



HAL
open science

Comparaison de modèles de cavitation en géométrie de Venturi

Boris Charrière, Eric Goncalvès da Silva

► **To cite this version:**

Boris Charrière, Eric Goncalvès da Silva. Comparaison de modèles de cavitation en géométrie de Venturi. CFM 2013 - 21ème Congrès Français de Mécanique, Aug 2013, Bordeaux, France. hal-03439799

HAL Id: hal-03439799

<https://hal.science/hal-03439799v1>

Submitted on 22 Nov 2021

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.

Comparaison de modèles de cavitation en géométrie de Venturi

Boris Charriere^a, Eric Goncalves^a

a. LEGI, BP 53, 38041 Grenoble Cedex 9
Eric.Goncalves@legi.grenoble-inp.fr

Résumé :

L'objectif de cette étude est la comparaison de deux modèles de cavitation implantés dans un code de mélange homogène compressible moyenné (RANS) développé au LEGI. Le phénomène de cavitation est modélisé à l'aide d'une équation d'état barotrope pour le mélange liquide-vapeur. La fraction volumique de vapeur est calculée soit à partir de la masse volumique du mélange et des masses volumiques de chaque phase fixées à saturation (modèle 3-équations), soit à l'aide d'une équation de transport du taux de vide (modèle 4-équations). Dans ce dernier cas, le transfert de masse entre les phases est modélisé grâce à une hypothèse de proportionnalité à la divergence du champ de vitesse.

Le cas retenu pour la validation est un Venturi pour lequel nous disposons de données expérimentales : profils de taux de vide et de vitesse moyenne, fluctuations de pression à la paroi.

Abstract :

The topic of this study is the comparison of two cavitation models implemented in a homogeneous mixture compressible RANS solver developed at LEGI laboratory. The cavitation model is based on a barotropic equation of state. The void ratio is computed using either the mixture density and the liquid and vapour density setted at the saturation values (3-equation model) or a transport equation for the void ratio (4-equation model). In the latter case, the mass transfer between phases is closed through an assumption of proportionality with the velocity divergence.

The selected case for validation is a Venturi geometry for which experimental data concerns the velocity and void ratio profiles, wall pressure fluctuations.

Mots clefs : Transfert de masse ; modèle 1-fluide ; simulation RANS

1 Introduction

Cette étude s'inscrit dans la continuité des travaux menés au LEGI sur la modélisation et la simulation d'écoulements cavitants. Ces écoulements sont complexes et représentent un véritable défi pour la simulation numérique tant pour la modélisation physique du phénomène que dans le développement de méthodes numériques robustes. En effet, de tels écoulements sont caractérisés par une variation importante du nombre de Mach (due à la chute drastique de la vitesse du son), des effets de compressibilité, des interactions avec la turbulence et des états thermodynamiques hors équilibre.

Deux modèles de cavitation implantés dans un code moyenné (RANS) compressible 1-fluide homogène développé au LEGI sont comparés à travers cette étude. Le phénomène de cavitation est modélisé à l'aide d'une équation d'état barotrope pour le mélange liquide-vapeur. La fraction volumique de vapeur est calculée soit directement à partir de la masse volumique du mélange et des masses volumiques de chaque phase fixées à saturation (modèle à 3-équations) ; soit à l'aide d'une équation de transport pour le taux de vide (modèle à 4-équations). Dans ce dernier cas, le transfert de masse entre les phases est modélisé grâce à une hypothèse de proportionnalité à la divergence du champ de vitesse. Le retard thermique à la cavitation est ici négligé.

Les écoulements cavitants qui se développent le long d'une paroi comme dans le cas d'un Venturi sont caractérisés par la présence d'une poche de vapeur qui se développe à partir du col et se termine par une zone de re-circulation. Cette zone de re-circulation est constituée d'un jet rentrant liquide-vapeur et présente un caractère instationnaire.

Les résultats obtenus avec ce nouveau modèle à 4-équations sur une géométrie Venturi sont comparés aux mesures expérimentales et aux résultats obtenus avec le modèle à 3-équations [4, 2].

2 Les modèles de cavitation

La formulation de chaque modèle de cavitation est présentée ci-après. Le premier est un modèle à trois lois de conservation de mélange (masse, quantité de mouvement, énergie) fermée par une loi d'état de mélange de type loi barotrope sinusoidale.

$$P(\alpha) = P_{vap} + \left(\frac{\rho_l^{sat} - \rho_v^{sat}}{2} \right) c_{min}^2 \text{Arcsin}(1 - 2\alpha) \quad (1)$$

Cette loi est caractérisée par sa pente $1/c_{min}^2$ où la quantité c_{min} est un paramètre du modèle, interprété comme la plus petite vitesse du son dans le mélange. Le taux de vide est évalué en supposant les phases pures à saturation :

$$\alpha = \frac{\rho - \rho_l^{sat}}{\rho_v^{sat} - \rho_l^{sat}} \quad (2)$$

Le second est un modèle comportant une équation supplémentaire de transport pour la fraction volumique de vapeur. Il s'agit d'une simplification du modèle à cinq équations de Kapila [6]. L'équation pour le taux de vide est :

$$\frac{\partial \alpha}{\partial t} + u \cdot \text{grad} \alpha = \underbrace{\left(\frac{\rho_l^{sat} c_l^2 - \rho_v c_v^2}{\frac{\rho_l^{sat} c_l^2}{1-\alpha} + \frac{\rho_v c_v^2}{\alpha}} \right)}_K \text{div} u + \underbrace{\left(\frac{\frac{c_v^2}{\alpha} + \frac{c_l^2}{1-\alpha}}{\frac{\rho_l^{sat} c_l^2}{1-\alpha} + \frac{\rho_v c_v^2}{\alpha}} \right)}_{=1/\rho_I \text{ densite interfaciale}} \dot{m} \quad (3)$$

Le terme $K \text{div} u$ traduit les effets liés aux variations de volume de chaque phase. L'une des phases n'est plus fixée à sa valeur à saturation. Ce modèle a ainsi pour objectif de mieux reproduire les phénomènes de déséquilibres thermodynamiques (état métastable) qui apparaissent lors du changement de phase. Le transfert de masse entre les phases \dot{m} est fermé en identifiant l'équation pour la pression déduite de l'équation de transport du taux de vide

$$\frac{\partial P}{\partial t} + u \cdot \text{grad} P + \rho c_{wallis}^2 \text{div} u = \frac{c_v^2}{\alpha} \left(1 - \frac{\rho_v}{\rho_I} \right) \dot{m} \quad (4)$$

et l'équation pour la pression déduite de la conservation de la masse

$$\frac{\partial P}{\partial t} + u \cdot \text{grad} P + \rho c^2 \text{div} u = 0 \quad (5)$$

En supposant que le transfert est proportionnel à la divergence de la vitesse, on aboutit à (cf. [5]) :

$$\dot{m} = \left[\frac{\rho_l \rho_v}{\rho_I (\rho_l - \rho_v)} \left(1 - \frac{c^2}{c_{wallis}^2} \right) \right] \text{div} u \quad \text{avec} \quad c^2 = \left(\frac{\partial P}{\partial \rho} \right)_s = \frac{c_{min}^2}{2\sqrt{\alpha(1-\alpha)}} \quad (6)$$

La vitesse du son dans le mélange c est donnée par la loi barotrope présentée au-dessus. La vitesse c_{wallis} est la vitesse des ondes sans transfert de masse ni transfert de chaleur ; elle s'exprime comme la moyenne harmonique des vitesses des phases pures. Le système non visqueux est bien hyperbolique avec les valeurs propres $u, u, u - c, u + c$. Avec cette formulation, tout modèle qui propage les ondes à la vitesse du son de Wallis ne produit pas de taux de vide.

3 Le code RANS

Les équations résolues sont les équations compressibles RANS dans le cadre d'une approche de mélange homogène [3]. Pour les applications à faible nombre de Mach, une méthode de préconditionnement est appliquée. Les équations sont discrétisées par la méthode des volumes finis sur un maillage structuré. Les flux convectifs des équations du champ moyen sont calculés à l'aide d'un schéma de Jameson centré à l'ordre 2. Tandis que pour le champ turbulent, un schéma de Roe porté à l'ordre 2 est utilisé. L'intégration en temps est effectuée avec une méthode implicite à faible coût sans matrice. Pour les calculs instationnaires, la méthode de pas de temps dual est appliquée (ordre 2 en temps).

Les conditions aux limites d'entrée et de sortie sont traitées à partir des caractéristiques des équations d'Euler pré-conditionnées. Aux parois, une condition de type loi de paroi est appliquée.

Deux modèles de turbulence sont utilisés, le modèle $k - \ell$ de Smith (KL) [8] et le modèle de Spalart et Allmaras (SA) [9]. A chacun de ces modèles nous appliquons une correction de Reboud qui limite la viscosité turbulente et améliore la reproduction de la dynamique des poches cavitantes [7].

4 Résultats

Les résultats sont donnés pour un écoulement en Venturi caractérisé par un divergent ouvert à 4° (cf. Fig.1). Le divergent est équipé de cinq puits de mesure qui ont permis d'accéder au profil de taux de vide et de vitesse longitudinale. Les paramètres de l'écoulement sont la vitesse d'entrée $U_{entree} = 10,8 \text{ m/s}$, la valeur du paramètre de cavitation en entrée $\sigma_{ref} = \frac{P_{ref} - P_{vap}(T_{ref})}{0.5 \rho_L V_{ref}^2} \approx 0,55$ et l'instationnarité de la poche de cavitation dont la longueur varie entre $L = 0,070 \text{ m}$ et $L = 0,085 \text{ m}$ [1] (cf. Fig.1).

L'ensemble des calculs est effectué sur un maillage structuré comprenant 250×61 noeuds. Le paramètre c_{min} est fixé à 0.92 m/s . Le pas de temps des simulations est $\Delta t = 2.3 \cdot 10^{-4} \text{ s}$.

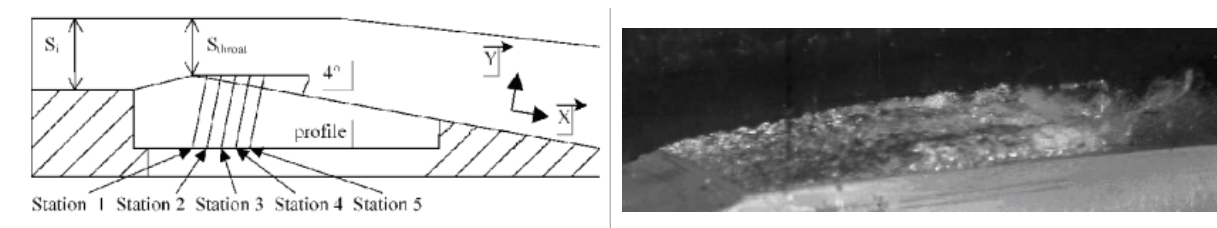


FIGURE 1 – Schéma descriptif du Venturi 4° et photo de la poche.

Une description qualitative de la poche obtenue avec le modèle à 4 équations est illustrée en Figure 2 avec le module du gradient de masse volumique (visualisations Schlieren). Pour les deux modèles de turbulence, on observe bien la zone de poche attachée au col du venturi suivi d'une zone de recirculation avec des petits lâchers de structures diphasiques. Avec le modèle SA, la poche attachée est plus étendue (et le jet rentrant moins développé) qu'avec le modèle KL.

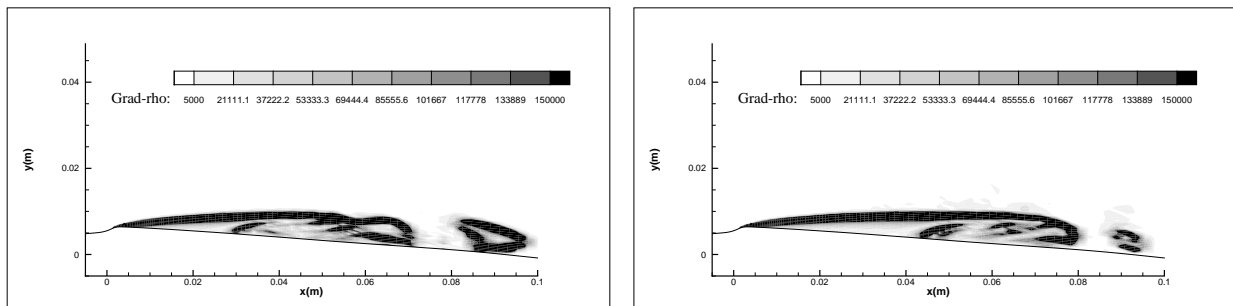


FIGURE 2 – Visualisation de la poche par le module du gradient de la masse volumique, modèle à 4 équations : modèle $k - \ell$ (gauche), modèle SA (droite)

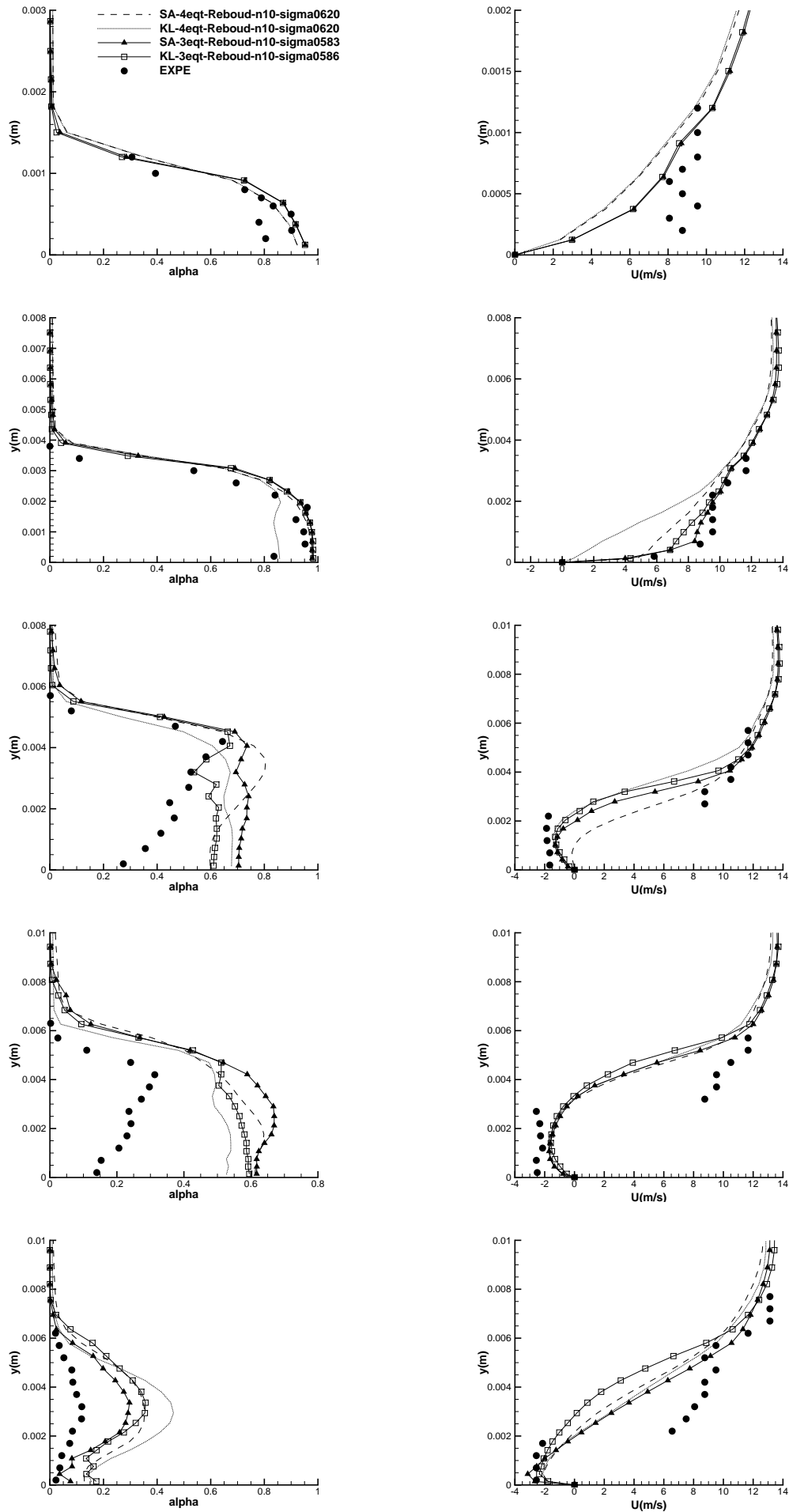


FIGURE 3 – Profils de taux de vide (gauche) et de vitesse (droite) aux stations 1 à 5 (de haut en bas)

Les profils moyennés de taux de vide et de vitesse longitudinale sont présentés sur la Figure 3 aux cinq puits de mesure. Précisons que les profils expérimentaux obtenus par les bi-sondes optiques sont des profils les plus probables et que les profils numériques sont des profils moyennés sur le temps de simulation (entre 3 et 4 secondes). Aux deux premières stations, la poche de cavitation est attachée avec un taux de vide qui peut atteindre 98% et aucune recirculation n'est mise en évidence expérimentalement. Les calculs prédisent des profils de taux de vide et de vitesse en accord avec ceux relevés expérimentalement. A la station 2, le modèle de Smith utilisé avec le modèle 4-équations donne un profil proche du décollement, ce qui se traduit par un taux de vide plus faible.

Aux stations suivantes, le phénomène de jet rentrant est bien observé dans les expériences et une recirculation est mise en évidence. D'une manière générale, ce phénomène est correctement reproduit par l'ensemble des simulations numériques. Les profils de vitesses négatives proche paroi sont en effet simulés par les quatre calculs. En revanche les profils de taux de vide dans la zone de lâcher de vapeur prévus par le modèle 3-équations ne sont pas améliorés par le modèle 4-équations. On visualise en effet des taux de vide sur-estimés et, aux puits 4 et 5, une épaisseur de poche légèrement supérieure au cas expérimental.

La figure 4 représente les profils de pression moyenne $(P - P_{vap})/P_{vap}$ et de fluctuations de pression RMS sur la paroi inférieure du venturi. Les fluctuations de pression RMS sont adimensionnées par la pression moyenne P_{av} .

Chaque simulation prédit correctement la chute de pression au passage du col ainsi que la re-compression en fin de poche. Dans la poche la pression est environ égale à P_{vap} .

Expérimentalement, les fluctuations de pression RMS font apparaître un pic en zone de fermeture de poche (au puits 5). Les pics obtenus par les simulations numériques atteignent des amplitudes élevées avec des pressions de fluctuations supérieures à la pression moyenne ($P_{rms}^* = 1.5$). Cependant le faible nombre de points de mesures ne permet pas de réellement discriminer un calcul. On constate en revanche une nette différence selon les modèles à l'aval de ce pic, pour les puits 6 à 9. Le modèle à 4 équations prévoit, dans cette zone, des fluctuations de pression supérieures au cas expérimental, quelque soit le modèle de turbulence utilisé. Ceci pourrait être imputable à la formulation du terme de transfert de masse qui ne prend pas assez en compte le phénomène de condensation.

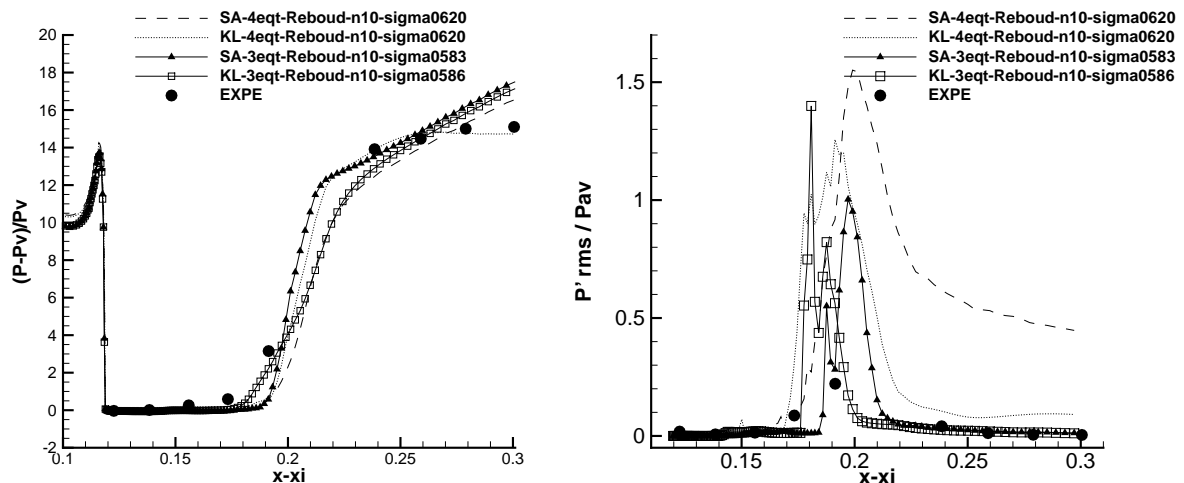


FIGURE 4 – Profils de pression moyenne (gauche) et pression rms (droite)

5 Conclusions et perspectives

Un nouveau modèle de cavitation a été testé par des simulations numériques sur une géométrie de type Venturi. Ce modèle comprend une équation de transport pour la fraction volumique de vapeur. Cette nouvelle approche est censée mieux reproduire les phénomènes de déséquilibre thermodynamique qui

interviennent au moment du changement de phase. Les résultats ont été comparés au modèle à 3 équations jusqu'alors utilisé au LEGI.

Les résultats obtenus avec les deux modèles pour les profils moyens de taux de vide et de vitesse sont très proches. Si la zone de re-circulation à l'aval de la poche attachée est correctement reproduite, il est difficile de prévoir la décroissance du taux de vide en zone de proche paroi. On remarque d'autre part que ce nouveau modèle a tendance à sur-estimer les fluctuations de pression à l'aval de la poche. Une modification apportée au terme source de l'équation de transport pourrait améliorer ces résultats. Le bon comportement du modèle doit être confirmé par des simulations sur d'autres géométries.

Références

- [1] Barre, S., Rolland, J., Boitel, G., Goncalvès, E., Fortes R. 2009 Experiments and modelling of cavitating flows in Venturi : attached sheet cavitation *European Journal of Mechanics B/Fluids* **28** 444-464.
- [2] Decaix, J., Goncalvès, E. 2012 Time-dependent simulation of cavitating flow with $k - \ell$ turbulence models *Int. J. for Numerical Methods in Fluids* **68** 1053-1072.
- [3] Goncalvès, E., Fortes-Patella, R. 2009 Numerical simulation of cavitating flows with homogeneous models *Computers & Fluids* **38** 1682-1696.
- [4] Goncalvès, E. 2011 Numerical study of unsteady turbulent cavitating flows *European Journal of Mechanics B/Fluids* **30** 26-40.
- [5] Goncalvès, E. 2013 Numerical study of expansion tube problems : Toward the simulation of cavitation. *Computers & Fluids* **72** 1-19
- [6] Kapila, A.K., Menikoff, R., Bdzil, J.B., Son, S., Stewart, D.S. 2001 Two-phase modeling of deflagration-to-detonation transition in granular materials : reduced equations *Physics of Fluids* **13** 3002-3024.
- [7] Reboud, J-L., Stutz, B., Coutier, O. 1998 Two-phase flow structure of cavitation : experiment and modelling of unsteady effects *Symposium CAV1998, Grenoble, France*.
- [8] Smith, B.R. 1994 A Near Wall Model for the $k - \ell$ Two Equation Turbulence Model *AIAA 94-2386, 25th Fluid Dynamics Conference - Colorado Springs, Colorado*.
- [9] Spalart, P., Allmaras, S. 1992 A one-equation turbulence model for aerodynamic flows, *30th Aerospace Sciences Meeting, AIAA 92-0439, Reno, Nevada*.