

8<sup>èmes</sup> JOURNÉES DE L'HYDRODYNAMIQUE

5, 6, 7 MARS 2001 - NANTES

## COMPARAISON DE TROIS TECHNIQUES DE CALCUL D'ÉCOULEMENTS SUPERCAVITANTS

### *COMPARISON BETWEEN THREE COMPUTATION METHODS FOR SURPERCAVITATING FLOWS*

L. DIEVAL, C. PELLONE

Laboratoire des Écoulements Géophysiques et Industriels de Grenoble  
B.P. 53 – 38041 Grenoble Cedex 09 – France

#### **Résumé**

Les modèles de fluides homogènes et de suivis d'interfaces permettent une nouvelle approche de calcul des écoulements instationnaires cavitant par poche. Il semble important de comparer les différentes techniques de simulation par rapport à des données expérimentales. Trois techniques sont présentées : une approche intégrale, une par les fluides homogènes et une par le suivi d'interface. Les comparaisons portent sur la longueur et l'épaisseur de la poche de cavitation et aussi sur les temps de calcul. L'avantage des nouvelles approches porte sur la prise en compte d'une partie de la phénoménologie de la cavitation. Par contre les temps de calculs sont très importants. Pour la méthode intégrale, l'avantage est un temps de calcul très court et la détermination rapide d'une longueur moyenne de poche.

#### **Abstract**

The homogeneous fluid models and the interface tracking methods allow a new approach for calculating non-steady cavitating flows with developed cavities. It seems important to compare the results of the different simulation techniques to the results of experimental data. Three techniques are presented: an integral approach, one by homogeneous fluids and another by interface tracking. The comparisons refer to the length and the thickness of the cavity and also to the computing times. The advantage of the new approaches is to take into account a part of the cavitation phenomenology. On the other hand the computing times are very important. The advantage of the integral method is a very short computing time and the rapid determination of an average length of cavity.

## INTRODUCTION

Le déplacement rapide d'un obstacle dans l'eau conduit généralement au développement de la cavitation. A grande vitesse, des zones de très basses pressions apparaissent dans l'écoulement au voisinage de l'obstacle. Si la pression dans ces régions tombe en dessous de la pression de vapeur saturante, il se forme, au sein de l'écoulement, des structures de vapeur. Suivant les conditions hydrodynamiques, la forme géométrique de l'obstacle et la qualité de l'eau en terme de contenu en gaz libre et dissous, plusieurs types de cavitation peuvent être observés [*Franc et al., 1995*].

Dans cette étude, on s'intéresse à l'écoulement bidimensionnel à grande vitesse autour d'un profil en forme de coin [fig.1]. Dans ce cas, la cavitation apparaît sous la forme d'une supercavité, c'est-à-dire d'une poche plus ou moins longue qui est attachée à l'obstacle, localisée dans son sillage et qui se ferme au sein même du fluide.

Pour simuler les poches de supercavitation dans un milieu liquide, et suivant la nature de la poche, stationnaire ou instationnaire, différentes approches sont disponibles. Si la poche est stable au cours du temps ou évolue sans se fractionner, on peut utiliser les techniques de singularités. Si, par contre, la poche lâche des structures de vapeur, il faut simuler l'écoulement par des codes qui résolvent les équations de Navier-Stokes ou d'Euler couplées avec un modèle de cavitation.

Chaque approche numérique a ses avantages et ses inconvénients. Si, on détermine la forme de la poche avec des méthodes de singularités, il faut savoir que l'écoulement est supposé incompressible, irrotationnel et non visqueux. De plus, dans la plupart des cas, on ne peut pas simuler le lâcher de structures de vapeur.

Si on souhaite mettre en œuvre une méthode qui résout les équations de Navier-Stokes avec la prise en compte du phénomène de cavitation, différentes approches sont possibles. Trois méthodes sont disponibles principalement. La technique développée dans l'étude [*Kubota et al., 1992*] consiste à supposer que le liquide est porteur de germes de cavitation qui donnent naissance à des bulles de vapeur qui ne coalescent pas. Leur loi d'évolution est régie par l'équation de [*Rayleigh, 1917*]. Une autre approche consiste à introduire une loi d'état assurant une variation régulière de la masse volumique dans l'écoulement entre celle du liquide et celle de la vapeur, technique utilisée dans l'étude [*Delannoy, 1989*]. Dans ces deux approches, le milieu diphasique est assimilé à un fluide unique dont la masse volume varie en fonction de la pression. Dans les zones où la pression est supérieure à la pression de vapeur saturante, le milieu reste liquide et sa masse volumique est constante.

Il existe une autre approche qui consiste à suivre l'interface par des techniques de fraction de volume fluide [VOF]. Dans ce cas on calcule l'écoulement des deux phases et on fait l'hypothèse que les deux fluides sont non miscibles, [*Diéval, 1999*]. Cette technique permet en plus d'introduire des interfaces à plusieurs fluides, comme c'est le cas de l'émergence d'un profil cavitant. Le solveur prend en compte les différents niveaux de pression dans le calcul des surfaces libres. Sur la surface libre, on impose la pression atmosphérique, alors que dans la zone de cavitation, on impose la pression de vapeur saturante.

Dans cette étude, nous nous sommes intéressés à la validation de trois techniques de calcul différentes. La première est basée sur une méthode de singularités avec la présence ou non de la surface libre. Dans ce code, seuls les effets du fond ne sont pas modélisés. Les deux autres techniques sont basées sur la résolution des équations de Navier-Stokes. La première est inspirée de l'approche de [*Kubota et al., 1992*], la seconde est basée sur une technique de suivi d'interface, [*Diéval, 1999*]. Pour les deux dernières, le fond est pris en compte dans le calcul mais pas la surface libre. Notre objectif est d'évaluer les performances des trois

techniques en les comparant entre elles et aux données expérimentales, et ainsi de mettre en évidence les points forts et les faiblesses de chacune des modélisations.

## **DESCRIPTION DU CAS DE VALIDATION**

La validation des trois méthodes de calcul dans le cas d'un écoulement supercavitant, s'appuie sur les travaux de l'étude [Michel, 1974]. Les essais expérimentaux ont été effectués dans un canal à surface libre du tunnel hydrodynamique du LEGI, [Dodu et al., 1968]. Le profil testé est un coin bidimensionnel immergé à une profondeur  $h$  sous la surface libre. Les paramètres sont la vitesse de l'écoulement en entrée de veine et la pression imposée au niveau de la surface libre. Ils déterminent le nombre de cavitation  $\sigma$ , dont la définition est la suivante :

$$\sigma = \frac{P_{\infty} - P_v}{\frac{1}{2} \rho U_{\infty}^2}$$

avec

- $P_{\infty}$  : pression sur la surface libre
- $P_v$  : pression de la vapeur d'eau
- $U_{\infty}$  : vitesse de l'écoulement en entrée de veine
- $\rho$  : masse volumique de l'eau

Les dimensions caractéristiques de la veine et du corps bidimensionnel sont les suivantes [fig. 2] :

- Longueur du corps :  $c = 0,0605$  m
- Angle d'ouverture :  $\alpha = 16^\circ$
- Hauteur d'eau dans la veine :  $H = 0,28$  cm
- Immersion du corps :  $h = 0,07$  cm ; 0,14 cm et 0,21 cm

Dans cette étude, on se propose de comparer les résultats des modélisations, pour une hauteur d'immersion  $h=0,21$  cm du profil et un nombre de cavitation  $\sigma=0,2$ . Les longueurs de poche de cavitation mesurées sont adimensionnalisées par la corde du profil.

## **MODELISATIONS NUMERIQUES**

### **Méthode intégrale**

La présente méthode considère la pression dans la cavité comme une inconnue du problème [Pellone C. & Rowe A., 1981]. De fait la longueur de cavité est imposée. L'écoulement bidimensionnel supercavitant autour du profil (AB) [Figure 3] est considéré en présence d'une surface libre placée à la distance  $h$  du bord d'attaque du profil.

Les hypothèses utilisées sont celles du fluide parfait incompressible et de l'écoulement irrotationnel. Les déformations de la surface libre étant supposées petites, la méthode des images est appliquée et permet de résoudre le problème en milieu infini. En chaque point  $M$  d'affixe  $z = x+iy$  le potentiel  $\Phi_M$  et la vitesse  $\mathbf{V}_M$  sont donnés en termes de perturbation  $\phi_M$  et  $\mathbf{v}_M$  par rapport à l'écoulement à l'infini  $\mathbf{V}_0$ .

Sur le profil et la cavité la condition de glissement donne:

$$\mathbf{v} \cdot \mathbf{n} = -\mathbf{V}_0 \cdot \mathbf{n} \quad M \in (DAwBC) ; \mathbf{n} \text{ étant la normale extérieure} \quad (\text{Eq1})$$

La condition de pression constante sur la cavité (DA U BC) exprimée à l'aide de la vitesse tangentielle donne:

$$\mathbf{v} \cdot \mathbf{t}_M = V_0 [\text{signe}(\mathbf{i} \cdot \mathbf{t}_M) \cdot (1 + \sigma)^{1/2} - \mathbf{i} \cdot \mathbf{t}_M] ; \mathbf{t} \text{ étant un vecteur tangent} \quad (\text{Eq2})$$

Le nombre de cavitation est donné par  $\sigma = [P_0 - P_{\text{cav}}] / [1/2 \rho V_0^2]$ .  $P_0$  est la pression à l'infini et  $P_{\text{cav}}$  la pression dans la cavité. Pour une position donné du profil,  $\sigma$  est une fonction de la longueur de cavité ; puisque la longueur de cavité est imposée,  $\sigma$  devient une inconnue du problème. De plus, dans l'équation (Eq2) la direction du vecteur tangent  $\mathbf{t}$  est inconnue. Il est nécessaire alors d'imposer une forme initiale de cavité ; elle est simplement constituée par deux segments [AD] et [BC] parallèles à la vitesse à l'infini.

Le potentiel des vitesses est généré par une distribution de sources et de doublets normaux sur le profil, une distribution de doublets tangentiels sur la cavité, plus un puits placé au milieu du segment [CD] pour assurer un débit total nul [Pellone C., 1981]. En prenant en compte les discontinuités introduites par ces distributions, les équations intégrales traduisant les conditions aux limites données par (Eq1) et (Eq2) sont :

$$\text{Im} [ e^{i\alpha} \cdot W(z) ] + \sigma/2 = - \mathbf{V}_0 \cdot \mathbf{n} \quad ; M \in (AB) \quad (\text{Eq3})$$

$$\text{Re} [ e^{i\alpha} \cdot W(z) ] = V_0 [\text{signe}(\mathbf{i} \cdot \mathbf{t}_M) \cdot (1 + \sigma)^{1/2} - \mathbf{i} \cdot \mathbf{t}_M] ; M \in (DA \cup BC) \quad (\text{Eq4})$$

L'expression de la vitesse complexe est donnée par la relation :

$$2\pi W(z) = \oint_{(AB)} [\sigma - i\gamma]_M \cdot K_1(z, z') \cdot dz' + \oint_{(DA, BC)} \mu_M \cdot K_2(z, z') \cdot dz' + Q \cdot K_F(z) + W_S(z)$$

$$K_n(z, z') = e^{-i\alpha} / (z - z')^n, n=1,2 ; K_F(z) = 1/(z - z_F)$$

$W_S(z)$  représente la vitesse induite par les singularités symétriques des singularités de base par rapport à la surface libre. L'angle  $\alpha$  représente la direction du vecteur tangent,  $\sigma - i\gamma$  est la distribution complexe de simple couche et  $\mu$  celle des doublets tangentiels,  $Q_F$  l'intensité du puits à l'arrière de la cavité. Ces deux équations sont complétées par des conditions de glissement aux points A et B, points de raccord entre le profil et la cavité, plus une condition d'annulation de la distribution  $\gamma$  en ces points.

Le premier pas de calcul consiste à résoudre ce problème aux limites sur la géométrie initiale de la cavité. A partir de la solution de ce problème la forme de la cavité est construite de façon à satisfaire la condition de glissement (Eq1) et ainsi de suite la procédure itérative est exécutée.

Le problème est résolu de façon discrète en décomposant les contours en une suite de segments sur lesquels les densités de singularités sont supposées constantes. De ce fait la résolution consiste essentiellement à résoudre un système d'équations linéaires. Cette résolution est opérée à l'aide d'un algorithme direct de type Householder. Lorsqu'elles sont nécessaires les dérivées sont obtenues par un schéma centré aux différences finies.

L'expérience des résultats de la méthode montre que la cavité ne se ferme pas complètement à l'arrière après convergence et de ce fait le modèle est un modèle quasi - fermé. De plus, l'écoulement étant stationnaire, il est possible de donner une première approximation de la forme de la surface libre ; celle-ci est simplement obtenue en écrivant de façon discrète qu'elle est une ligne de courant.

Il est à remarquer qu'avec les ordinateurs d'aujourd'hui cette méthode est extrêmement rapide, de l'ordre de quelques secondes sur un Pentium et qu'elle est ainsi très utile pour donner une première idée de l'écoulement ainsi que des grandeurs telles que le coefficient de pression et de portance.

## Modèle homogène à deux phases

La méthode homogène est basée sur une technique développée par [Kubota, 1992]. On considère l'écoulement de la phase liquide et vapeur comme un seul fluide. Dans la partie cavitante, l'écoulement de vapeur est modélisé par une zone visqueuse fortement compressible tandis que la phase liquide est supposée incompressible. Les équations de l'écoulement sont les suivantes :

$$\text{Equation de continuité : } \frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \bar{U}) = 0 \quad (\text{Eq5})$$

$$\text{Equation de mouvement : } \frac{\partial(\rho \bar{U})}{\partial t} + \text{div}(\rho \bar{U} \otimes \bar{U}) = -\bar{\nabla}P + \frac{1}{\text{Re}} \mu \left( \Delta \bar{U} + \frac{1}{3} \bar{\nabla}(\bar{\nabla} \cdot \bar{U}) \right) \quad (\text{Eq6})$$

avec

- $t$  : le temps
- $\rho \bar{U}$  : le flux de masse
- $\bar{U}$  : la vitesse
- $\rho$  : la masse volumique
- $P$  : la pression
- $\text{Re}$  : le nombre de Reynolds
- $\mu$  : la viscosité du mélange homogène liquide/vapeur

La compressibilité du mélange provient du changement de phase. La masse volumique du mélange est définie sous la forme suivante :

$$\rho = (1 - f_g) \rho_l \quad (\text{Eq7})$$

où

- $\rho_l$  : masse volumique de la partie liquide
- $f_g$  : fraction de vide local

La masse et le mouvement de la vapeur sont supposés négligeables. La viscosité du mélange est modélisée de la manière suivante :

$$\mu = (1 - f_g) \mu_l + f_g \mu_g \quad (\text{Eq8})$$

avec

- $\mu_l$  : viscosité dynamique du liquide
- $\mu_g$  : viscosité dynamique de la vapeur

Pour déterminer la fonction de vide local  $f_g$ , le principe consiste à introduire dans l'écoulement de la phase liquide un nombre  $n$  de bulles de vapeur, voir la [figure 4]. L'évolution de leur rayon est régie par l'équation de Rayleigh Plesset simplifiée. La fraction de vide se détermine ainsi à l'aide des deux équations:

$$f_g = n \frac{4}{3} R^3 \quad (\text{Eq9})$$

$$\frac{dR}{dt} = \sqrt{\frac{2(P_v - P)}{3\rho_l}} \quad (\text{Eq10})$$

où

- R : Rayon de la bulle
- $P_v$  : Pression de vapeur

La résolution, des équations (Eq5) et (Eq6), donne le champ de l'écoulement en incluant les zones de cavitation. Le solveur Navier-Stokes utilisé est Fluent.

### Méthode de suivi d'interface

Cette technique a été développée dans les années 80 par [Hirt & Nichols, 1981]. Elle consiste à introduire, dans chaque cellule du maillage de type volume fini, une grandeur scalaire F qui prend des valeurs suivantes [fig. 5] :

- $F = 1$  si la cellule est pleine de liquide
- $F = 0$  si la cellule est pleine de vapeur
- $0 < F < 1$  si la cellule est traversée par l'interface

L'évolution de la grandeur scalaire F est déterminée à partir d'une équation de type conservation de la masse, [Diéval, 1999]. Elle s'exprime sous la forme suivante :

$$\frac{\partial F}{\partial t} + \text{div}(F \cdot \vec{U}) = 0 \quad (\text{Eq11})$$

Le déplacement de l'interface s'effectue à partir de la connaissance de la vitesse et de la pression en tout point de l'écoulement. L'équation (Eq11) est discrétisée en temps par un schéma du premier ordre (Eq12) et en espace par une méthode de [Hirt et Nichols, 1981] modifiée, [Diéval, 1999] :

$$\frac{\partial F}{\partial t} \approx \frac{F^{n+1} - F^n}{\Delta t} \quad (\text{Eq12})$$

où

- n+1 : représente la solution au pas de temps calculé
- n : représente la solution au pas de temps précédent
- $\Delta t$  : représente le pas de temps

## RESULTATS

### Méthode des singularités

Le modèle permet de simuler la supercavitation autour d'un profil avec la présence d'une surface libre. Dans cette partie, on ne prend pas en compte la présence du fond du canal. Avant de réaliser des comparaisons avec les données expérimentales, l'influence du nombre Nb de facettes sur le corps et la cavité a été étudiée. Les résultats sont illustrés sur la [figure 6]. Sauf pour Nb = 30 que les différentes élévations de surface libre se superposent. Il en est de même pour les formes des poches. En observant en détail les formes des poches, l'écart entre la forme la plus longue et la plus courte est autour de 4% de corde (dans ce calcul, on ne prend pas en compte le cas pour 30 facettes). Si l'on ne prend pas en compte les deux cas Nb = 60 et 120, les épaisseurs des poches sont quasiment identiques. On observe une légère fluctuation en fermeture. Les variations d'élévation de surface libre sont négligeables sauf dans les cas de 30 et 60 facettes. Le temps de calcul est une fonction puissance du nombre de facettes, du type :

$$\text{Temps} = a \cdot \text{Nb}^2$$

avec  $a$ , prenant une valeur de 0.0007 et  $N_b$  représentant le nombre de facettes.

La figure 7 représentent une comparaison entre les résultats expérimentaux et ceux obtenus à l'aide du code de singularités. Les résultats numériques reproduisent assez fidèlement les valeurs des données expérimentales. Le code potentiel permet de retrouver les valeurs de longueurs de poches. Les temps CPU sur un PC 550Mhz, sous un système Linux de RedHat 6.2 sont de l'ordre de 20 à 30 secondes suivant les cas. Cette technique de simulation des poches permet d'obtenir très rapidement des longueurs moyennes de supercavités. Il est important de signaler que ces méthodes ne nous permettent pas de décrire la phénoménologie complexe des structures supercavitantes. En particulier, nous ne disposons d'aucune information sur les jets rentrants, la stabilité de la poche, les lâchers de vapeur....

### Méthode homogène à deux fluides

La modélisation homogène à deux fluides est réalisée par le code industriel Fluent. Il résout les équations de Navier-Stokes par une méthode de multi-grilles. Plusieurs discrétisations spatiales sont disponibles, premier et second ordre et différents couplages vitesse-pression sont proposés. La détermination des champs dynamiques se réalise dans des schémas du type volume fini. Le modèle de cavitation est une approche simplifiée de la méthode de [Kubota *et al.*, 1992]. Dans ce code, il est impossible de suivre une interface, par exemple une surface libre avec une poche de cavitation. Afin d'éviter le confinement d'une paroi rigide, la hauteur du canal est prise relativement grande [figure 8].

Le domaine de calcul se structure par des volumes finis autour du profil et le long des parois du canal. En amont et en aval du profil, on place une longueur de 16,5 cordes en hauteur, à partir du bord d'attaque du profil on place 15 cordes. Le bord d'attaque du profil est à une hauteur de 0,07 cm du fond du canal. Pour le premier maillage, les points de maillage sont les suivants [figure 9] :

- Sur le corps du profil : 6 mailles.
- Sur l'arrière du corps : 10 mailles.
- En aval du corps :  $100 \times (10 + 10 + 70)$  mailles.
- En amont du corps :  $56 \times (10 + 70)$  mailles.

Les conditions aux limites du problème sont les suivantes :

- Vitesse imposée en entrée.
- Pression imposée en sortie.
- Condition de glissement le long du canal.
- Conditions d'adhérence sur le profil.

Les conditions initiales sont les suivantes :

- Vitesse égale à 15 m/s en tout point.
- Pression égale à 101325 Pa en tout point.

Dans le calcul, le nombre de cavitation  $\sigma$  varie de 0,88 à 0,2 en 0,6 seconde. La vitesse suit la loi suivante :

$$\begin{cases} t \leq 0,6 & V_{\text{amont}} = 27,667 \cdot t + 15 \\ t > 0,6 & V_{\text{amont}} = 31,6 \end{cases}$$

Les résultats de la la figure 10 concerne la simulation suivante. A l'instant initial, la vitesse est de 15 m/s en tout point de l'écoulement. On observe qu'il n'existe ni de poche de cavitation, ni germe qui tenterait de la faire apparaître. La structure de vapeur se forme autour de 20 m/s. Puis la poche croit jusqu'à une seconde de simulation. Entre 1s et 2s, on observe des fluctuations de structure de vapeur qui tendent à l'allonger, mais cette croissance est très

petite. Dès que le nombre de cavitation est atteint le coefficient de traînée se stabilise autour de 0,185. Le coefficient de portance est négligeable devant la traînée. Il est de l'ordre de 0,02 soit quasiment 10 fois plus petit. L'évolution détaillée permet de mettre en évidence que la structure de vapeur se forme autour de 50 pas de temps. Le code Fluent nous indique, une formation de deux tourbillons en aval du corps. La re-circulation en bas est plus importante d'environ 10% par rapport à la structure du haut. On observe une création de vapeur dans le tourbillon le plus important. Au 70<sup>ème</sup> pas de temps, une poche de cavitation se développe dans le tourbillon du haut. Il est important de remarquer que le taux de vapeur est plus grand dans la poche du bas que dans la poche du haut. L'évolution temporelle nous renseigne sur l'accroissement de la cavité. On observe que la cavité du bas croît très vite et absorbe complètement la cavité de vapeur du haut pour ne former qu'une seule poche de cavitation. A partir de 700 pas de temps, la cavité n'évolue plus et sa longueur se stabilise à une longueur de 25% plus longue que la longueur expérimentale. Un jet rentrant apparaît dès que la cavité est formée. On peut supposer, d'après ces résultats, que l'alimentation de la cavité se réalise dans sa zone de fermeture. Un jet de la phase liquide pénétrant la cavité se vaporise au contact des faibles pressions.

### Méthode de suivi d'interface

Le code de calcul met en œuvre une méthode de suivi d'interface, [Dièval, 1999]. Les maillages utilisés et les conditions aux limites sont identiques à ceux utilisés dans le code Fluent. Par contre, les conditions initiales changent : au lieu d'augmenter la vitesse, c'est la valeur de la pression qui est diminuée pour atteindre le nombre de cavitation. La loi de décroissance est définie comme suit :

$$\bullet \begin{cases} 0 \leq T \leq 0,02 & P=101000 \\ 0,02 < T \leq 0,04 & P=-50000T+102000 \\ T > 0,04 & P=100000 \end{cases}$$

Les graphes de la figure 11 représentent les évolutions de la poche de supercavitation se formant derrière le profil. La couleur rouge indique la phase liquide, la bleue la phase vapeur, les autres précisent un mélange de liquide-vapeur. La valeur du pas de temps,  $N\Delta T$ , se formule de la manière suivante :

$$\bullet N\Delta T = (20+N)\Delta T_1 \text{ avec } \Delta T_1 = 0,0005 \text{ s.}$$

La poche de cavitation se forme autour  $10\Delta T$  dans les couches de cisaillement, en aval du profil. Cette formation semble en accord avec les données expérimentales. A partir de  $80\Delta T$ , la longueur moyenne de la poche est atteinte. Elle vaut environ 4 fois la corde du profil ce qui est en accord avec les données expérimentales. A partir de  $80\Delta T$ , des perturbations apparaissent en créant des lâchers de poches dans l'écoulement. Ces structures de vapeur s'échappant de la poche sont convectées et implosent. Il se forme ainsi un sillage diphasique en aval de la poche. Cette méthode semble donner des résultats qui reproduisent les observations faites dans une soufflerie hydrodynamique. Les longueurs de poche moyenne simulées sont en accord avec les données expérimentales.

Un cas de calcul, pour un maillage de ce type sur un ordinateur DEC 3000, prend 336 heures CPU pour seulement  $500\Delta T$ . Si le maillage est deux fois plus fin, les temps de calcul sont au moins multipliés par 2, ce qui nous donne environ un mois de calcul pour seulement  $500\Delta T$ . Si on souhaite observer des fréquences de lâchers avec leurs formes, il faut 1000 à  $2000\Delta T$ . On doit alors disposer de moyens de calculs puissants et de grandes capacités de mémoires.



## CONCLUSIONS

L'étude a permis de comparer trois méthodes de calculs différentes : une méthode stationnaire qui utilise la technique des singularités (écoulement parfait et irrotationnel) et deux méthodes instationnaires. La première technique utilise le principe de Kubota et la seconde le principe du suivi d'interface. Si on ne s'intéresse qu'aux formes stationnaires des poches, la technique des singularités suffit. Par contre, si on souhaite connaître l'évolution plus précise des structures de vapeur (jet rentrant, lâcher de poches, ...) les techniques instationnaires sont parfaitement adaptées. D'un point de vue du temps de calcul les méthodes de singularités sont rapides, de l'ordre de la minute. Les deux autres sont beaucoup plus lentes, de l'ordre de quelques heures de calculs.

Les codes utilisant la méthode des fluides homogènes et le suivi d'interface demandent plus de validation quantitative. Pour ces techniques instationnaires, il faut disposer des très grandes quantités de place mémoires et de grandes puissances de calculs.

	Méthode intégrale	Méthode homogène	Suivi d'interface
Avantages	<ul style="list-style-type: none"> <li>• Temps CPU très faible</li> <li>• Modélisation stationnaire possible</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>• Prédiction du comportement instationnaire               <ul style="list-style-type: none"> <li>▪ Jet rentrant</li> <li>▪ Lâcher de structures de vapeur</li> <li>▪ Ecoulement à l'intérieur de la cavité</li> </ul> </li> </ul>	
	Prédiction de la surface libre et la forme de la poche de cavitation		
Inconvénients	<ul style="list-style-type: none"> <li>• Ecoulement non visqueux</li> <li>• Fluide irrotationnel</li> <li>• Pas de lâcher de poche</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>• Transition progressive entre la phase liquide et vapeur</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>• Discontinuité entre la phase liquide et vapeur</li> </ul>
			<ul style="list-style-type: none"> <li>• Discontinuité entre la phase liquide et vapeur dans la zone de fermeture de la poche</li> </ul>
		<ul style="list-style-type: none"> <li>• Temps CPU très important</li> </ul>	

## REFERENCES

- Delannoy Y. [1989]**, Modélisation d'écoulements instationnaires et cavitants, thèse de l'Institut National Polytechnique de Grenoble, 1989.
- Diéval L. [1999]**, Simulation des écoulements cavitant par poche par une méthode de suivi. Thèse de l'université d'Aix Marseille II, 1999.
- Dotu J., Dupont J., Michel J.M. [1968]**, Le tunnel hydrodynamique de l'Université de Grenoble. La Houille Blanche, 1968, p. 697-702.
- Franc J.P. et al. [1995]**, La cavitation, mécanismes physiques et aspects industriels. Presses Universitaires de France, 1995.

**Hirt C.W., Nichols B.D. [1981]**, Volume Of Fluid (VOF) - Method for the dynamics of free boundaries. Journal of Computational Physics, Vol.39, pp. 201-225, 1981.

**Kubota A., Kato H., Ymaguchi H. [1992]**., A new modelling of cavitating flows : a numerical study of unsteady cavitation on a hydrofoil section. Journal of Fluid Mech., vol. 240, pp. 59-96, 1992.

**Lord Rayleigh**, On the pressure developed in a liquid during the collapse of a Spherical Cavity, Phil. Mag., S. 6, Vol. 34 n° 200, Aug 1917.

**Michel J.M. [1974]**, Etude physique du sillage en écoulement plan. La Houille Blanche, Volume 3, pp. 27-43, 1974.

**Pellone C., Rowe A. [1981]**, Supercavitating hydrofoils in non-linear theory. Third International Conference on Numerical Ship Hydrodynamics, Paris, FRANCE, June 16-19, 1981.

**Pellone C. [1981]**, Application de la méthode des singularités au calcul des structures supercavitantes en théorie non linéaire. Thèse Docteur Ingénieur, Université Joseph Fourier, Institut National Polytechnique de Grenoble, Juin 1981, Grenoble, France.

## FIGURES ET COURBES

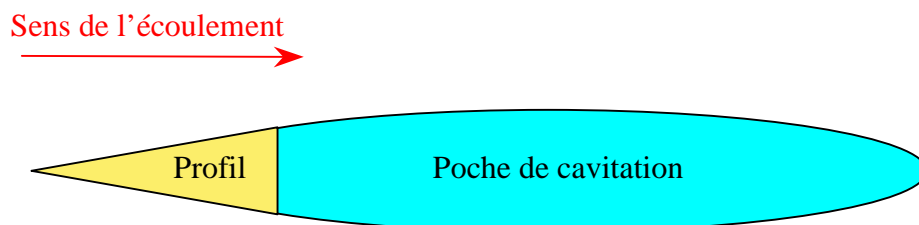


Figure 1 : Profil supercavitant.

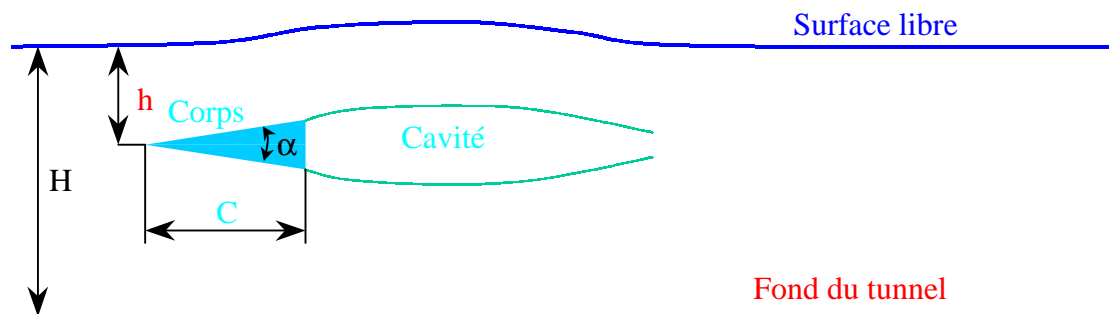


Figure 2 : Présentation de la configuration d'essai.

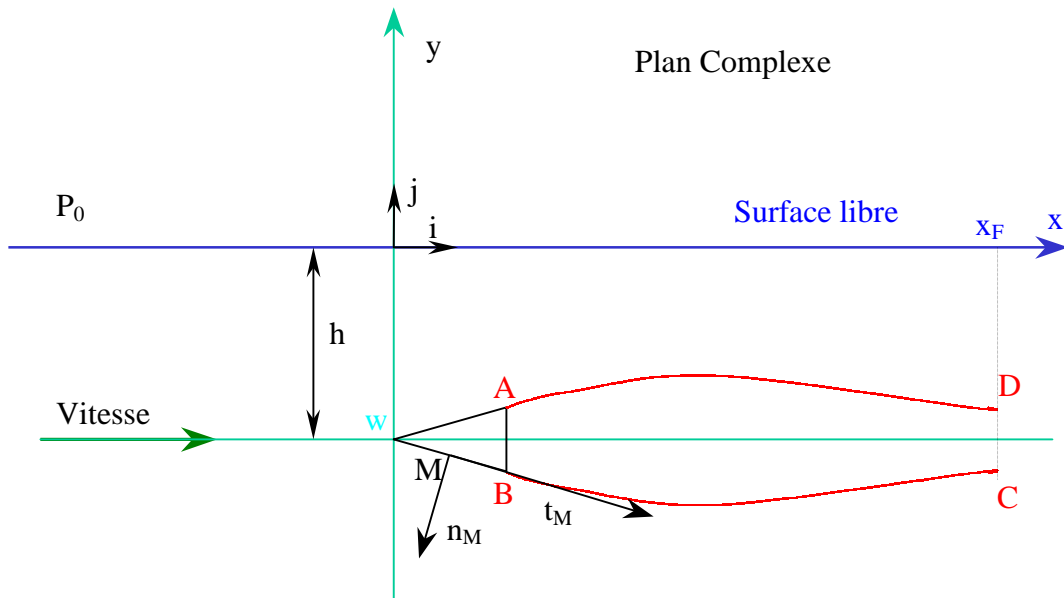
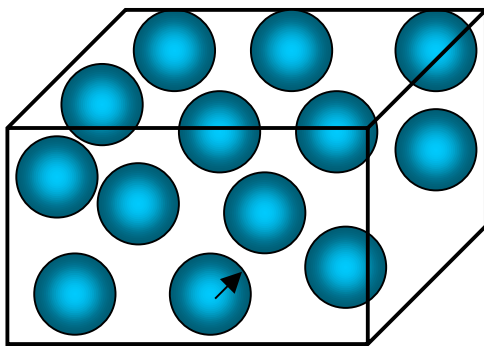


Figure 3 : Définition de la géométrie.



1	1	1	1	1
1	1	1	1	0,2
1	0,3	0,5	0,7	0,95
0,6	0,95	0	0	0
0	0	0	0	0

Figure 4 : Densité de bulles dans une cellule de calcul    Figure 5 : Définition de la grandeur scalaire F

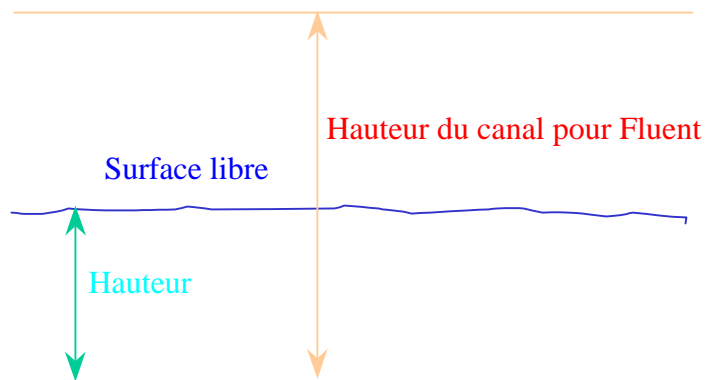


Figure 8 : Hauteur du canal réel et du canal pour Fluent.

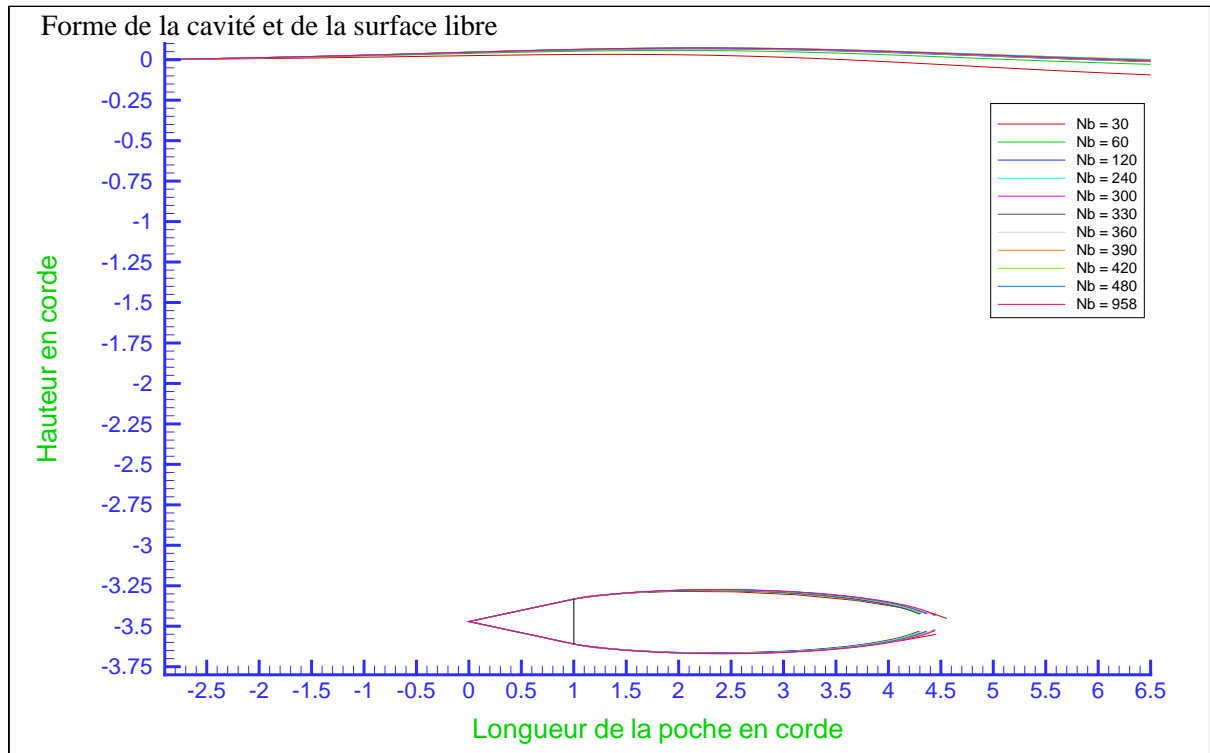


Figure 6 : Forme de la poche de cavitation et de la surface libre en fonction du nombre de facettes.

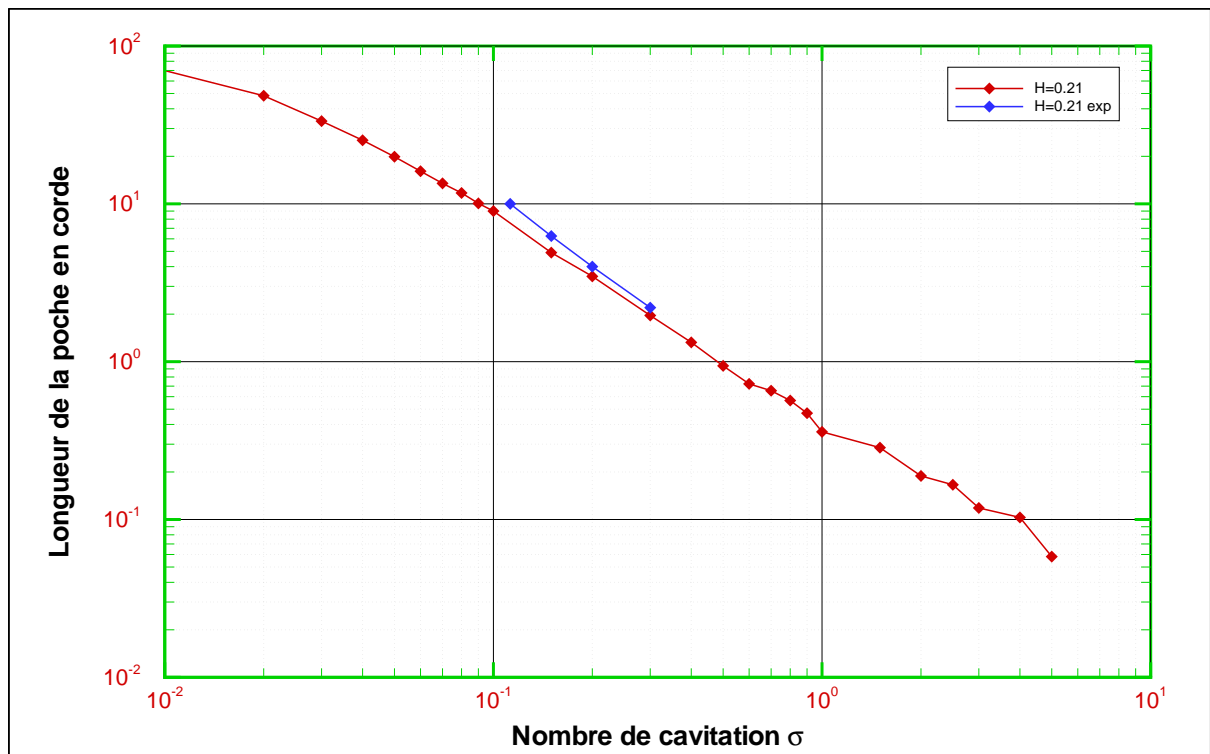


Figure 7 : Longueur des poches de supercavitation pour  $h = 0,21$  m.

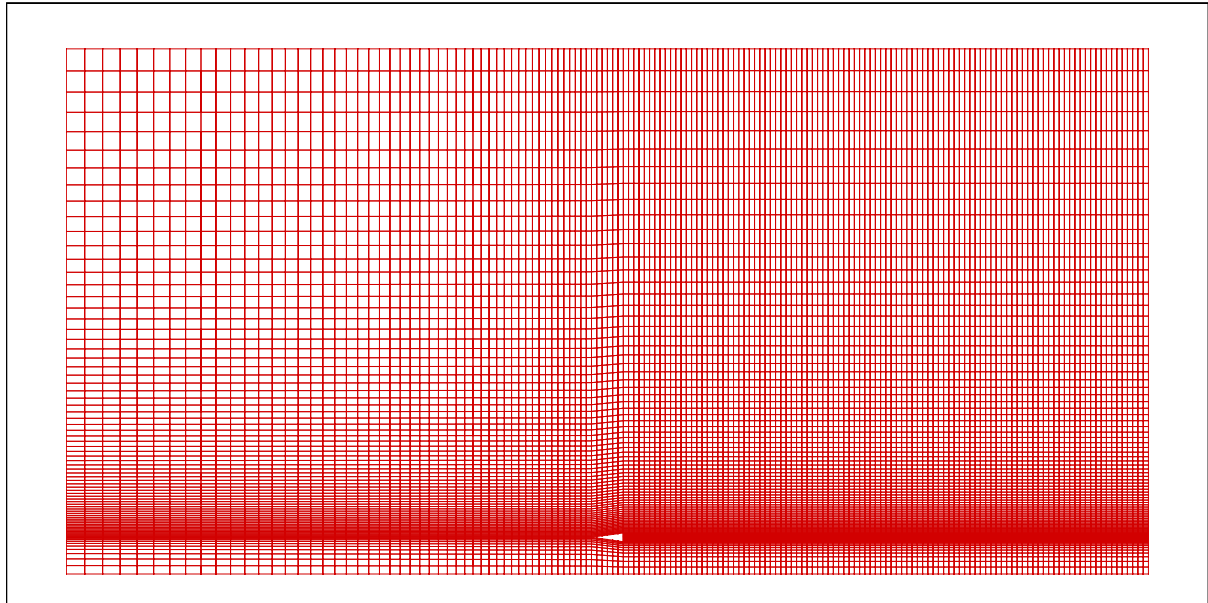


Figure 9 : Représentation du maillage composé de 10 mailles à l'arrière du profil et de 100 mailles dans la partie horizontale.

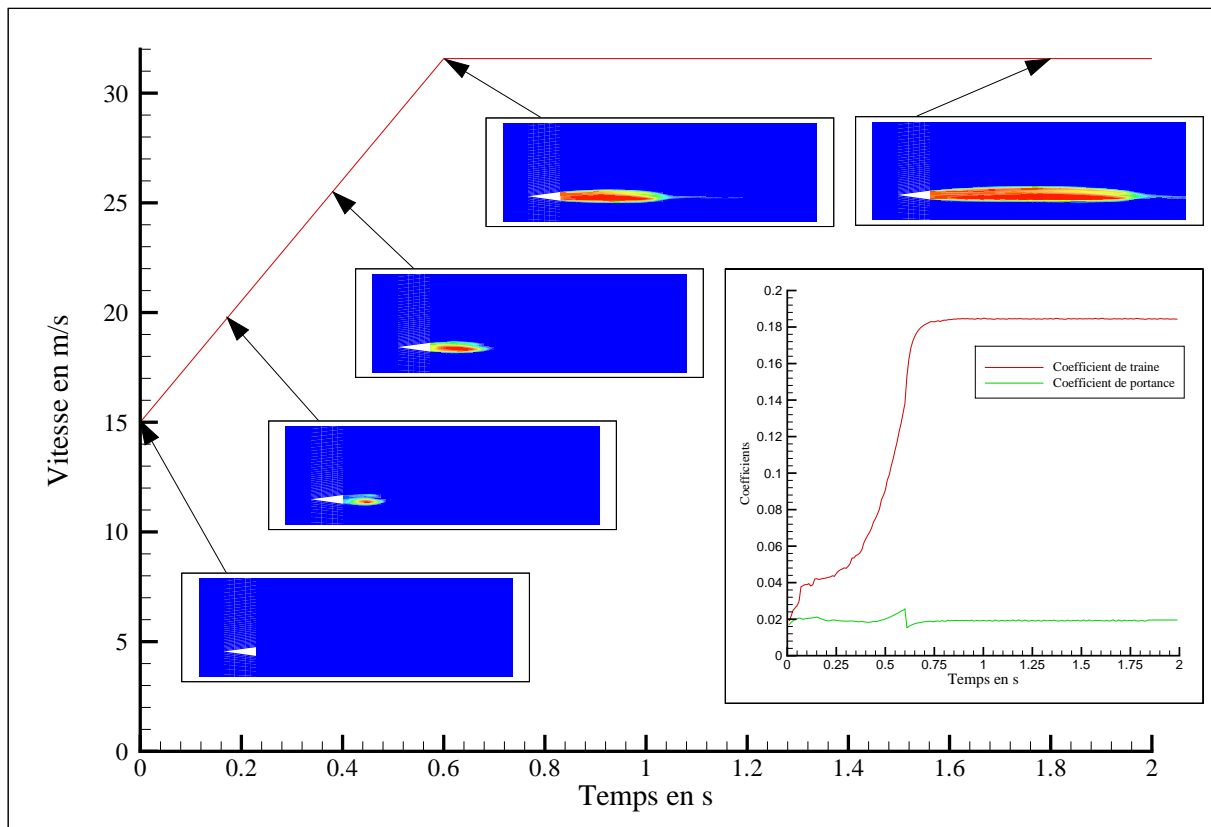


Figure 10 : Condition de la vitesse en entrée du canal, représentation des formes des poches et des coefficients de portance et de traînée.

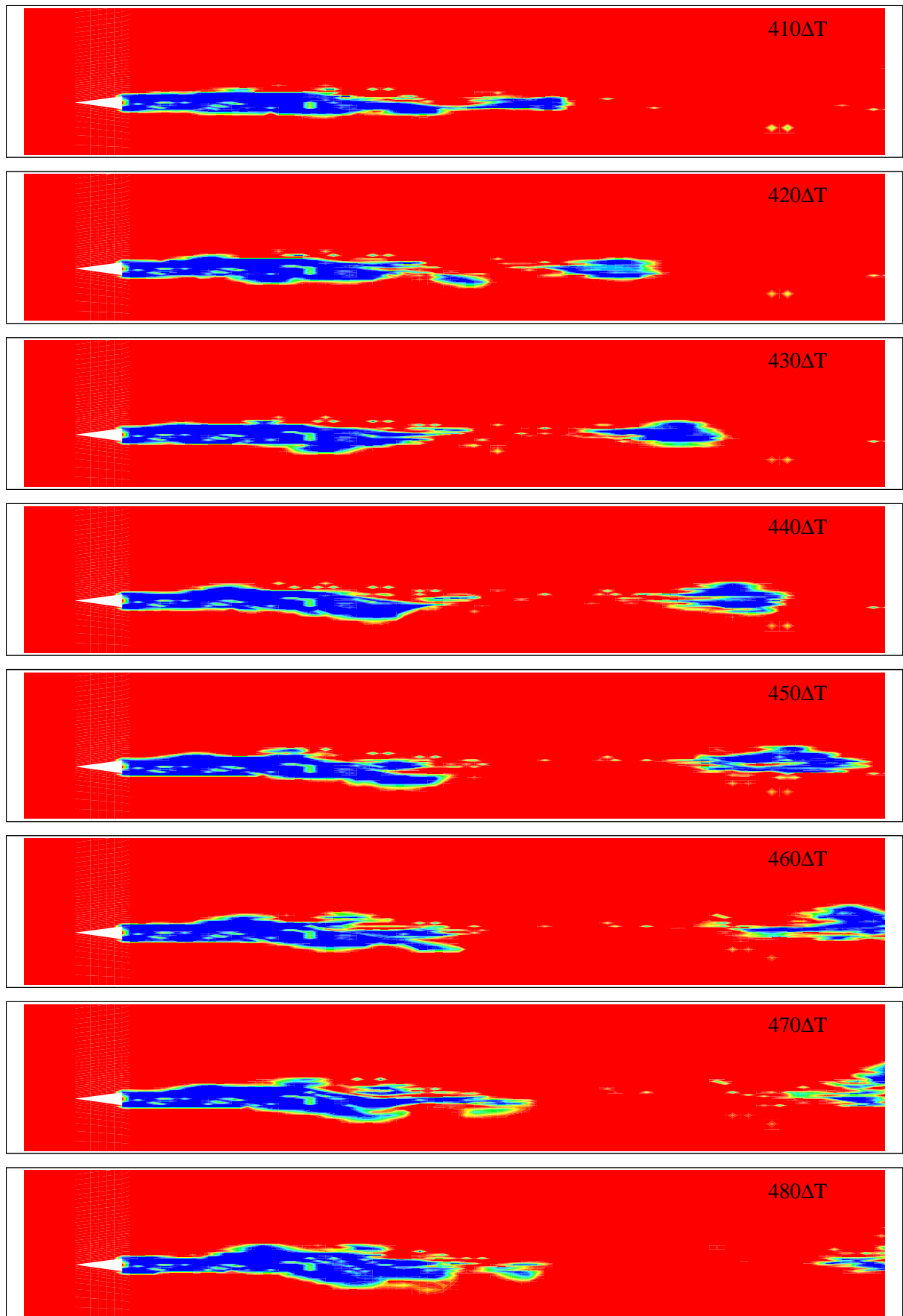


Figure 11 : Evolution de la poche de supercavitation (Méthode VOF).