discussion générale et conclusions

Nous avons vu que les résultats obtenus en traitant le problème par de gros codes hydrodynamiques, s'ils confirment d'une manière générale les résultats déjà connus par la mesure ou la méthode des similitudes de COOK, sont d'un intérêt moins flagrant pour le repérage de la zone de cavitation. Il serait nécessaire de procéder à un maillage encore plus fin du système, relatif au diamètre des bulles de cavitation, ce qui paraît difficile, ne serait-ce que pour des raisons de temps calcul.

Les différentes expériences que nous connaissons qui ont été réalisées sur des sujets semblables (KAMEGAI, KLEIN, ROSENKILDE [6], L.C.MADER [7]) sont très intéressantes, mais ne se rapprochent pas beaucoup de notre modèle expérimental. Cependant, on peut tirer comme principal enseignement, que le problème soulevé est loin d'être simple, ne serait-ce que parce qu'il met en présence des milieux totalement différents en ce qui concerne les modes de propagation des perturbations.

La première approche numérique était basée sur les hypothèses de COLE. Nous avons réalisé une simulation numérique qui donne des résultats intéressants. Cependant, après avoir pris connaissance des travaux de KEDRINSKII [8], nous avons remarqué que la zone de cavitation qu'il trouvait n'avait pas grand chose à voir avec celle que nous avons obtenue. Mais une approche telle que celle de KEDRINSKII est beaucoup trop sophistiquée pour nos moyens de calcul, et nous ne possédons pas tous les éléments, en particulier les analyses physico-chimiques de l'eau dans laquelle nous travaillons (quantité de gaz non dissout, taille des germes, etc). Le travail que nous avons conduit et dont la démarche conceptuelle ressort nettement de ces paragraphes est caractérisé par une utilisation relativement facile, et bien que donnant des résultats par excès, il permet d'approcher très correctement la zone de cavitation en fonction du temps, ainsi que le fantôme général. Des moyens d'enregistrement tels que l'holographie, l'ombroscopie nous ont permis de qualifier la modélisation [1]. Ainsi, le code que nous avons développé répond d'une façon suffisamment précise et rapide à une question ponctuelle concernant la position et le volume de la zone de cavitation à un instant donné. Si l'on dispose de plus de temps on peut, de surcroît, calculer les paramètres de la simulation de façon plus précise (principalement, réglage de la pression dite pression de cavitation). Ces réglages peuvent se faire soit au moyen d'une approche théorique quantitative (prise en compte de la nature du liquide), soit en adoptant une démarche plus expérimentale (interprétation et prise en compte des résultats des mesures comparatives de profondeur de cavitation).

Bibliographie

- /1/ FARGERIE, N, Contribution à l'Etude des effets liés à l'interaction d'une onde de choc sphérique subaquatique sur l'interface liquide-air. Thèse Université de Poitiers (1).
- /2/ WILLIS, R.H., Underwater Explosions. Princeton - N.J. Princeton Univ. Press (1949).
- /3/ DUBESSET and LAVERGNE, Calcul de cavitation dû aux explosions sous-marines à faible profondeur. Acoustica vol. 20 (1968).
- /4/ ARONS, AB, YENNIE DR. Energy partition in underwater explosion phenomena. Rcv. Mod Phys. 20 (5/9 1948).
- /5/ COOK. Underwater Explosions. Encyclopedia of Explosives Related Items. Vol. 10.
- /6/ KAMEGAI, M, KLEIN, LS, ROSENKILDE CE. Computer simulation studies on free surface reflection of underwater shock waves. US Department of Energy by the Lawrence Livermore National Laboratory contract number W. 7405 ENG 48. Presentation 16th International Symposium on shock tubes and shock waves 26-30/07. Aachen, Germany.
- /7/ MADER, CL. Detonations Near the Water surface. Los Alamos Scientific Laboratory. New Mexico 87.544 (International Report) (1987).
- /8/ KEDRINSKII, VK. Surface Effects from an Underwater Explosion. Shurnal Prikladnoï Mekhaniki i Technicheskoi Fiziki n° 4 pp. 66-87 (1978).