

ÉTUDE PHYSIQUE DE L'APPARITION ET DU DÉVELOPPEMENT DE LA CAVITATION SUR UNE AUBE ISOLÉE

THÈSE N° 3574 (2006)

PRÉSENTÉE LE 8 DÉCEMBRE 2006

À LA FACULTÉ SCIENCES ET TECHNIQUES DE L'INGÉNIEUR

Laboratoire de machines hydrauliques

SECTION DE GÉNIE MÉCANIQUE

ÉCOLE POLYTECHNIQUE FÉDÉRALE DE LAUSANNE

POUR L'OBTENTION DU GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES

PAR

Mohamed Faïçal GUENNOUN

ingénieur en génie mécanique, Université Mohammed V à Rabat, Maroc
et de nationalité marocaine

acceptée sur proposition du jury:

Prof. P. Xirouchakis, président du jury
Prof. F. Avellan, Dr M. Farhat, directeurs de thèse
Prof. J.-Y. Billard, rapporteur
Prof. H. Gouin, rapporteur
Dr P. Hoffmann, rapporteur



ÉCOLE POLYTECHNIQUE
FÉDÉRALE DE LAUSANNE

Lausanne, EPFL

2006

Version abrégée

Les conditions d'apparition et de développement de la cavitation attachée sur un profil hydrodynamique sont loin d'être totalement élucidées en dépit d'innombrables études réalisées à ce sujet. Outre le niveau de pression, elles font intervenir plusieurs autres paramètres tels que l'état de nucléation du liquide, la rugosité des parois solides ainsi que l'état de la couche limite. Aussi, le but de la présente étude expérimentale est de mieux comprendre l'influence de chacun de ces paramètres. Le cas test est l'écoulement autour d'un profil 2D Naca 0009 placé dans la veine d'essais du tunnel de cavitation de l'EPFL. Des mesures de pression en paroi ainsi que des visualisations à haute vitesse sont réalisées pour une large gamme de variation des paramètres hydrodynamiques et de la rugosité du bord d'attaque du profil.

Nous avons dans un premier temps analysé l'effet des germes sur le processus de vaporisation. Nous avons montré que pour une eau dégazée et un profil lisse (faibles nombres de Reynolds, basé sur la rugosité moyenne), le liquide est capable de supporter une tension excessive (pression absolue de -1 bar) sans rupture. Par ailleurs, nous avons été conduit à distinguer entre la nucléation homogène, caractérisée par des micro bulles libres au sein du liquide, et la nucléation de surface qui résulte de la présence de volumes de gaz piégés entre le liquide et les parois solides. Ce dernier type de nucléation est dû au défaut de mouillabilité et dépend principalement des propriétés physico-chimiques de la surface solide et de sa rugosité. Nous avons pu mettre en évidence le phénomène de nucléation de surface dans le cas d'un liquide au repos et avons proposé un modèle mathématique pour décrire l'évolution d'un germe issu de la surface. Dans le cas d'un écoulement à faible incidence, nous avons pu mettre en évidence pour la première fois que la nucléation de surface génère une cavitation particulière à bulles périodiques. La fréquence de lâcher de ces bulles diffère considérablement d'un site de nucléation à un autre. La diminution de la pression a pour effet d'augmenter la fréquence des bulles avec comme conséquence ultime la transition à un spot attaché à la paroi. Nous avons proposé une description physique de la formation et la convection des bulles périodiques. La dynamique de ces bulles de cavitation est analysée au moyen de la mesure de la pression en paroi. L'analyse des signaux de pression en paroi nous a permis d'établir qu'au fur et à mesure que la bulle grossit, elle se maintient légèrement au dessus de la paroi et l'augmentation de la pression générée à son amont est à l'origine d'un décollement tridimensionnel qui suit la bulle.

Le rôle de la couche limite dans le mécanisme d'apparition et le développement de la cavitation a également été analysé. Nous avons établi que l'équilibre mécanique d'une poche de cavitation sur une surface lisse exige la présence d'un décollement laminaire de la couche limite. Cependant, dans le cas d'une cavitation due à la nucléation de surface, le décollement de la couche limite laminaire n'est pas nécessaire. La poche est constamment alimentée en vapeur depuis le site de nucléation de telle manière à compenser la

condensation qui survient en aval.

Finalement, les observations de la formation de la cavitation sur des indentations et des protubérances artificielles placées au voisinage du bord d'attaque du profil, ont mis en évidence l'influence des contraintes cisaillement sur le mécanisme d'apparition et de développement de la cavitation. Nous avons remarqué que des filaments de vapeur persistent pour des valeurs élevées de la pression absolue. Nous en déduisons que le critère classique d'apparition de la cavitation basé sur la pression statique n'est pas suffisant et qu'il doit être remplacé par un autre critère basé sur la pression statique et le cisaillement dans le liquide.

Abstract

The physical mechanism that governs the incipience and development of leading edge cavitation on hydrofoils is still not fully understood. It involves several parameters such as the pressure level, the nuclei content, the surface roughness and the boundary layer with strong interaction between each other. In the present study we have carried out an experimental investigation to analyze the role of these parameters on the vaporization process. The case study is the water flow over a 2D NACA 0009 hydrofoil placed in the test section of the EPFL high speed cavitation tunnel. Wall pressure measurements as well as high speed visualization are carried out for a large variation of hydrodynamic conditions and surface roughness.

First the analysis of nucleation effect led us to distinguish between homogeneous nucleation, characterized by free micro bubbles within the liquid stream, and the surface nucleation, which consist of micro sized volume of gas trapped between the liquid and solid surface. The later, which results from a lack of wettability, depends on the surface roughness as well as the physical and chemical properties of the solid (hydrophobic or hydrophilic surfaces). Experimental evidence of the existence of such nucleation is clearly made in both still and flowing liquids. Our experiments have revealed that surface nucleation plays a major role in the cavitation onset and development over lifting hydrofoils. A novel mathematical model is proposed to predict the growth of a single nucleus from a surface roughness element with respect to surrounding pressure and surface tension in still liquid. For moderate Reynolds numbers and low incidence angles, we have demonstrated that the liquid may withstand negative pressure, with absolute values as -1 bar, without vaporization. We have also investigated a particular development of periodic bubble cavitation. We have demonstrated that such bubbles originate from surface nucleation and described the physical process of growth and advection of single surface nucleus. The generation frequency of such bubbles was found to vary substantially from one nucleation site to another. Indeed, besides the pressure level, the size of non wetted volume in the hydrofoil surface is a dominant parameter in the vaporization rate. As the traveling bubbles evolve on the hydrofoil surface, they interact strongly with the boundary layer and outer flow. According to pressure signals, we have shown that while the bubbles grow, they remain slightly above the hydrofoil surface and a moving 3D boundary separation is evidenced in their back. We have also shown that as the pressure level is reduced below a threshold value, which is different from one nucleation site to another, the periodic bubble cavitation turns into attached spot cavitation in a continuous way.

The role of the boundary layer state in the cavitation onset and development has been also investigated. We believe that for smooth surfaces (i.e. low Reynolds number based on roughness height), the onset of attached cavitation requires a laminar separation of the boundary layer as already stated by several authors. Nevertheless, this condition is

no more required when surface nucleation occurs. In this case, the cavity is continuously fed with vapor generated at its detachment.

Finally, the cavitation occurrence on a single indentation on the hydrofoil surface has been investigated. We have demonstrated the significant role of shear stress on the vaporization process and questioned the pressure based criterion for cavitation incipience. We have shown that for flowing liquids, the criterion based on the maximum tensile stress is more appropriate.

Table des matières

| | | |
|-----------|--|-----------|
| I | Introduction | 1 |
| 1 | La cavitation : présentation du phénomène | 3 |
| 1.1 | Définition | 3 |
| 1.2 | Diagramme des états de l'eau : <i>Limite spinodale</i> | 4 |
| 1.3 | Classification de la cavitation | 5 |
| 1.3.1 | Cavitation à poche attachée | 5 |
| 1.3.2 | Cavitation à bulles convectées | 6 |
| 1.3.3 | Cavitation de vortex | 6 |
| 1.4 | Effets de la cavitation | 7 |
| 2 | Problématique et description du travail | 11 |
| 2.1 | Problématique | 11 |
| 2.2 | Étude bibliographique | 12 |
| 2.2.1 | Tension dans les liquides en régime hors cavitation | 12 |
| 2.2.2 | La nucléation dans les liquides | 13 |
| 2.2.3 | Développement de la cavitation à bulles | 14 |
| 2.2.4 | Apparition et développement de la cavitation à poche | 15 |
| 2.3 | Postulat | 17 |
| 2.4 | Organisation du document | 18 |
| II | Moyens expérimentaux | 19 |
| 3 | Moyens expérimentaux | 21 |
| 3.1 | Le tunnel de cavitation | 21 |
| 3.1.1 | Présentation de l'installation | 21 |
| 3.1.2 | Paramètres d'exploitation du tunnel de cavitation | 23 |
| 3.1.3 | Conduite automatique du tunnel de cavitation | 23 |
| 3.2 | Profils hydrodynamiques | 24 |
| 3.2.1 | Profil bidimensionnel Naca0009 | 24 |
| 3.2.2 | Profil tridimensionnel Naca 16020 | 25 |
| 3.3 | Les différents états de surface du profil Naca 0009 | 26 |
| 3.3.1 | Le profil poli | 26 |
| 3.3.2 | Application d'un élément de rugosité | 27 |
| 3.3.3 | Configurations successives des éléments de rugosité | 29 |
| 3.4 | Visualisation | 30 |
| 3.4.1 | Caméras | 30 |

| | | |
|---------------------------------|---|-----------|
| 3.4.2 | Moyens d'éclairage | 31 |
| 3.5 | Mesure de la pression en paroi | 31 |
| 3.6 | Numérisation des signaux | 34 |
| 3.6.1 | Numériseur HP | 34 |
| 3.6.2 | Numériseurs <i>Lecroy</i> | 35 |
| 3.6.3 | Chaîne d'acquisition | 35 |
| 3.7 | Étalonnage des capteurs de pression | 37 |
| 3.7.1 | Étalonnage statique | 37 |
| 3.7.2 | Étalonnage dynamique | 37 |
| 3.7.3 | Réponse des capteurs dans le domaine négatif de la pression | 38 |
| III Travail expérimental | | 41 |
| 4 | Nucléation de surface et cavitation | 43 |
| 4.1 | Mise en évidence expérimentale | 43 |
| 4.1.1 | Cas statique, liquide au repos | 43 |
| 4.1.2 | Cas dynamique, cavitation à bulles périodiques | 46 |
| 4.2 | Influence des paramètres de l'écoulement | 47 |
| 4.3 | Attachement des bulles aux sites de nucléation | 47 |
| 4.4 | Transition à la cavitation à poche attachée | 50 |
| 4.5 | Apparition des bulles sur les protubérances | 50 |
| 4.6 | Comparaison avec les bulles issues des germes libres | 53 |
| 4.7 | Cinématique des bulles périodiques | 54 |
| 5 | Rôle de la pression | 57 |
| 5.1 | Pression statique en régime hors cavitation | 57 |
| 5.1.1 | Pression négative au bord d'attaque du profil NACA 0009 | 57 |
| 5.1.2 | Coefficient c_p à l'extrados du profil NACA 0009 | 58 |
| 5.2 | Fluctuations de la pression en régime hors cavitation | 60 |
| 5.2.1 | Influence des tourbillons de <i>von Karman</i> | 60 |
| 5.2.2 | Interactions avec le champ de pression | 61 |
| 5.3 | Interaction des bulles avec la pression locale | 63 |
| 5.3.1 | Génération des bulles sur la surface des capteurs | 63 |
| 5.3.2 | Attachement des bulles à la surface des capteurs | 65 |
| 5.3.3 | Transition à la cavitation à poche attachée | 67 |
| 5.4 | Influence des vibrations du profil sur la génération des bulles périodiques | 67 |
| 5.5 | Interactions des bulles avec la couche limite | 70 |
| 6 | Rôle de la rugosité | 73 |
| 6.1 | Visualisation du détachement de la poche | 73 |
| 6.1.1 | Configuration 1 : profil non poli | 73 |
| 6.1.2 | Configuration 2 : profil poli-miroir | 75 |
| 6.1.3 | Configuration 3 : Six indentations isolées | 77 |
| 6.1.4 | Configuration 4 : Distribution plus dense des indentations | 77 |
| 6.2 | Apparition et disparition des poches | 80 |
| 6.2.1 | L'hystérésis | 80 |

| | | |
|-----------|--|------------|
| 6.2.2 | Le coefficient de cavitation local | 81 |
| 6.2.3 | Influence de la taille des indentations à la disparition | 83 |
| 6.3 | Rôle des contraintes de cisaillement induites par la rugosité | 85 |
| IV | Analyse des résultats et modélisation théorique | 89 |
| 7 | Analyse des résultats | 91 |
| 7.1 | Origine de la nucléation de surface | 91 |
| 7.1.1 | Propriétés physico-chimiques du contact liquide/solide/gaz | 91 |
| 7.1.2 | Processus d'emprisonnement du gaz dans la paroi | 92 |
| 7.1.3 | Stabilité du gaz à l'intérieur d'une indentation | 93 |
| 7.2 | Développement des bulles de gaz sur la paroi | 94 |
| 7.3 | Formation de la cavitation par la nucléation de surface | 96 |
| 7.3.1 | Mécanisme physique de génération des bulles périodiques | 96 |
| 7.3.2 | Mouvement de la ligne de contact et transition à la poche | 96 |
| 7.4 | Rôle de la pression | 97 |
| 7.4.1 | Apparition des bulles en fonction de la pression statique | 97 |
| 7.4.2 | Fréquence des bulles, régime libre | 98 |
| 7.4.3 | Fréquence des bulles, régime forcé | 98 |
| 7.5 | Interaction de la cavitation avec la couche limite | 98 |
| 7.5.1 | Cas des bulles périodiques | 98 |
| 7.5.2 | Cas d'une poche : non nécessité d'un décollement de la couche limite laminaire | 100 |
| 7.6 | Rôle de la rugosité et du cisaillement dans le liquide | 100 |
| 7.6.1 | Éléments isolés de rugosité | 100 |
| 7.6.2 | Rugosité distribuée | 101 |
| 8 | Modèle théorique | 105 |
| 8.1 | Hypothèses | 105 |
| 8.2 | Bulle ancrée dans une indentation | 106 |
| 8.2.1 | Equation de mouvement | 106 |
| 8.2.2 | Critère de stabilité de la bulle sur la paroi : | 107 |
| 8.2.3 | Absence de gaz neutre, $p_{g0} = 0$ | 108 |
| 8.2.4 | Oscillation de la bulle autour de sa position d'équilibre : | 110 |
| 8.2.5 | Influence du gaz, $p_{g0} \neq 0$: | 112 |
| 8.3 | Bulle délogée de l'indentation | 114 |
| 8.3.1 | Equation de mouvement | 114 |
| 8.3.2 | Critère de stabilité de la bulle sur la paroi : | 115 |
| 8.3.3 | Cas d'une faible présence de gaz neutre : | 116 |
| 8.3.4 | Cas d'une forte présence de gaz neutre | 116 |

| | |
|--------------------|-----|
| V Conclusion | 117 |
| Bibliographie | 124 |
| Liste des figures | 136 |
| Liste des tableaux | 137 |
| index | 139 |

Notations

| | | |
|------------|--|-----------------------------------|
| L | Corde du profil | [m] |
| C | Vitesse à l'entrée de la veine d'essai | [m/s] |
| $C(M)$ | Vitesse en un point M | [m/s] |
| C_m | Vitesse locale à $x = x_m$ en dehors de la couche limite. | [m/s] |
| C_{exp} | Vitesse d'expansion de l'interface liquide/vapeur | [m/s] |
| C_{tr} | Vitesse de translation du centre de la bulle/vapeur | [m/s] |
| C_e | Vitesse locale en dehors de la couche limite | [m/s] |
| c_p | Coefficient de pression : | [-] |
| | $c_p = \frac{p - p_2}{\frac{1}{2}\rho C^2}$ | |
| c_{pm} | Coefficient de pression minimal | [-] |
| d | Épaisseur de bord de fuite | [m] |
| Δt | Temps de transit d'un germe dans la zone de dépression | [s] |
| E_r | Pertes énergétiques massiques sur une ligne de courant | [m ² /s ²] |
| F_γ | Forces capillaires | [N] |
| F_D | Forces de traînée | [N] |
| F_L | Forces de portance | [N] |
| F_p | Forces de pression | [N] |
| F_I | Forces d'inerties (masse ajoutée) | [N] |
| f_b | Fréquence de génération de bulles | [Hz] |
| f_k | Fréquence de génération des tourbillons de <i>Von Karman</i> | [Hz] |
| f_i | Fréquence propre N°i | [Hz] |
| g | Accélération due à la pesanteur | [m/s ²] |
| k_s | Profondeur ou hauteur d'une rugosité isolée | [μ m] |
| l | Distance de positionnement de la pointe de diamant | [m] |
| l_r | Longueur de mesure de la rugosité | [μ m] |
| m | Masse | [kg] |
| p_1 | Pression à l'entrée du convergent | [bar] |
| p_2 | Pression à l'entrée de la veine d'essai | [bar] |
| p_{Ci} | Pression mesurée sur le capteur N°i | [bar] |
| p_e | Pression locale | [bar] |

| | | |
|------------|--|-------------|
| p_m | Pression minimale sur l'extrados du profil | [bar] |
| p_c | Pression critique de la bulle | [bar] |
| r | Rayon de la bulle | [m] |
| R_a | Rugosité moyenne arithmétique | [μm] |
| R_m | Rugosité maximale | [μm] |
| R_z | Rugosité moyenne | [μm] |
| Re_{loc} | Nombre de <i>Reynolds</i> local : | [-] |
| | $Re_{loc} = \frac{C_e k_s}{\nu}$ | |
| S_t | Nombre de <i>Strouhal</i> : | [-] |
| | $S_t = \frac{f_k d}{C}$ | |
| E_p | Énergie potentielle | [J] |
| W_A | Travail d'adhésion | [J/m^2] |
| x_c | Coordonnée du centre de la bulle | [m] |
| x_m | Coordonnée de c_{pm} | [m] |
| x_p | Coordonnée du point de détachement de la poche | [m] |
| $z(M)$ | Hauteur d'un point M | [m] |
| z_∞ | Hauteur d'un point à l'infini | [m] |

Notation liée à l'étude théorique

| | | |
|------------|--|-------|
| a | Rayon de l'orifice de l'indentation | [m] |
| b | Rayon à la base de la bulle | [m] |
| C_∞ | Vitesse à l'infini | [m/s] |
| f, g | Fonctions déduites de l'équation de mouvement | |
| γ_1 | Tension de surface liquide-gaz | [N/m] |
| γ_2 | $\gamma_2 = \gamma_{st} - \gamma_{sg}$ | [N/m] |
| h | Hauteur de la calotte sphérique | [m] |
| h_0 | Hauteur initiale de la calotte sphérique | [m] |
| h_1 | Hauteur de la calotte à la limite de glissement : | [m] |
| | $h_1 = a \sqrt{\frac{\gamma_1 - \gamma_2}{\gamma_1 + \gamma_2}}$ | |
| K_1, K_2 | Coefficients sans dimension liées à la calotte sphérique : | [-] |
| | $K_1 = \frac{p_{g0}(1 + 3z_0^2)}{P_1}, \quad K_2 = \frac{1}{z_1^2} \left(\frac{3z_0^2 + z_1^2}{1 + 3z_0^2} \right)$ | |
| ω_0 | Fréquence d'oscillations de la bulle : | [Hz] |
| | $\omega_0 = \left(\frac{2\gamma_1}{\rho a^3} \right)^{\frac{1}{2}}$ | |
| p_∞ | Pression à l'infinie | [bar] |

| | | |
|---------------|---|-------------------|
| p_{g0} | Pression du gaz neutre | [bar] |
| p_g | Pression totale du gaz | [bar] |
| p_v | Pression de la vapeur saturante | [bar] |
| p_{min} | Pression minimale caractéristique de l'attachement de la bulle à la paroi | [bar] |
| p_{max} | Pression maximale caractéristique de l'attachement de la bulle à la paroi | [bar] |
| $p_{A,B,C,D}$ | Pressions déduites de f et g | [bar] |
| P_1, P_2 | Pressions liées à la calotte sphérique : | [bar] |
| | $P_1 = \frac{4\gamma_1}{h_0}, \quad P_2 = \frac{2(\gamma_1 - \gamma_2)}{h_0}$ | |
| R | Rayon de la calotte sphérique | [m] |
| R_0 | Rayon initial de la calotte sphérique | [m] |
| V | Volume de la calotte sphérique : | [m ³] |
| | $V = \frac{\pi}{3}h^3(3R - h)$ | |
| V_0 | Volume initiale de la calotte sphérique : | [m ³] |
| | $V_0 = \frac{\pi}{3}h_0^3(3R_0 - h_0)$ | |
| z_0, z_1, z | Hauteurs sans dimension liées à la calotte sphérique : | [-] |
| | $z = \frac{h}{h_0}, \quad z_0 = \frac{a}{h_0}, \quad z_1 = \frac{h_1}{h_0}$ | |

Caractères grecs

| | | |
|---------------|--|------------------------|
| α | Angle d'incidence du profil | [°] |
| β | Demi-angle d'une indentation conique | [°] |
| δ | Épaisseur de la couche limite | [μm ou mm] |
| γ_{lg} | Tension de surface liquide-vapeur | [N/m] |
| γ_{sl} | Tension de surface solide-liquide | [N/m] |
| γ_{sg} | Tension de surface solide-gaz | [N/m] |
| κ | Constante polytropicque | [-] |
| ν | Viscosité cinématique du fluide | [m ² /s] |
| σ | Nombre de cavitation global : | [-] |
| | $\sigma = \frac{p_2 - p_v}{\frac{1}{2}\rho C^2}$ | |
| σ_a | Nombre de cavitation local à l'apparition de la cavitation | [-] |
| σ_d | Nombre de cavitation local à la disparition de la cavitation | [-] |
| σ_e | Nombre de cavitation local : | [-] |
| | $\sigma_e = \frac{p_e - p_v}{\frac{1}{2}\rho C_e^2}$ | |
| σ_m | Nombre de cavitation local pour $x = x_m$: | [-] |
| | $\sigma_m = \frac{p_m - p_v}{\frac{1}{2}\rho C_m^2}$ | |

| | | |
|------------|-------------------------------------|-----|
| θ | Angle du contact liquide/solide/gaz | [°] |
| θ_Y | Angle de Young | [°] |
| θ_a | angle d'avancée | [°] |
| θ_r | angle de recul | [°] |
| ξ | Coefficient de pertes de charges | [-] |

Première partie

Introduction

Chapitre 1

La cavitation : présentation du phénomène

Le présent travail de thèse a pour but l'analyse des mécanismes physiques d'apparition et du développement de la cavitation au bord d'attaque d'un profil isolé. Les expériences sont réalisées au Laboratoire de Machines Hydrauliques de l'Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne.

Une présentation générale de la cavitation, ses types et ses effets, nous apparaît nécessaire avant de s'étendre sur le contenu du document.

1.1 Définition

La définition de la cavitation, formulée dans de nombreux ouvrages scientifiques ([Trevena \[1987\]](#), [Brennen \[1995\]](#), [Franc et al. \[1995\]](#) ...), est la suivante :

”La cavitation est la rupture du milieu continu de liquide sous l'effet de contraintes excessives.”

Cette définition s'applique au cas où le liquide est au repos, en mouvement, ou encore soumis à des fluctuations acoustiques périodiques. La cavitation apparaît dans plusieurs circonstances telles que :

- Les écoulements à grandes vitesses autour de géométries provoquant des zones de dépression : profils hydrodynamiques, col de venturi, vannes, siphons... ;
- Les écoulements engendrant de fortes contraintes de cisaillements : tribologie, couches cisillées, jets noyés, sillage d'obstacles ou d'organes de réglage de débits ;
- Les écoulements à caractère non permanent : coups de bélier dans les circuits de commandes hydrauliques, alimentation de moteurs en carburant ;
- etc...

Si l'on se place à l'échelle moléculaire, la cavitation se manifeste comme une rupture de la liaison entre les molécules du liquide sous l'effet de contraintes excessives. Pour le cas d'une eau pure, la liaison moléculaire est tellement forte qu'il faut la soumettre à

de très hautes valeurs de tensions (pressions négatives) pour pouvoir la rompre. Cette métastabilité du liquide ne constitue pas la plupart des cas pratiques car l'eau liquide est généralement fragilisée par des micro-inclusions de gaz la rendant moins résistante à la rupture. Et pourtant, même en présence de ces inclusions gazeuses, l'eau supporte des valeurs de pression négatives, moins importantes certes, mais nettement inférieures à la pression de la vapeur saturante. On appelle ce phénomène *retard à la cavitation*. Les inclusions de gaz susceptibles d'amorcer la cavitation sont appelées *germes de cavitation*.

1.2 Diagramme des états de l'eau : *Limite spinodale*

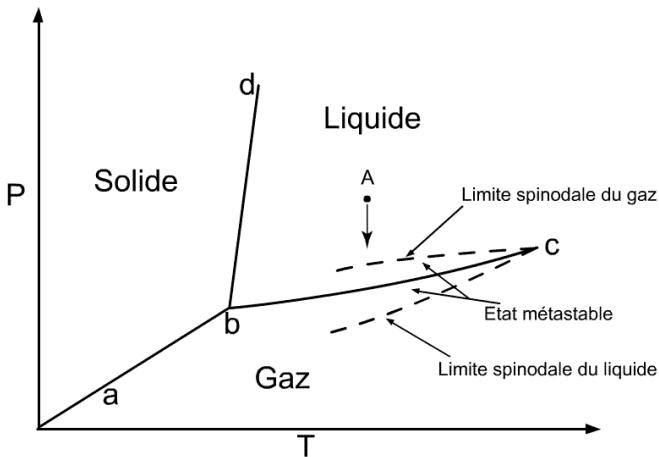


Figure 1.1 – Diagramme de phase pression-température pour l'eau pure.

La cavitation est un processus de changement de phase comparable à l'ébullition. Afin d'illustrer les changements d'états de l'eau liquide vis à vis du changement de la pression et la température, nous présentons sur la figure 1.1 le diagramme thermodynamique des états de l'eau. Sur ce diagramme nous localisons la région où le liquide est dans un état métastable. La branche bc présente l'équilibre entre les deux phases : liquide et vapeur. Prenons un liquide dans des conditions de température et de pression représentées par le point A. En gardant la température constante et en faisant diminuer la pression, nous remarquons que le liquide ne changera pas de phase même en étant dans des conditions de pression le situant sous la courbe bc. A une certaine limite, la tension exercée sur le liquide arrive à rompre la liaison moléculaire. A cette limite la vitesse du son dans le liquide devient nulle. On dit que nous avons atteint la *limite spinodale* du liquide. Souvent, cette limite est située dans des conditions de pressions négatives très basses pour des liquides purs exempts de germes de cavitation.

1.3 Classification de la cavitation

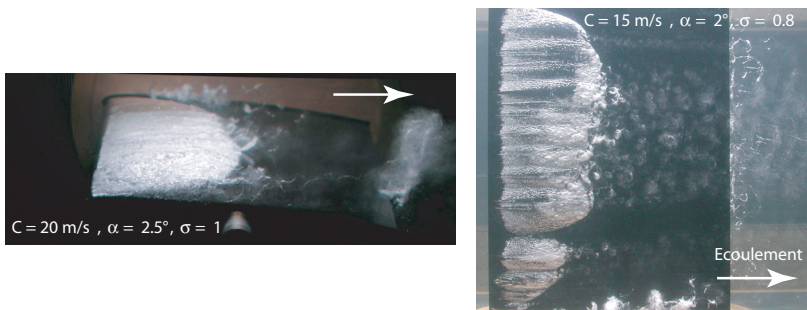
La classification de la cavitation, proposée dans la littérature, change d'un auteur à l'autre. Celle que nous proposons, dans ce paragraphe, est basée sur les observations réalisées dans le cadre expérimental au LMH. Nous distinguons deux catégories principales :

- La cavitation attachée aux parois :
 - Poches attachées
 - Vortex attachés
- La cavitation convectée par l'écoulement :
 - Bulles séparées
 - Poches convectées
 - Vortex convectés

1.3.1 Cavitation à poche attachée

La figure 1.2 montre une cavitation attachée sur l'extrados d'un profil isolé sous forme de poche de vapeur. A cause de l'accélération de l'écoulement au voisinage du bord d'attaque, une zone de dépression se crée en obligeant le liquide à se vaporiser dans cette région. Dans le cas où la poche se referme sur l'extrados du profil on dit qu'elle est *partielle*. Cependant on parle de *supercavitation* quand la poche s'étend au delà du bord de fuite. L'interaction complexe de la poche avec l'écoulement liquide engendre des cavités transitoires qui sont convectées par l'écoulement et qui implosent dans les zones de recompression.

Au cours de notre travail nous découvrons que la poche de cavitation mérite, à son tour, une classification suivant les mécanismes physiques de son apparition.



1.3.2 Cavitation à bulles convectées

Une illustration de la cavitation à bulles convectées, dans le cas d'un écoulement autour d'un profil 2D à faible incidence, est présentée sur la figure 1.3. Ce type de cavitation se manifeste sous forme de bulles séparées prenant naissance dans les zones de dépression. Ces bulles croissent en évoluant sur le profil puis implosent dans les zones où la pression devient supérieure à la pression de vapeur saturante. On rencontre ce type de cavitation sur les aubes des propulseurs marins et des turbines lorsque l'écoulement est adapté. Les différents mécanismes d'apparition des bulles sur un profil isolé fait l'objet de l'essentiel de notre travail.

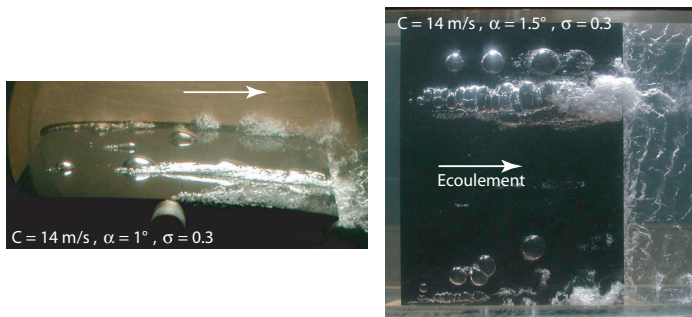


Figure 1.3 – Développement de la cavitation à bulles sur l'extrados du profil 2D Naca009

1.3.3 Cavitation de vortex

La cavitation de vortex peut être attachée ou convectée. Elle se produit, dans tous les cas, sous l'effet de la dépression au cœur des tourbillons. La figure 1.4 présente ce type de cavitation dans différentes configurations expérimentales :

- Les tourbillons de *Von Karman* cavitants : Ces tourbillons se forment dans le sillage des profils hydrodynamiques. Ils prennent naissance sur le corps solide et sont convectés par l'écoulement d'une façon alternée ;
- Le tourbillon marginal cavitant : Ce type de cavitation prend naissance à l'extrémité des ailes d'envergure finie (ex. pales d'hélice). Le tourbillon marginal cavitant se caractérise par sa remarquable stabilité. Son intensité se conserve, souvent, sur de très longues distances en aval du plan porteur ;
- La torche de cavitation : Ce type de cavitation se forme au cœur du tourbillon de sortie des turbines hydrauliques (Francis, hélice) en s'attachant au moyeu de la roue. Pour les grandes valeurs de débit (supérieures au débit nominal), la torche prend une forme axisymétrique avec des modes de fluctuations axiaux. En revanche, pour les petites valeurs du débit, la torche prend une forme de spirale divergente

tournant dans le même sens que la roue avec une vitesse d'environ $1/3$ de celle de la roue. La torche de cavitation constitue la source principale des fluctuations de pression dans une turbine hydraulique et des instabilités de fonctionnement qui peuvent en résulter (Jacob [1993]).

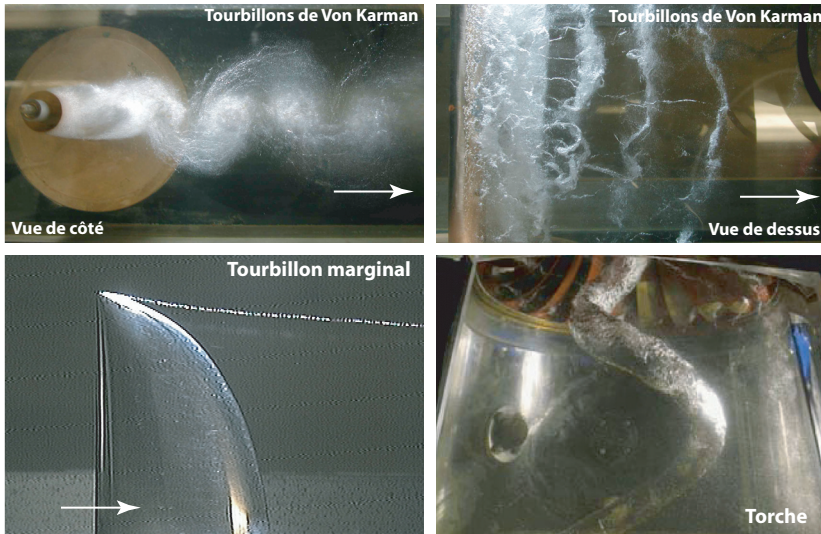


Figure 1.4 – La cavitation de vortex

1.4 Effets de la cavitation

La cavitation est un problème crucial auquel s'affrontent concepteurs et utilisateurs de machines hydrauliques. En effet, son développement à l'entrée de l'aubage d'une machine hydraulique est souvent à l'origine d'une érosion sévère qui peut conduire à l'arrêt prématuré de la machine avec des conséquences économiques considérables (arrêt de production, frais de maintenance...). L'érosion survient lorsque les cavités de vapeur sont convectées dans des zones de pression supérieure à la pression de vapeur saturante. Si elles implosent proche des parois, il existe un risque important que les ondes de chocs attaquent la matière. La figure 1.6 présente la phase d'implosion d'une bulle sur un profil isolé. La cavitation, développée dans une machine hydraulique, s'accompagne également d'une chute des performances de la machine, d'une génération de vibrations de la structure mécanique et d'une émission sonore contraignante.

Ayant conscience du danger que représente le développement de la cavitation et des dégâts qui peuvent en résulter, les constructeurs et utilisateurs de machines hydrauliques sont obligés de bien étudier le niveau d'implantation de leurs machines et de bien adapter les angles d'incidence de l'écoulement sur les aubes. Une compréhension de la physique de la cavitation et de l'érosion qui en résulte est aussi nécessaire pour prédire ces deux phénomènes et éviter leurs dégâts. C'est dans ce sens que plusieurs travaux de recherche ont été réalisés. Il s'est avéré que le développement de la cavitation par poche partielle constitue la situation la plus érosive (figure 1.5). Les interactions intenses entre l'écoulement incident et la poche provoquent des cavités tourbillonnaires en forme de fer à cheval qui sont convectées par l'écoulement et qui viennent s'effondrer violemment dans la zone de recompression (Farhat [1994]). Le pouvoir érosif de ce type de cavitation dépend du volume des cavités transitoires ainsi que de la différence de pression entre l'intérieur de la cavité et le liquide entourant cette dernière au moment de l'implosion. Le caractère répétitif des implosions et leur concentration sur des zones réduites, accélèrent la destruction des matériaux. Ces derniers sont déformés pendant une période dite d'incubation avant de subir l'arrachement de la matière (Pereira [1997]).

Malgré ses aspects négatifs, la cavitation trouve des applications dans les procédés industriels qui nécessitent la concentration d'énergie sur des domaines restreints. On citera par exemple :

- le nettoyage des surfaces par jets cavitants ;
- la dispersion de particules dans les liquides ;
- la destruction de cellules vivantes et de bactéries.

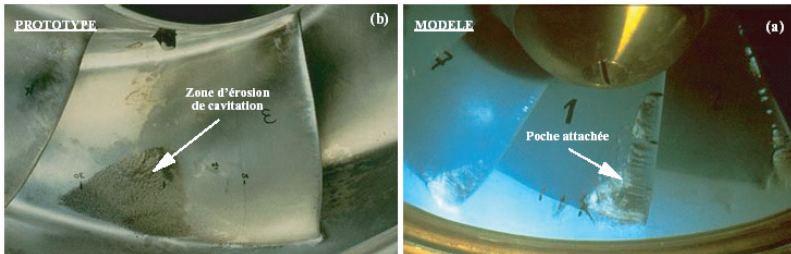


Figure 1.5 – (a) : Développement de la cavitation d'entrée dans un modèle de pompe d'accumulation. (b) : dégâts d'érosion sur le prototype après 400 h de fonctionnement Farhat [1994]

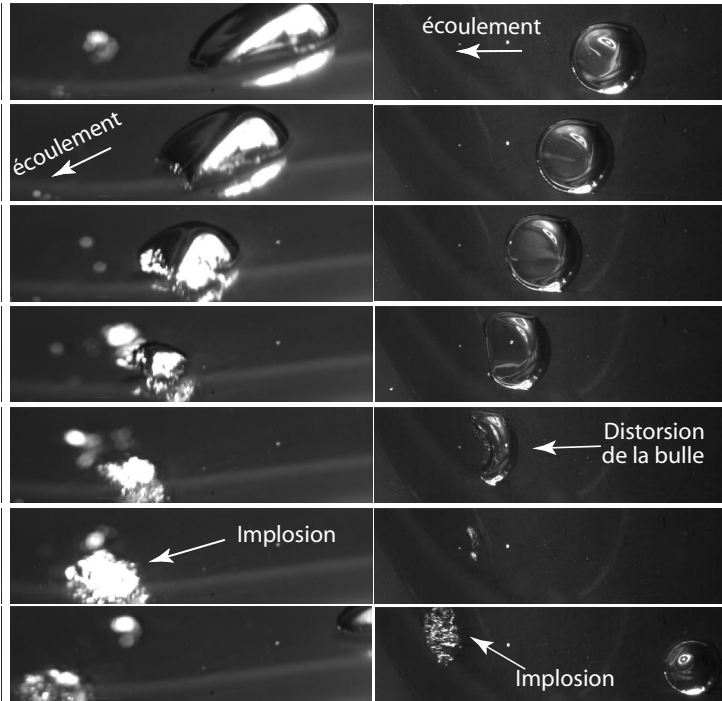


Figure 1.6 – Implosion d’une bulle sur la paroi d’un profil elliptique monté dans le tunnel de cavitation. La cadence de prise d’images est de 8000 Hz et 4000 Hz, respectivement, pour les photos à gauche (vue latérale) et à droite (vue de dessus). $C = 14 \text{ m/s}$, $\sigma = 0.38$, $\alpha = 1$

Chapitre 2

Problématique et description du travail

2.1 Problématique

Le phénomène de la cavitation, même s'il semble avoir une définition simple, présente une grande complexité de part les mécanismes de son apparition et son développement. Cette complexité découle d'un nombre de paramètres difficiles à étudier séparément (propriétés physiques du liquide, rugosité, viscosité, turbulence...). Les événements imprévisibles et très rapides d'apparition des cavités ainsi que leur dépendance de paramètres microscopiques, imposent souvent, des limitations techniques au cours des observations expérimentales. De nos jours, et avec les avancées technologiques dans le domaine de la visualisation et de l'instrumentation, de nouvelles opportunités d'études de la cavitation sont envisageables.

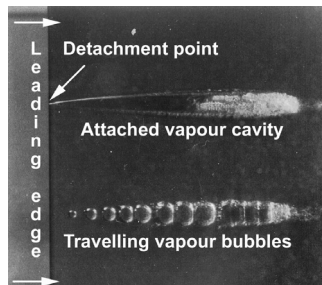


Figure 2.1 – Visualisation d'une cavitation par poche et d'une cavitation par bulle sur un profil 2D Naca 16-006. Vitesse d'écoulement : 20 m/s, Incidence : 1°, Farhat [1999]

La figure 2.1 constitue le point de départ de notre travail car elle illustre une grande partie des phénomènes engendrant l'apparition et le développement de la cavitation. Cette photo montre des bulles séparées et une poche attachée se formant sur l'extrados d'un profil

bidimensionnel. La cohabitation entre ces deux types de cavitation ainsi que l'absence des cavités sur les autres régions de l'extrados du profil, nous incite à nous poser des questions sur les mécanismes qui amorcent la cavitation et qui conduisent à l'attachement des cavités dans un cas et pas dans l'autre. Surtout que l'écoulement global est le même sur toute l'envergure du profil et que la rugosité moyenne et constante au voisinage du bord d'attaque. Sachant que la vitesse de l'écoulement atteint 25 m/s au voisinage du bord d'attaque dans le cas de la figure 2.1, nous déduisons que les cavités formées dans cette région sont soumises à des efforts importants appliqués par l'écoulement incident. Dans ces conditions, l'advection des bulles (ou l'absence de la cavitation sur l'extrados du profil) est explicable. Cependant, l'équilibre mécanique de la poche attachée au voisinage du bord d'attaque impose une problématique qui n'est toujours pas résolue.

2.2 Étude bibliographique

2.2.1 Tension dans les liquides en régime hors cavitation

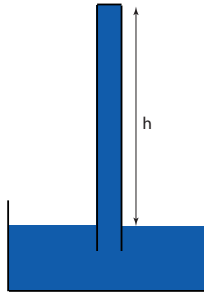


Figure 2.2 – Expérience de Huyghens (1662)

La première observation d'une pression négative dans un liquide est due à Huyghens en 1662. A l'aide d'une fiole remplie de mercure est retournée sur un récipient contenant également du mercure (figure 2.2), Huyghens a remarqué que la portion du liquide qui se trouve au sommet de la fiole est en tension. Une hauteur h de 1.5m permet d'atteindre -1 bar au sommet. Cette même expérience a été refaite par Boyle et Papen en 1663, mais le phénomène était non reproductible et il leur a été difficile de trancher sur le résultat. Un siècle et demi plus tard, Donny en 1843 et Reynolds en 1878 redécouvrent le phénomène. Donny l'explique par l'existence de forces d'adhésion entre le mercure et la surface solide de la fiole. Une description plus détaillée de ces toutes premières expériences a fait l'objet d'une publication par Kell [1983].

De nos jours, une grande rivalité entre les chercheurs s'est créée afin d'atteindre le plus haut record de tension mesurée dans un liquide. Des expériences plus récentes montrent

que l'eau, à son tour, peut supporter des valeurs très négatives de pression. Briggs [1950] obtient des pressions de -280 bar en utilisant un capillaire tournant. Une tension record de -1400 bar est mesurée dans l'eau piégée dans des inclusions cristallines (Zheng et al. [1991]). Cette mesure s'approche des prédictions théoriques établies par Speedy [1982].

2.2.2 La nucléation dans les liquides

L'apparition de la cavitation dépend étroitement de la nucléation dans le liquide. Cette dernière se manifeste, généralement, sous deux formes. Une nucléation homogène et une autre de surface (Jones et al. [1999]). La nucléation homogène est le mécanisme de génération de micro-bulles libres voyageant avec l'écoulement. Elle peut être le résultat d'un piégeage d'air à travers la surface libre du liquide ou d'une injection artificielle des germes dans le liquide. La nucléation de surface se manifeste sous forme d'incrustation de volumes de gaz dans les imperfections des surfaces solides adjacentes au liquide. Ce type de nucléation est directement lié aux phénomènes capillaires sur la surface solide. Ainsi, les matériaux en contact avec l'eau peuvent avoir des comportements hydrophiles ou hydrophobes. En fonction de ces comportements et de la géométrie des imperfections surfaciques, des inclusions de gaz peuvent se placer entre le liquide et le solide pendant le remplissage des installations hydrauliques en constituant des sites de nucléation.

Rôle de la nucléation homogène

Le rôle de la nucléation homogène dans le mécanisme d'apparition de la cavitation a fait l'objet de nombreuses publications. Les recherches se sont focalisées sur des propriétés précises comme le nombre des germes par mètre cube de fluide, la taille de ces germes ainsi que leur distribution spatiale et temporelle. Ces propriétés qualifient ce que l'on appelle la *qualité de l'eau*. Katz [1978] montre qu'une teneur en germes élevée dans un liquide favorise la cavitation. Il remarque que, contrairement à la cavitation par poche, la cavitation à bulles séparées est plus facile à obtenir en présence d'une forte nucléation. Ces remarques sont confirmées par Kuiper [1985] ainsi que Briancon-Marjollet [1994].

La mesure de la teneur en germes dans le liquide est souvent réalisée à l'aide d'un système constitué d'un tube de *venturi* qui active les germes au passage du col (minimum de pression) (Arn [1998]). Ce système permet de mesurer la pression et le rayon critique du germe (Blake [1949]). Le nombre de germes activés, peut être compté à l'explosion des bulles ou bien à l'implosion à l'aide d'un système acoustique (Gindroz et al. [1992]). D'autres systèmes existent pour caractériser la population de germes, en particulier des méthodes holographiques ou des méthodes par PDPA (Phase Doppler Particles Analyser). Ces différents types de mesures permettent une estimation de la répartition statique des rayons de la population des germes dans l'eau ce qui facilite l'étude de leur rôle dans l'apparition de la cavitation. Cependant, ces mesures ne sont pas suffisantes pour prédire l'apparition de la cavitation, surtout qu'il existe un aspect dynamique dans le processus d'activation des germes. Meyer et al. [1992] affirme qu'on ne peut pas prédire l'apparition de la cavitation par la seule connaissance de la population des germes dans le liquide. Gopalan et Katz [2000] étudient l'apparition de la cavitation sur différentes géométries, le coefficient de cavitation à l'apparition change en fonction du profil de c_p . En particulier ce coefficient est élevé en présence d'un pic de pression. Ce dernier conduit à un temps de transit trop court dans la région de pression minimale pour activer les germes.

Du côté de la modélisation, l'analyse du comportement des germes dans le liquide s'appuie sur la théorie de la dynamique d'une bulle sphérique isolée soumise à un champ de pression variable (Plesset and Prosperetti [1977]). Bien que restrictif, le modèle sphérique est rapide à mettre en oeuvre et peut donner des indications satisfaisantes dans une première approche. En outre, il met en évidence les conditions pour lesquelles une bulle sphérique adopte un comportement instable conduisant à la cavitation. L'équation 2.1 rappelle le modèle de Rayleigh-Plesset caractérisant une bulle dans un milieu liquide infinie :

$$\rho \left[R\ddot{R} + \frac{3}{2}\dot{R}^2 + \frac{4\nu}{R}\dot{R} \right] = (p_v - p(t)) - \frac{2\gamma}{R} + \left[\frac{2\gamma}{R_0} - (p_v - p_0) \right] \left(\frac{R_0}{R} \right)^{3\kappa} \quad (2.1)$$

Cette équation est, par ailleurs, à la base d'un des modèles de cavitation par poche (*Neptune*) développé au laboratoire LMH (Hirschi [1998] et Aitbouziad(2005)). Ce modèle consiste à intégrer l'équation de Rayleigh-Plesset en fonction de la répartition de pression obtenue par un calcul d'écoulement hors cavitation. La forme initiale de la poche est ensuite approchée par l'enveloppe des bulles en expansion calculées le long du profil. L'adaptation de la forme de la poche s'effectue, d'une manière itérative, en fonction du champ de pression jusqu'à l'obtention d'une pression égale à la celle de la vapeur saturante sur l'interface de la poche.

2.2.3 Développement de la cavitation à bulles

La cavitation par bulles séparées est traitée par un grand nombre d'auteurs dont Gindroz et al. [1992], Arn [1998], Ceccio [1990], Kuhn-de Chizelle [1994] Briancon-Marjollet [1994, 1990] et Li [1996]. Afin de générer les bulles, deux méthodes sont adoptées ; l'utilisation d'injecteurs de germes permettant l'analyse du rôle de la nucléation homogène et la génération de bulles isolées en focalisant des rayons laser dans le liquide (Li et Ceccio [1996]). Cette dernière méthode permet l'étude d'une seule bulle en évitant les perturbations dues à la présence d'autres formes de cavitation. En utilisant les injecteurs de germes Briancon-Marjollet [1994] observe les différents aspects des bulles sur l'extrados d'un profil hydrodynamique. Une transition d'une cavitation par bulle à une cavitation par poche est analysée ainsi que les interactions complexes entre ces deux formes de cavitation. Gindroz et al. [1992] montre l'existence d'un régime de saturation pour les hautes concentrations de germes actifs dans le liquide. Dans ce régime, un tapis de bulles s'étend sur la paroi en verrouillant la pression à l'extrados du profil à la pression de la vapeur saturante. Arn [1998] a étudié l'influence de ce régime sur la baisse de rendement des turbines *Francis*. Le cas d'une bulle isolée est traité par Kuhn-de Chizelle [1994] et Li et Ceccio [1996] qui fournissent une description détaillée du comportement de la bulle advectionnée sur les profils hydrodynamiques. De part sa géométrie, la bulle garde rarement son aspect sphérique. Même si elle semble avoir une base circulaire, la hauteur de son interface est plus grande dans la partie amont. Les observations révèlent, aussi, un écoulement complexe autour de la bulle. Le mouvement de cette dernière génère des zones locales de turbulence en traversant une couche limite instable. Ceci induit la formation d'une cavitation par poche sous forme de queues derrière la bulle.

L'équation de Reyleigh-plesset, modélisant une bulle dans un milieu infini, montre des limitations dans le cas du développement de la bulle à côté de la paroi solide. Kuhn-de Chizelle [1994] a tenté de remédier à ce problème en développant un modèle basé sur un

calcul potentiel en utilisant la méthode des panneaux. Ce modèle fournit une première estimation des déformations de la bulle. Cependant, il ne s'approche pas suffisamment des observations expérimentales vu qu'il ne tient pas compte du rôle de la couche limite et de ses interactions avec la bulle.

2.2.4 Apparition et développement de la cavitation à poche

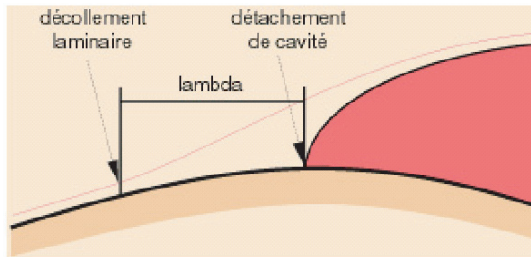


Figure 2.3 – Le détachement d'une poche de cavitation selon Arakeri. (Franc et al. [1995])

Rôle de la couche limite

Bien que Parkin et Kermeen [1953] (cf. Arndt [1981]) semblent être les premiers chercheurs à remarquer l'influence du développement de la couche limite sur l'apparition de la cavitation par poche, les effets de la viscosité au voisinage de la paroi sont étudiés plus en détails ultérieurement par Arakeri [1975], Casey [1974], Meulen [1978], Katz [1984], Franc [1985] et plus récemment par Milton [1992] et Tassin [1998a, 1998b].

En utilisant la technique de visualisation Schlieren, Arakeri [1975] démontre la présence d'un décollement de la couche limite laminaire en amont du point de détachement de la poche. Il remarque que la position du point de décollement par rapport au point de détachement de la poche dépend fortement du coefficient de cavitation et dépend peu du nombre de *Reynolds*. La figure 2.3 présente le schéma de ce mécanisme selon Arakeri. Ce dernier propose, en plus, des corrélations pour prédire la distance λ entre le point de détachement de la poche et le point de décollement. Cette distance ainsi que l'écoulement au voisinage de la poche sont étudiés en fonction des forces de viscosité et de la tension superficielle à travers le nombre de Taylor-Saffman, $\frac{\mu U_\infty}{\gamma_{lg}}$, μ la viscosité dynamique, U_∞ la vitesse à l'infini et γ_{lg} la tension de surface entre le liquide et le gaz.

Les expériences de Franc [1985] sur les profils hydrodynamiques ont permis de confirmer les résultats d'Arakeri et démontrent quelques limitations dans ses corrélations. Franc propose un nouveau critère de détachement de la poche basé sur les interactions entre la couche limite et le développement de la poche. Ces travaux sont rapportés par Tassin [1998a] qui analyse, en outre, le détachement de la poche en présence du décollement en fonction de la nature du matériau qui compose les profils de tests.

Rôle de la rugosité

Les études du rôle de la rugosité dans le mécanisme d'apparition de la poche, font la distinction entre l'influence d'une rugosité distribuée et d'un élément de rugosité isolé. L'influence de la rugosité distribuée est souvent liée à la turbulence dans la couche limite. Ceci dit, la rugosité perturbe la couche limite laminaire en l'obligeant à transiter vers la turbulence. Kuiper [1982] utilise une rugosité artificielle afin de modifier l'état de la couche limite au bord d'attaque dans le but de s'affranchir des effets d'échelle lors de l'étude des développements de la cavitation sur les propulseurs marins. Plus récemment, Faller et al. [1992] utilisent une technique similaire à celle de Kuiper pour l'étude des développements de cavitation sur un profil d'envergure finie. Arndt et Ippen [1968] indiquent que l'apparition de la cavitation est sensible à l'intensité turbulente dans la couche limite. Cette intensité s'amplifie en présence d'une surface rugueuse. Caron [2000] étudie le comportement du départ de la poche sur une rugosité distribuée artificiellement au bord d'attaque du profil Naca0009. Il remarque que la morphologie de la poche change en présence de la rugosité. Elle devient opaque indiquant la présence d'une forte turbulence. Numachi [1965a, 1965b, 1967] montre que la rugosité a pour effet d'augmenter le coefficient de cavitation à l'apparition. Il observe qu'elle tend à déplacer le point de détachement de la cavité vers le bord d'attaque. Dans le cas d'un élément de rugosité isolé, le problème est différent. L'état de la couche limite n'est perturbé que localement. L'apparition de la cavitation est essentiellement liée à l'écoulement local autour de l'élément de rugosité. Knapp et al. [1970] et Arndt [1981] étudient l'influence des protubérances bi et tridimensionnelles isolées sur des surfaces lisses. Ils montrent l'existence d'une corrélation entre le coefficient de cavitation à l'apparition et la hauteur relative des aspérités par rapport à l'épaisseur de la couche limite.

Hormis ces résultats, la littérature n'a pas traité suffisamment l'influence de la rugosité sur le départ de la cavitation. Le mécanisme exact de cette influence reste toujours non identifié. D'autres publications expliquent que le déclenchement de la cavitation par la rugosité de surface est dû à la génération de fluctuations de pression au voisinage de la paroi. Ces fluctuations excitent les germes et activent leur grossissement (Arakeri et Acosta [1973] cf. Arndt [1981]). Cette explication est plausible mais elle n'est pas prouvée expérimentalement dans le cas des écoulements autour des profils hydrodynamiques. La rugosité peut, aussi, induire une turbulence intense ou les contraintes de cisaillement appliquées au liquide sont élevées provoquant la rupture du liquide Joseph [1998] .

Problématique de l'équilibre mécanique de la poche

La problématique de l'équilibre mécanique de la poche s'impose durant les phases d'apparition et de développement de la poche. Durant la phase d'apparition, le modèle du décollement laminaire de la couche limite adopté par Arakeri [1975], Franc et Michel [1985] et Tassin et Ceccio [1998a], explique le phénomène comme suit : une poche de cavitation se produit quand les germes libres de l'écoulement sont entraînés dans la zone de séparation où il y a des recirculations du liquide. Ces germes grossissent sans être balayés par l'écoulement.

En régime hors cavitation, le décollement laminaire se produit généralement pour des nombres de *Reynolds* modérés avec des surfaces lisses et un gradient de pression suffisamment élevé. En aval du point de décollement, la couche limite peut présenter un

recollement à la paroi formant une structure d'écoulement appelé bulbe de décollement Gaster [1992]. Le bulbe de décollement peut être long ou court. D'après Huang et Peterson [1976], la cavitation apparaît dans la zone de séparation des bulbes courts ou dans la zone de rattachement des bulbes longs.

Durant la phase de développement de la poche de cavitation, l'équilibre mécanique de l'interface de vapeur face aux efforts appliqués par l'écoulement incident s'explique, d'après les mêmes chercheurs, par la présence permanente d'un décollement laminaire en amont du point de détachement de la poche :

"... Au contraire, dans le cas d'une couche limite qui ne décolle pas, si l'on suppose qu'une cavité se développait sur la paroi, elle serait soumise, comme tout obstacle, à une force de traînée due à l'écoulement incident. Comme aucune autre force n'est présente pour équilibrer cet effort, la cavitation se trouverait entraînée par l'écoulement vers l'aval et ne pourrait donc pas subsister sur la paroi. L'existence d'un décollement est, pour une cavité, la seule façon de "s'attacher" à la paroi. " Franc et al. [1995]

Que se soit pour la naissance de la poche ou pour son attachement à la paroi, le modèle du décollement laminaire de la couche limite fournit des explications convaincantes qui ont été prouvées expérimentalement dans plusieurs travaux de recherche. Cependant, ce modèle présente des limitations surtout pour les écoulements sur des parois rugueuses avec des nombres de *Reynolds* élevés. Dans ce cas, la couche limite transite à la turbulence en empêchant le décollement laminaire. Le problème devient, plus compliqué et l'équilibre mécanique de la poche reste non expliqué. A ce stade, nous nous demandons si la notion d'équilibre mécanique de la poche s'impose vraiment.

Le paramètre clé permettant de résoudre le problème est le débit de vaporisation du liquide. Il semble facile d'admettre que dans le cas d'une production suffisamment élevée de la vapeur, la poche se maintiendrait constamment sur la paroi même en présence des efforts de traînée dus à l'écoulement incident (il y a autant de vapeur créée que ce qui est évacué par l'écoulement). Le décollement de la couche limite n'est pas nécessaire dans ce cas. Dans ce sens, nous évoquons les méthodes de simulation de la cavitation récemment adoptée par la *CFD*. Le modèle multiphasique basé sur les équations de transport proposées par Merkle et al. [1998] consiste à considérer une équation de transfert de masse inter-phase contenant des termes sources associés à la vaporisation et la condensation. La formation de la poche de vapeur dans ce modèle n'est possible que pour un débit de vaporisation suffisant dans la zone de dépression. Le modèle fournit des résultats qui concordent avec l'expérience.

2.3 Postulat

Au cours de nos travaux préliminaires, nous avons remarqué que dans le cas d'un profil rugueux, la cavitation apparaît sur des points fixes au voisinage du bord d'attaque. Des figures de cavitation semblables à celles montrées sur la figure 2.1 sont observées. Ces expériences nous ont permis de nous focaliser sur un mécanisme de génération de la cavitation qui apporte des éléments de réponse à notre problématique. Ce mécanisme est lié à l'influence de la rugosité par la présence d'une nucléation de surface qui assure la présence de sources de vaporisation du liquide sur la paroi. En fonction de la production

de vapeur au niveau de ces sites, une cavitation à bulles séparées ou à poche attachée est formée sur le profil. Dans le cas d'une poche de cavitation le décollement laminaire de la couche limite n'est pas nécessaire. Ces observations nous ont permis de postuler que :

”La nucléation de surface, due au défaut de mouillabilité, joue un rôle crucial dans la naissance et le développement des bulles et des poches de cavitation sur le bord d'attaque des profils hydrodynamiques.”

L'essentiel de notre travail repose sur l'étude de l'influence de la rugosité sur le phénomène d'apparition de la cavitation. Vu que le rôle de ce paramètre s'impose via plusieurs mécanismes, nous déterminons les conditions pour lesquelles il influence l'apparition de la cavitation à travers la nucléation de surface. La comparaison entre les formes physiques d'apparition des cavités, est aussi réalisée pour compléter l'étude.

2.4 Organisation du document

Le reste de ce document est constitué de quatre parties :

- Partie II : Nous présentons dans cette partie les moyens expérimentaux utilisés au cours de notre travail
- Partie III : Une description des expériences réalisées dans le tunnel de cavitation est présentée dans cette partie qui contient trois chapitres. Le premier est consacré à l'observation de l'apparition et du développement de la cavitation due à la nucléation de surface. Le deuxième à l'étude de la cavitation en fonction du champ de pression sur l'extrados du profil et le troisième à l'observation du rôle de la rugosité et du cisaillement dans le liquide.
- Partie IV : Nous analysons nos résultats expérimentaux dans cette partie et nous proposons un modèle théorique de stabilité d'une bulle sur la paroi.
- Partie V : Cette partie conclut notre travail de thèse en présentant les originalités de notre étude, une classification des types de cavitation à poche et les perspectives qui peuvent étre envisagées pour continuer ce travail de recherche.

Deuxième partie

Moyens expérimentaux

Chapitre 3

Moyens expérimentaux

3.1 Le tunnel de cavitation

3.1.1 Présentation de l'installation

Le tunnel de cavitation à grande vitesse, inauguré en 1984, est une installation de type boucle fermée permettant l'étude des écoulements liquides autour de formes géométriques simples (Avellan et al. [1987]). Ce tunnel, présenté à la figure 3.1, offre la possibilité de recréer des écoulements industriels de manière simplifiée. La veine d'essai possède une section carrée de 150×150 mm et une longueur de 750 mm. Afin d'assurer une bonne accessibilité de l'écoulement par les moyens de visualisation, trois des quatre faces de la veine sont constituées de hublots transparents en plexiglas. Le quatrième hublot sert à la fixation des profils testés. Ces profils, qui ont une longueur de corde de 100 mm au maximum, peuvent être mis en incidence grâce à une roue dentée et une vis sans fin.

L'écoulement du liquide est assuré par une pompe double-flux accouplée à un moteur électrique d'une puissance de 500 kW. Le débit maximal, de $1.125 \text{ m}^3/\text{s}$, permet d'atteindre une vitesse de 50 m/s dans la veine d'essai. L'homogénéité de l'écoulement dans la veine d'essai est assurée par un convergent dont le rapport de contraction est de 45.78. Afin de réduire la turbulence et d'assurer un écoulement bi-dimensionnel dans la veine, un nid d'abeilles possédant un rayon hydraulique de 4.5 mm et une épaisseur de 60 mm, est placé à l'amont du convergent.

La pression statique dans l'ensemble de l'installation est ajustée entre 1 et 16 bars afin d'éviter que le liquide ne se vaporise complètement à l'entrée de la veine sous l'effet de l'accélération dans le convergent. La source de pression est fournie par un réservoir d'air pressurisé à 20 bar. Ce réservoir est connecté à la cuve de pressurisation à travers une vanne électro pneumatique. Le choix d'une interface air/eau pour la pressurisation du tunnel de cavitation est adopté pour compenser les variations du volume total sous l'effet de la pression ainsi que les fuites au niveau du presse étoupe de la pompe. Une deuxième vanne électro pneumatique permet de chasser l'air de la cuve de pressurisation afin de réduire la pression dans le tunnel.

La température de l'eau est régulée en prélevant une partie du débit total à l'amont de la pompe. Ce débit est conduit à travers un échangeur de chaleur avant d'être injecté à nouveau à l'aval de la pompe. Une vanne pointeau à commande électromécanique règle

le débit d'eau refroidie afin de maintenir la température proche de la valeur de consigne, généralement choisie égale à 18 °C.

L'étage intermédiaire du tunnel est destiné à éliminer les germes de gaz piégés dans l'eau d'essai à travers un débulleur constitué d'un assemblage de plaques disposées parallèlement et en chevron. Une bulle qui explose dans la veine d'essai est emportée par l'écoulement vers le débulleur où la vitesse du liquide est faible. Elle sera recueillie par gravité et soutirée vers le niveau libre de la cuve de pressurisation. Toutes les bulles d'un rayon supérieur à $100\ \mu\text{m}$ sont éliminées systématiquement dans le débulleur. Cependant, l'élimination des germes de plus petites tailles, s'effectue à travers une opération dite dégazage de l'eau de tunnel. Ce dégazage consiste à réaliser une super-cavitation sur le profil dans la veine d'essai. Les germes sont ainsi activés, leur taille grossit ce qui facilite leur élimination dans le débulleur. Cette opération doit durer un temps suffisamment long (2 heures). Elles s'applique avant le démarrage des expériences.

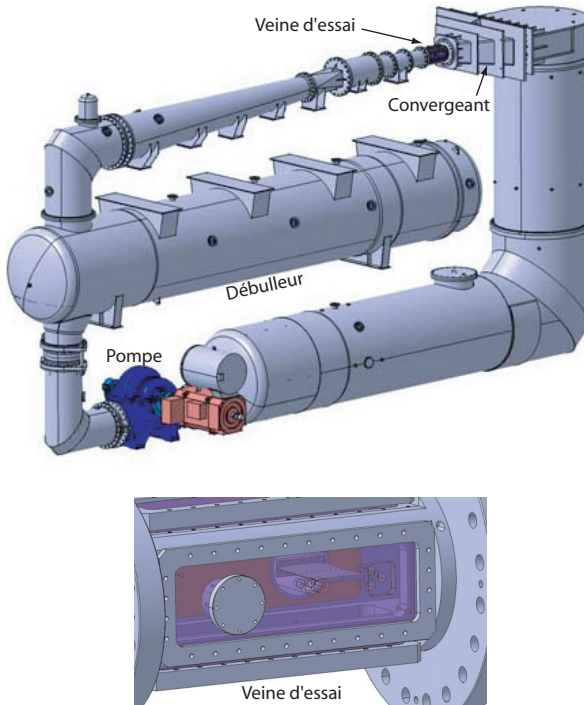


Figure 3.1 – Tunnel de cavitation

3.1.2 Paramètres d'exploitation du tunnel de cavitation

- **Pressions p_1 et p_2 :**

Les pressions p_1 et p_2 sont mesurées, respectivement, à l'entrée et à la sortie du convergent à l'aide de deux capteurs à quartz permettant d'atteindre une précision de 1 mbar avec une fréquence de mesures de 19 Hz . Ces mesures tiennent compte de la température ambiante à l'aide d'un autre capteur intégré.

- **Vitesse à l'entrée de la veine, C :**

La vitesse moyenne de l'écoulement à l'entrée de la veine d'essai est déduite des pressions p_1 et p_2 à l'aide de la relation suivante :

$$C = \frac{2\xi}{\rho} \sqrt{p_1 - p_2} \quad (3.1)$$

ξ est le coefficient de perte de charge déterminé, expérimentalement, en mesurant le profil de vitesse à l'entrée de la veine par anémométrie laser (Dupont [1993]).

- **Température, T :**

La mesure de la température de l'eau du tunnel s'effectue à l'amont du convergent à l'aide d'une sonde *PT100*. Cette mesure permet de calculer la pression de la vapeur saturante ainsi que la masse volumique du liquide.

- **coefficient de cavitation, σ :**

σ est défini par :

$$\sigma = \frac{p_2 - p_v(T)}{\frac{1}{2}\rho(T)C^2} \quad (3.2)$$

- **Incidence, α :**

La mesure de l'incidence du profil est assurée par un inclinomètre solidaire du support du profil.

3.1.3 Conduite automatique du tunnel de cavitation

Pilote du tunnel de cavitation

Un automate programmable de type *Allen Bradley* pilote le tunnel de cavitation. Cet automate est doté de plusieurs interfaces numériques et analogiques assurant les liaisons avec l'ensemble des régulateurs et des instruments de mesure.

L'automate envoie au terme de chaque acquisition les résultats sur des afficheurs numériques et sur une ligne sérielle à l'usage d'un serveur informatique.

L'automate assure, également, la régulation des paramètres dérivés (C et σ). La valeur de consigne N_p , qui représente la vitesse de rotation de la pompe, est calculée et envoyée à un régulateur de vitesse indépendant. Un autre régulateur agit sur la vanne d'admission d'air sous pression et sur la vanne d'échappement afin de maintenir la pression (p_1 ou p_2) le plus proche possible de la valeur de consigne fournie par l'automate.

Nouveau serveur temps réel du tunnel de cavitation

Le nouveau serveur que nous avons développé sous *Labview* remplit la fonction d'interface entre l'automate et les utilisateurs (figure 3.2). Ce serveur gère les paramètres d'exploitation du tunnel : C , σ , p_1 , p_2 , α , T , N_p : vitesse de rotation de la pompe et le paramètre STB faisant référence au mot d'état de l'automate.

Le serveur rafraîchit ces paramètres, à une fréquence de 4 Hz, dans une zone de mémoire partagée accessible par plusieurs clients en même temps. Cette opération est assurée par le logiciel *Labview* à travers un programme appelé *DataSocket*. Ainsi, n'importe quelle machine appartenant au réseau intranet local peut accéder aux données. Un exemple de programmes clients, bénéficiant du partage de données du tunnel, est le pilote de la balance hydrodynamique destinée à la mesure des forces appliquées sur le profil. Ce programme utilise les mesures en temps réel des paramètres du tunnel pour calculer les coefficients de portance et de traînée.

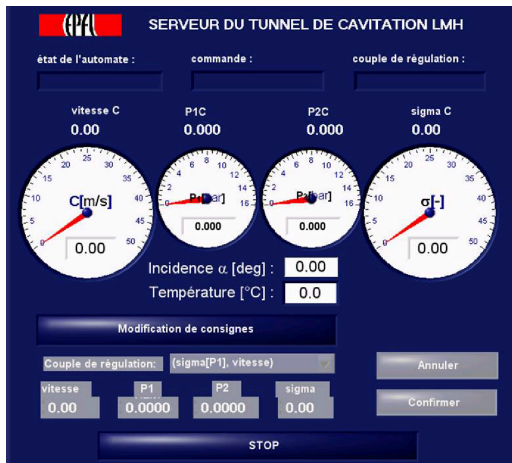


Figure 3.2 – Serveur temps réel du tunnel de cavitation

3.2 Profils hydrodynamiques

3.2.1 Profil bidimensionnel Naca0009

La section du profil bidimensionnel Naca0009 tronqué, biseauté, est montrée sur la figure 3.3. Ce profil appartient à la catégorie des *Naca* modifiés à quatre coefficients. Sa nomenclature complète est la suivante : **NACA 0009 - 7.8 45 / 1.93**

- La cambrure est nulle (symétrie par rapport à la corde).

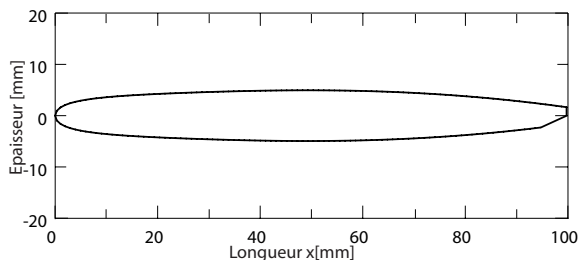


Figure 3.3 – Le profil bidimensionnel Naca0009

- L'épaisseur maximale est égale à 9% de la longueur de la corde.
- Le lieu d'épaisseur maximale est à 45% de la corde.
- La pente au bord de fuite est définie par le produit des deux nombres : 1.93 et 0.09 (voir la nomenclature). Elle est égale à 0.1737.

L'envergure du profil est de 150 mm. La corde est calculée sur une base de 110 mm. Le profil est, ensuite, tronqué à une distance de 100 mm à partir du bord d'attaque. Cette configuration pose des problèmes de résonance découlant des lâchers de tourbillons de *Von Karman* dans le sillage du profil. Dans le but d'atténuer l'effet de ces tourbillons, une coupe en biseau au bord de fuite sur l'intrados, a été appliquée à partir de 95% de la corde.

3.2.2 Profil tridimensionnel Naca 16020

Le profil elliptique tridimensionnel possède une corde de 60 mm à sa base et une envergure de 90 mm. Sur la figure 3.4 nous présentons sa géométrie suivant l'envergure ainsi que des coupes suivant la corde.

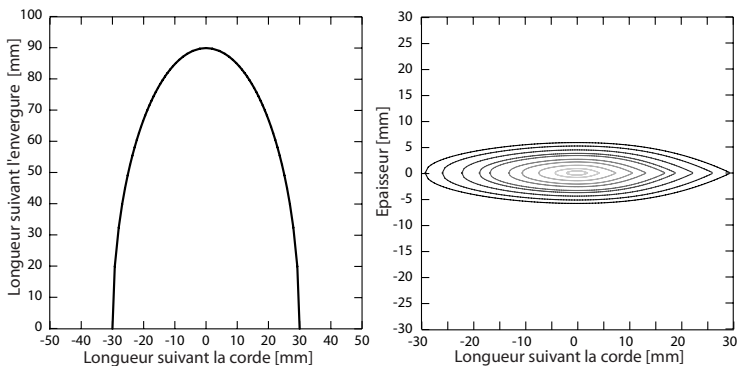


Figure 3.4 – Le profil tridimensionnel Naca 16020

3.3 Les différents états de surface du profil Naca 0009

3.3.1 Le profil poli

a- Le polissage

Le polissage s'effectue manuellement à l'aide de toiles d'Emery (appelés couramment papier de verre) de granulosité allant de 240 à 1200 grains par centimètre carré. Une courroie en tissu et une pâte à polir sont utilisées pour la finition du polissage. Le profil obtenu est dit "poli-miroir" en raison de son aspect.

b- Contrôle du polissage : la mesure de rugosité

Il existe différentes manières d'estimer la rugosité d'une surface. Les paramètres de rugosité les plus utilisés sont :

- Rugosité moyenne arithmétique R_a (figure 3.5) : R_a correspond à la moyenne arithmétique des valeurs absolues de l'écart y à l'intérieur de la longueur de base l_r .

$$R_a = \frac{1}{l_r} \int_{x=0}^{x=l_r} |y| dx \quad (3.3)$$

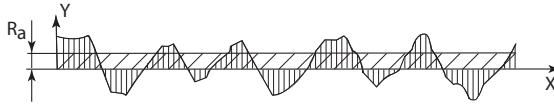


Figure 3.5 – Rugosité moyenne arithmétique

- Rugosité moyenne R_z (figure 3.6) : En découpons la longueur de mesure en cinq zones d'évaluations successives, R_z est définie comme la moyenne des écarts Z_i mesurés entre le point le plus haut et le point le plus bas pour chacune des zones.

$$R_z = \frac{1}{5}(Z_1 + Z_2 + Z_3 + Z_4 + Z_5) \quad (3.4)$$

- Rugosité maximale R_m (figure 3.6) : R_m constitue la rugosité isolée Z la plus importante à l'intérieur de la longueur d'évaluation.

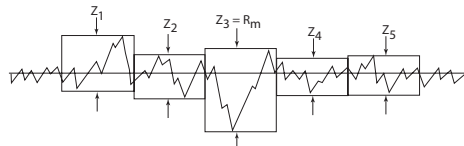


Figure 3.6 – Définition des paramètres de rugosité R_z et R_m

Le contrôle du polissage se fait à l'aide d'un rugosimètre de marque *Hommel Tester 1000*. Cet appareil est équipé d'un palpeur muni d'une tête de diamant qui se déplace de façon rectiligne sur la surface. Le déplacement vertical du palpeur permet la mesure des paramètres de rugosité.

Nous avons effectué des séries de mesures sur le profil NACA0009 selon une direction parallèle au bord d'attaque. Le rugosimètre fournit les valeurs de la rugosité moyenne arithmétique R_a , de la rugosité moyenne R_z , et de la profondeur maximale de rugosité R_m ainsi qu'une représentation graphique de l'état de surface (figure 3.7). Sur le tableau 3.1 nous présentons les moyennes de R_a , R_z et R_m sur cinq séries de mesures.

La profondeur maximale étant d'environ $1,9 \mu\text{m}$, nous considérons que l'application d'éléments de rugosité d'une profondeur minimale de $10 \mu\text{m}$ est envisageable.

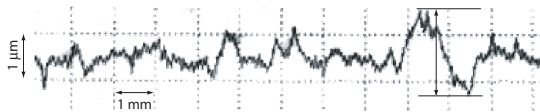


Figure 3.7 – Représentation graphique de l'état de surface du profil Naca0009 poli-miroir.

| | |
|---------------------|-------|
| $R_a [\mu\text{m}]$ | 0.208 |
| $R_z [\mu\text{m}]$ | 1.280 |
| $R_m [\mu\text{m}]$ | 1.856 |

Tableau 3.1 – Valeurs moyennes de R_a , R_z et R_m

3.3.2 Application d'un élément de rugosité

a- La pointe de diamant

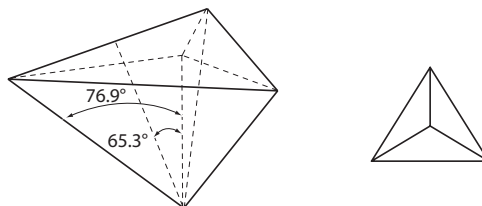


Figure 3.8 – Représentation de la pointe de diamant en trois dimensions et de son empreinte

L'application des éléments de rugosité s'effectue à l'aide d'une pointe de diamant de type Berkovich. Il s'agit d'une pointe à trois faces triangulaires et dont la base est formée par un triangle équilatéral. La mesure des arrêtes du triangle extérieur de l'empreinte nous permet de déduire la profondeur en utilisant les angles de la pointe présentée sur la figure 3.8

b- Réalisation pratique

Dans le but de placer les indentations au point de pression minimale sur le bord d'attaque. Nous avons utilisé le calcul du profil de c_p pour une incidence de 3° (chapitre 5). Ce calcul montre que le coordonné de c_{pm} est à une distance de 1.23 mm du bord d'attaque.

Pour positionner correctement la pointe de diamant à l'aide de la machine-outil, nous devons calculer l'angle α d'inclinaison du profil par rapport à l'horizontale et la distance d entre la pointe de diamant et la droite verticale tangente à la surface du profil. Nous avons utilisé le logiciel *CATIA* pour déterminer ces deux paramètres. Les valeurs de α et l sont respectivement 30° et 2,14 mm (figure 3.9).

Nous devons également déterminer quelle est la masse à appliquer au-dessus de la pointe de diamant en fonction de la profondeur désirée. Nous constatons que la relation entre la masse m et la profondeur h peut être approchée par une relation affine :

$$k_s[\mu m] = 8.7 \times m[Kg] + 9.2$$

Il faut, par exemple, environ cinq kilogrammes pour obtenir une indentation de cinquante microns. Notons que l'orientation de l'indentation est la même pour toutes les configurations réalisées . Cette orientation est illustrée sur la figure 3.10.

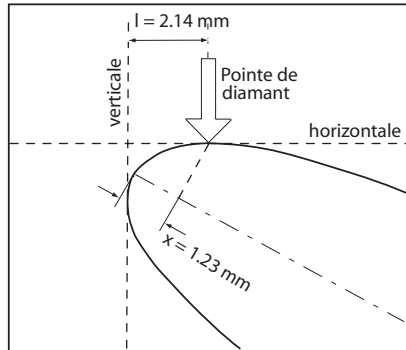


Figure 3.9 – Application des rugosités sur le bord d'attaque du profil. Positionnement sur la machine-outil

3.3.3 Configurations successives des éléments de rugosité

Quatre configurations de l'état de surface du profil ont été testées :

- Configuration 1 : Le profil non poli ($R_a = 1 \mu m$)
- Configuration 2 : Le profil poli-miroir ($R_a = 0.2 \mu m$)
- Configuration 3 : Deux séries de trois éléments de rugosité de tailles croissantes ont été appliquées sur le profil poli-miroir. Chaque indentation est placée à 10 millimètre de la précédente (figure 3.10)

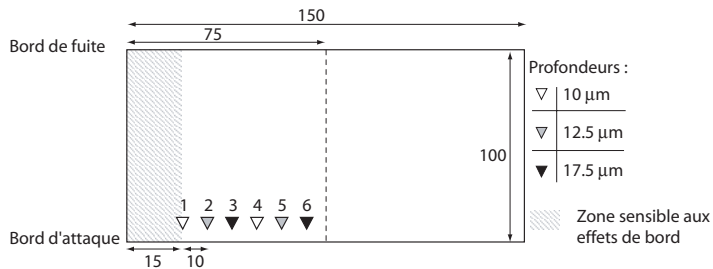


Figure 3.10 – Positions des indentations pour la configuration 3 (dimensions en mm)

- Configuration 4 : Dans cette configuration, nous choisissons d'augmenter le nombre d'indentations sur trois zones limitées. (figure 3.11)

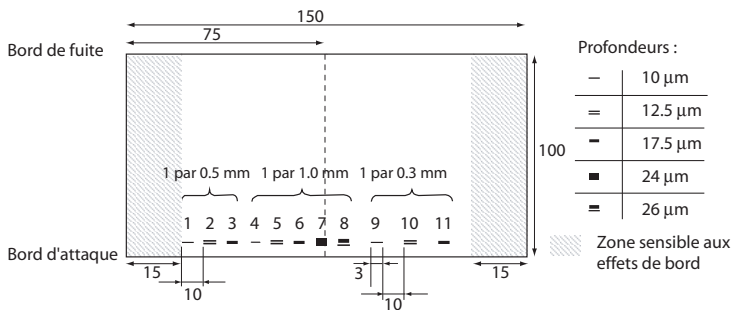


Figure 3.11 – Positions des indentations pour la configuration 4 (dimensions en mm)

3.4 Visualisation

3.4.1 Caméras

Caméra vidéo rapide *FASTCAM ULTIMA APX*

La caméra *FASTCAM* utilise la technologie de capteur *CMOS* méga-pixel permettant l'acquisition des images haute résolution à haute vitesse. Le temps d'ouverture de l'obturateur peut atteindre $4 \mu s$. L'élément *CCD*, dont la taille des pixels est de $17 \mu m$, permet l'acquisition des images à une résolution maximale de $1,024 \times 1,024$. La cadence de prise d'images dans ce cas atteint 2000 images par seconde. La caméra peut être contrôlée par un pc via une interface *IEEE-1394 (Firewire)* qui sert aussi à télécharger les films stockés dans une mémoire de 8 Gigabytes. Des objectifs de type *F-mount* et *C-mount* peuvent être montés directement sur la caméra.

Le déclenchement de l'enregistrement des films est réalisé par un signal *TTL* synchronisé sur les événements d'apparition de la cavitation. La durée de ces films dépend de la résolution des images qui dépend à son tour de la cadence de prise d'images. La caméra offre la possibilité de choisir des couples pour la cadence et la résolution. Sur le tableau 3.2 nous présentons les choix les plus utilisés dans notre cas.

| Images par seconde | Résolution | |
|--------------------|-------------|-----------|
| | Horizontale | Verticale |
| 50000 | 256 | 64 |
| 40000 | 512 | 64 |
| 24000 | 512 | 128 |
| 10000 | 512 | 256 |
| 8000 | 1024 | 256 |
| 4000 | 1024 | 512 |

Tableau 3.2 – Choix de la résolution des images en fonction de la cadence de la caméra

Caméra à intensification de lumière *QUICK 05A*

Cette caméra, de marque *Stanford Computer Optics*, permet la superposition d'expositions de durées et délais définis très précisément sur un élément *CCD* permettant la transformation en signal vidéo standard. Son principe repose sur l'intensification de la lumière perçue par le module *CCD* à travers un système composé d'une photocathode convertissant l'image en faisceaux d'électrons focalisés sur l'intensificateur *MCP (Micro Channel Plate)*. Ce dernier est formé d'une multitude de photomultiplicateurs indépendants formant une plaque. L'image intensifiée (en variant la tension aux bornes des photomultiplicateurs) des électrons secondaires, est délivrée avec une grande résolution sur un écran au phosphore lié optiquement au module *CCD*.

Le contrôle du nombre ainsi que du temps et des délais des expositions est géré par une horloge interne et est intégralement configuré depuis une interface série *RS232*. Les temps d'exposition sont ajustables de 3 ns jusqu'à l'infini. La caméra peut être déclenchée par un signal *TTL*. L'image complète résulte de la superposition des trames paires et impaires

du signal vidéo. C'est une particularité de cette caméra permettant l'acquisition d'une image de 768×494 pixels.

Appareil photo numérique *NIKON COOLPIX 990*

Cet appareil photo possède une grande résolution de 3.34 Megapixels avec un choix de résolution verticale et horizontale de 2048×1536 , 1024×768 et 640×480 . Le mode macro permet des prises de vue à haute qualité à une distance de 2 cm. En mode normal, la distance de travail est de 30 cm. Un zoom optique de $3\times$ est intégré dans l'appareil avec une focale variant de 2.6 à 11.4. Le temps d'ouverture de l'obturateur varie de 0.001 à 8 seconde. Nous avons utilisé cet appareil généralement en mode manuel en travaillant dans le noir et en réglant l'obturateur à un temps de 2 secondes. L'envoi d'un flash de courte durée pendant ce temps, permet d'obtenir une image très nette. Les prises de vue sont stockées dans une mémoire "flash" puis transférées vers un pc.

3.4.2 Moyens d'éclairage

Pour obtenir des images de bonne qualité, il est nécessaire de disposer d'un éclairage convenable pour atteindre des temps d'exposition suffisamment courts. Deux techniques sont généralement utilisées durant nos expériences. En utilisant les caméras rapides qui possèdent une grande vitesse d'obturation, nous avons utilisé des flashes de longues durées (jusqu'à 11 ms). L'utilisation de l'appareil photo nécessitait des flashes de courtes durées ($5 \mu\text{s}$ ou $30 \mu\text{s}$).

Deux flashes *Cordin*

Les flashes *Cordin* (modèle 359) fournissent des éclairs de durées réglables entre 0.5 et 11 ms. Une énergie maximale, de 1100 J, est libérée via deux tubes à xénon. Chacun des deux flashes peut être déclenché par une fermeture de contact externe, par un signal de +30 V ou par une photo-diode.

Strboscope *Strobex* et Flash *Weinberger*

Le strboscope *Strobex* permet de générer des flashes d'une durée de $30 \mu\text{s}$ à des fréquences entre 15 Hz et 300 Hz. L'intensité de la lumière est contrôlée automatiquement en fonction de la fréquence afin de maintenir une puissance de 80 Watts. Le système peut être déclenché continuellement sur un signal externe. Il permet, aussi, la génération manuelle d'un seul éclair.

Le flash *Weinberger* est constitué d'une lampe à xénon et permet de générer des pulses d'une durée de $5 \mu\text{s}$ en libérant une énergie de 100 J.

3.5 Mesure de la pression en paroi

Les capteurs que nous avons choisis pour mesurer la pression sur l'extrados du profil sont des capteurs piézo-résistifs développés en collaboration avec la société *Unisensor*. Une nouvelle technique est adoptée pour répondre à des exigences bien précises lors des mesures :

- Les capteurs doivent être placés au voisinage du bord d'attaque ou la surface présente une grande courbure ;
- Ils doivent résister à la tension (pression négative) et mesurer cette tension dans la zone de dépression du profil ;
- Ils doivent supporter l'agressivité de l'implosion des cavités dans la région près du bord de fuite ;

La procédure de montage des capteurs est montrée sur la figure 3.12. Une géométrie constituée de trois alésages de diamètres respectivement de 4, 3 et 1 mm est usinée depuis l'intrados du profil. L'élément sensible est ensuite collé sur du "Gelcoat" puis introduit depuis l'intrados du profil dans cette géométrie. Finalement, l'orifice de communication entre l'élément sensible et l'eau est rempli d'une matière en plastic de densité voisine de celle de l'eau. Des chemins de câbles sont usinés sur l'intrados et passe via la base du profil afin de récupérer la résistance électrique de l'élément sensible.

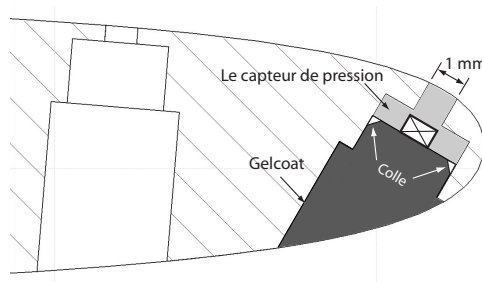


Figure 3.12 – Capteur de pression

En adoptant cette procédure de montage, nous avons réussi à placer trois capteurs à une distance de 1.23 mm du bord d'attaque du profil. Cette distance est calculée pour correspondre aux coordonnées de la pression minimale à une incidence de 3° . Le fait de remplir l'orifice du capteur a deux avantages. Une altération minimale de la géométrie du bord d'attaque et une élimination d'emprisonnement d'air au voisinage de l'élément sensible pendant le remplissage du tunnel. Nous avons amélioré, ainsi, la procédure de montage des capteurs. Cette procédure se faisait conventionnellement sans remplir l'orifice de prise de pression par une matière plastique (capteurs Keller, Caron [2000]). Dans ce cas, des problèmes de purge s'imposent car les bulles d'air restent, en permanence, attachées à l'orifice du capteur ce qui altère les mesures de pression et ne permet pas d'envisager une mesure de la tension dans le liquide.

La pression maximale mesurée par les capteurs est de 7 bar. Nous avons remarqué que les capteurs ne résistent pas à l'implosion des bulles à l'arrière du profil malgré le fait que l'élément sensible est protégé. Cela semble évident vu que l'agressivité de l'implosion de la cavitation est la cause de destruction de matériaux de plus grande dureté constituant, par exemple, les roues des machines hydrauliques. A cause de ces implosions, six capteurs ont été endommagés avant la fin des expériences.

Alimentation des capteurs

Le pont résistif des capteurs est alimenté par une source de tension continu de +5 V. Un potentiomètre permet d'équilibrer le pont résistif des capteurs afin d'obtenir une tension nulle en sortie à une pression donnée. Le choix de cette pression est arbitraire et correspond à la pression atmosphérique dans le cas de la présente étude. Le signal obtenu en sortie du pont résistif est amplifié avec un gain de $100\times$ avant d'être filtré puis numérisé.

Localisation des capteurs

Le choix des positions des capteurs est basé sur des observations du phénomène de départ de la cavitation sur le profil non-instrumenté. En effet, nous remarquons qu'une rugosité, même très faible, favorise l'apparition de la cavitation. Nous étions conscients du fait que l'introduction d'un capteur dans la zone de dépression influence le départ de la cavitation même si le plus grand soin est consacré à l'amélioration de la qualité de sur-

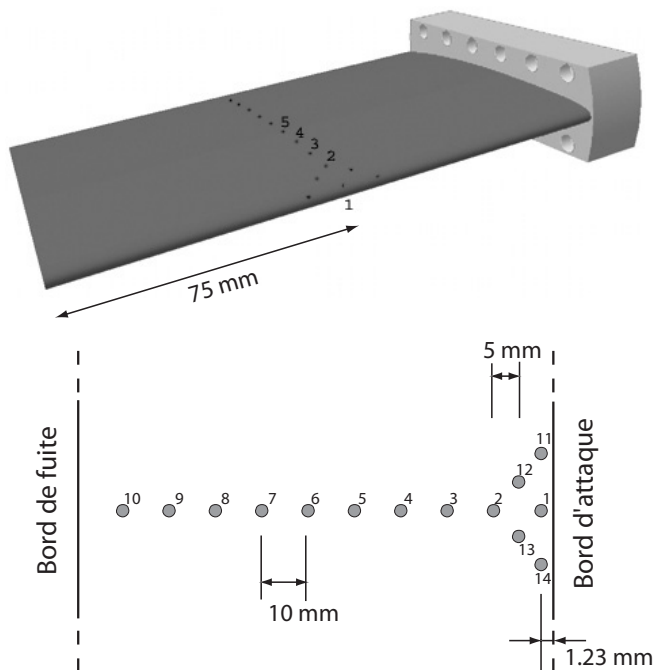


Figure 3.13 – Capteurs de pression

face du capteur. Nous décidons, alors, d'utiliser les capteurs eux mêmes comme moyen de déclenchement de la cavitation. Un ensemble de cinq capteurs est placé dans la zone de dépression (figure 3.5). Neuf autres sont alignés suivant la corde en aval de cinq premiers. Cette configuration nous permet de mesurer le champ de pression durant les deux phases d'apparition et de développement de la cavitation.

3.6 Numérisation des signaux

3.6.1 Numériseur HP

L'acquisition des signaux de pression est réalisée à l'aide d'un numériseur *Hewlett-Packard* utilisant la technologie *VXI* (VMEbus Extensions for Instrumentation). Les différents composants de ce système sont les suivants :

- Un panier qui assure l'alimentation électrique et abrite les différentes cartes du système.
- Une carte *HP E8491B IEEE-1394 PC Link to VXI*. Cette carte permet la connexion directe depuis le PC au *VXI mainframe* via le bus *FireWire*. Placée sur le slot 0, elle gère le flux de données à travers le panneau arrière du panier. Le transfert de données vers le PC bénéficie des performances de la carte *FireWire* (400 Mbits/sec).
- Trois cartes *HP E1432A*. Chaque carte est un module *VXI* à 16 canaux. La fréquence d'échantillonnage maximale de ces cartes est de 51,2 kHz. Le conditionnement et la protection anti-repliement sont directement appliqués au signal. Les cartes permettent, aussi, un traitement intégré du signal à l'aide de 4 processeurs *DSP* (1 processeurs par canal).

Les cartes *HP E1432A* possèdent une mémoire (*RAM*) de 32 MB chacune. Ce qui signifie un enregistrement 16 Mega-échantillons de données (2 bytes par échantillon). Cette mémoire est répartie équitablement sur les 16 canaux de chaque carte. L'utilisation du *VXI*, à la fréquence d'échantillonnage maximale (51,2 kHz) et l'utilisation de toute la mémoire des cartes *HP E1432A*, permet l'acquisition d'un signal d'une durée de 20 s.

Un programme de pilotage du système *HP* est développé sous *Labview* (figure 3.14). Ce programme règle les paramètres d'acquisition (fréquence d'échantillonnage, nombre d'échantillons, couplage, sensibilité). Il incorpore les fonctions " *Arm*" et " *Trigger*" pour le déclenchement des acquisitions. La fonction " *external trigger*" permet le déclenchement du numériseur sur un signal externe. Les signaux brutes (valeurs numériques entre -32767 et 32768) sont transformés par le programme en volts et en bar. L'ensemble de tout ces signaux et les paramètres de réglage du système *HP* ainsi que les constantes d'étalonnage des capteurs, sont enregistrés sous format binaire dans un fichier utilisé par un autre programme qui calcule les spectres de fréquences et affiche les données.

Notons que le pilote du système *HP* enregistre les paramètres d'écoulement en temps réel grâce au serveur du tunnel. Ces paramètres sont sauvegardés avec les signaux de pression.

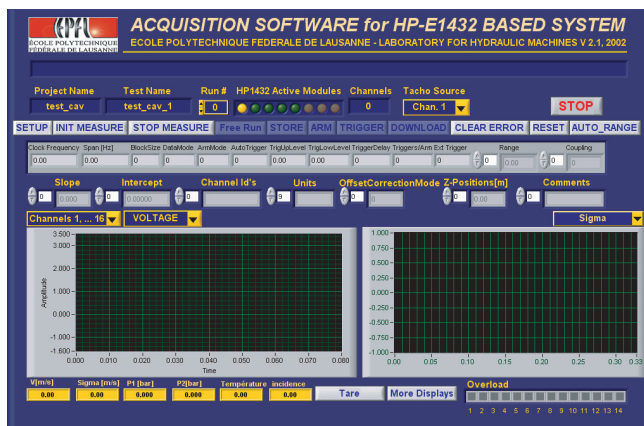


Figure 3.14 – Pilote du numériseur *HP*

3.6.2 Numériseurs *LeCroy*

Nous avons utilisé deux Oscilloscopes numériques de marque *LeCroy* à 2 canaux (modèle 9300) et à 4 canaux (modèle 9304). Le premier oscilloscope est modifié pour pouvoir fournir un signal de déclenchement sur un événement donné. Il est utilisé pour déclencher toute la chaîne d’acquisition sur les événements d’apparition de la cavitation.

Le deuxième oscilloscope est utilisé pour l’acquisition des signaux avec une haute fréquence d’échantillonnage (jusqu’à 100 Mhz). Cet oscilloscope est obligatoire pour mesurer la pression durant la phase de naissance de la cavitation. Cette phase se produit, souvent, dans des laps de temps très courts.

3.6.3 Chaîne d’acquisition

Les mesures de la pression sont réalisées simultanément avec les visualisations vidéo rapides. La figure 3.15 présente la chaîne d’acquisition complète utilisée lors de nos expériences. Le moyen de déclenchement des mesures et des visualisations est l’oscilloscope *LeCroy 9300*. Le signal de pression en provenance du capteur N°1 est visualisé sur cet oscilloscope qui est programmé à envoyer un signal *TTL*, instantanément, à la caméra, aux flashes ainsi qu’à l’oscilloscope *LeCroy 9304*. Ce dernier, enregistre le signal de déclenchement *TTL* ainsi que les signaux des capteurs. Les données sont enregistrées sur la mémoire locale puis transférées vers le PC.

En récupérant le signal *TTL* du *LeCroy 9300* nous pouvons déterminer l’instant où la caméra et les flashes sont déclenchés. La caméra enregistre, en plus, l’origine temporelle des films et l’intervalle de temps entre les images.

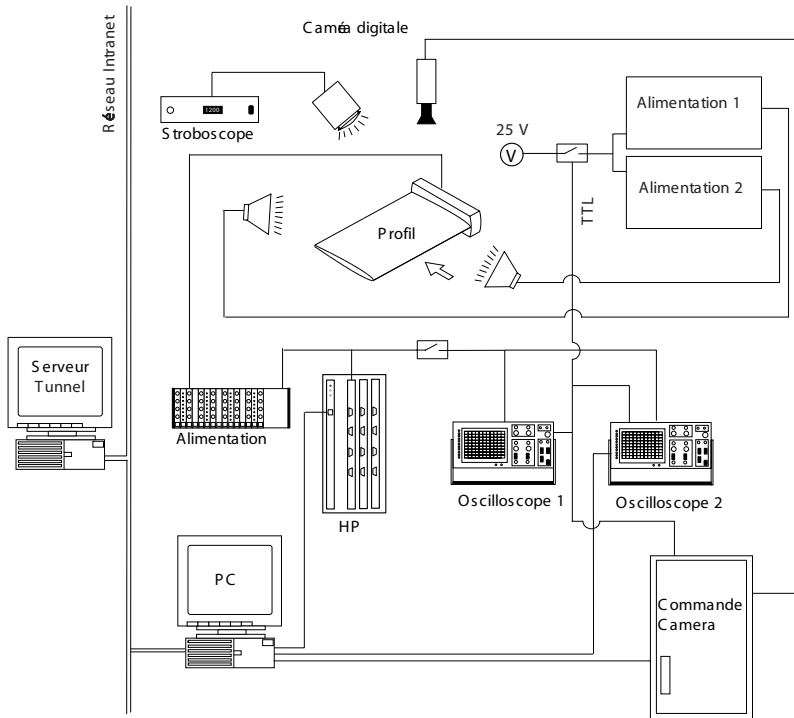


Figure 3.15 – Chaîne d'acquisition

3.7 Étalonnage des capteurs de pression

3.7.1 Étalonnage statique

Par soucis de déterminer les constantes d'étalonnage des capteurs avec une grande précision dans la même configuration des expériences, nous effectuons un étalonnage statique de ces capteurs en montant le profil instrumenté dans le tunnel de cavitation. Nous utilisons le système HP pour l'acquisition des signaux. Un autre programme est développé pour enregistrer la pression de référence. Cette pression est fournie par un étalon d'une précision de 0.03% de l'étendue active (0bar à 16bar), soit une précision de 0.0048bar.

Avant de commencer la procédure d'étalonnage, la pression de référence de l'étalon est ajustée à la pression atmosphérique à l'altitude des capteurs. Nous commençons, tout d'abord, par une pressurisation graduelle de l'eau de tunnel jusqu'à 4 bar. Une dépressurisation est ensuite appliquée par étapes jusqu'à la pression atmosphérique. La figure 3.16 présente la courbe d'étalonnage du capteur N°1. Sur ce graphe nous remarquons que l'écart à la droite des moindres carrés ne dépasse pas 2.5 mbar c'est à dire 4% de l'étendue de mesure.

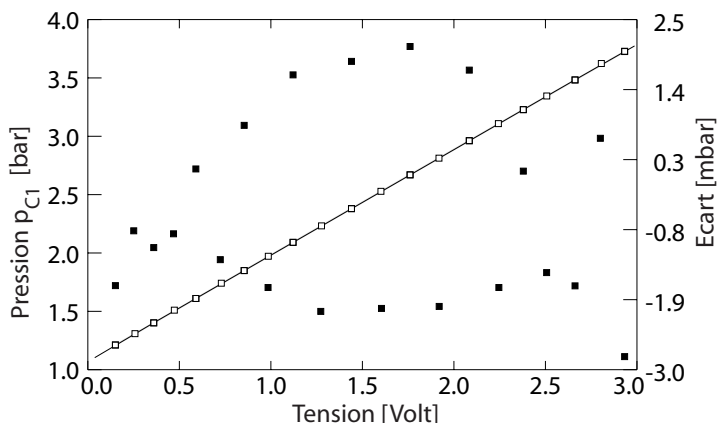


Figure 3.16 – Étalonnage statique des capteurs de pression

3.7.2 Étalonnage dynamique

La réponse dynamique des capteurs est comparée à celle d'un capteur de référence de marque *Kistler* modèle 601A. La réponse en fréquence de ce capteur, obtenue dans des conditions idéales par le constructeur, montre une densité spectrale relativement constante sur une bande de fréquence comprise entre 0 et 50 kHz. La procédure d'étalonnage

développée au LMH est largement décrite par [Pereira \[1997\]](#) et [Arn \[1998\]](#). Cette méthode implique la génération de cavités instables par la décharge d'une bougie dans le milieu liquide. L'onde de pression produite au moment de l'implosion de la cavité est mesurée simultanément par le capteur de référence et celui à étalonner. La réponse dynamique de ce dernier est évaluée par les fonctions de transfert et de cohérence (figure 3.17). Nous remarquons, ainsi, que les capteurs ont une réponse linéaire jusqu'à la fréquence de 25 kHz.

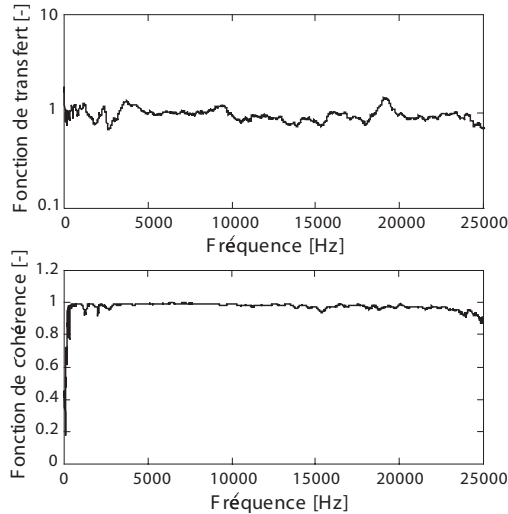


Figure 3.17 – Étalonage dynamique des capteurs de pression ([Farhat et al. \[2002\]](#))

3.7.3 Réponse des capteurs dans le domaine négatif de la pression

La vérification du fonctionnement des capteurs dans le domaine négatif de la pression est réalisée dans le cas d'un écoulement de l'eau dans la veine d'essai. La pression de référence est celle à l'entrée de la veine d'essai.

En fixant l'incidence du profil à 3° et la vitesse d'écoulement à 10 m/s, nous avons diminué graduellement la pression, p_2 , à l'entrée de la veine d'essai d'une valeur de 1.75 bar jusqu'à 0.65 bar. A chaque point de mesure nous enregistrons simultanément la pression sur les capteurs N°1, 11 et 14 et la pression p_2 . La durée de chaque mesure est de 3.4 s. Sachant que la fréquence de transfert de données par le serveur du tunnel est de 4 Hz, nous enregistrons 14 échantillons de la pression p_2 . La fréquence d'échantillonnage du système HP est réglée

à 1200 Hz ce qui permet d'enregistrer 4096 échantillons pour chacune des pressions p_{C1} , p_{C11} , p_{C14} . Les résultats pour le capteur N°1 sont présentés sur le graphe de la figure 3.18. Sur ce graphe nous présentons la moyenne de p_{C1} pour chaque point de mesure en fonction de la moyenne de p_2 . Nous remarquons, alors, que les points de mesures sont alignés sur une droite de pente 1 jusqu'à la valeur de -0.38 bar. Ceci montre que les capteurs ont aussi une réponse linéaire dans le domaine négatif de la pression.

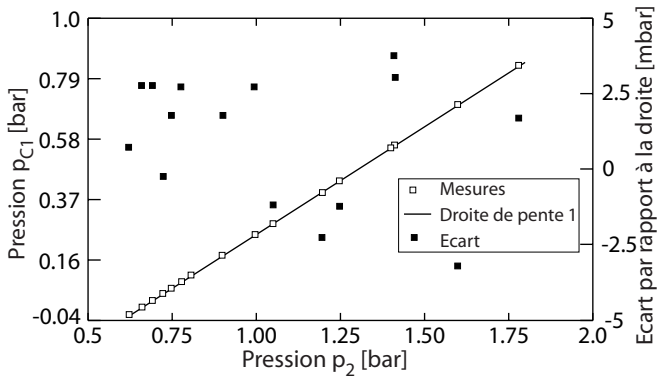


Figure 3.18 – Vérification du fonctionnement des capteurs dans le domaine négatif de la pression

Troisième partie
Travail expérimental

Chapitre 4

Nucléation de surface et cavitation

Les propriétés physico-chimiques du contact liquide/solide/gaz peuvent conduire à un emprisonnement de gaz dans les défauts de surface des profils hydrodynamiques. Durant la phase de remplissage du tunnel de cavitation, des sites de nucléation se forment dans les parois solides. Ces sites sont à l'origine d'une nucléation qu'on appelle de surface et qui joue un rôle primordial dans les mécanismes fondamentaux mis en jeu lors de l'apparition et de développement de la cavitation. Nous présentons dans ce chapitre des observations de l'influence de la nucléation de surface sur la cavitation. Nos expériences sont réalisées sur les deux profils Naca.0009 et Naca.16020 avec une rugosité moyenne arithmétique de l'ordre de $1\ \mu\text{m}$. Un dégazage de l'eau du tunnel est systématiquement réalisé avant les expériences.

4.1 Mise en évidence expérimentale

4.1.1 Cas statique, liquide au repos

Afin de mettre en évidence la présence de la nucléation de surface dans la paroi des profils rugueux placés dans le tunnel de cavitation, nous effectuons des expériences à l'arrêt après le remplissage de l'installation. Dans le but de diminuer la pression dans la veine d'essai, sachant que le tunnel ne possède pas de pompe à vide, nous réalisons l'opération suivante : En fermant les vannes de mise à l'atmosphère, nous vidons l'eau du tunnel en ouvrant la vanne de vidange située à environ 10 m en dessous de la veine d'essai. Grâce à la hauteur de chute nous arrivons à atteindre une dépression de 0.25 bar dans la veine. En laissant l'installation dans cet état pendant un temps suffisamment long (~ 20 min), nous remarquons l'apparition de plusieurs bulles ou poches de gaz sur la surface des profils (figures 4.1 et 4.2).

Formation de bulles de gaz périodiques

La figure 4.1 montre une vue latérale du profil Naca.0009 rugueux ($R_a = 1\ \mu\text{m}$) sur lequel nous observons des sites actifs de nucléation. Sur la même figure, nous présentons des photos de bulles se formant sur un site de nucléation situé au voisinage du bord d'attaque. Ces images, qui sont prises chaque 5 secondes, montrent que le mécanisme de génération de bulles est cyclique et se conserve parfaitement dans le temps. Nous remarquons que la régénération des bulles est due à l'attachement permanent d'un résidu

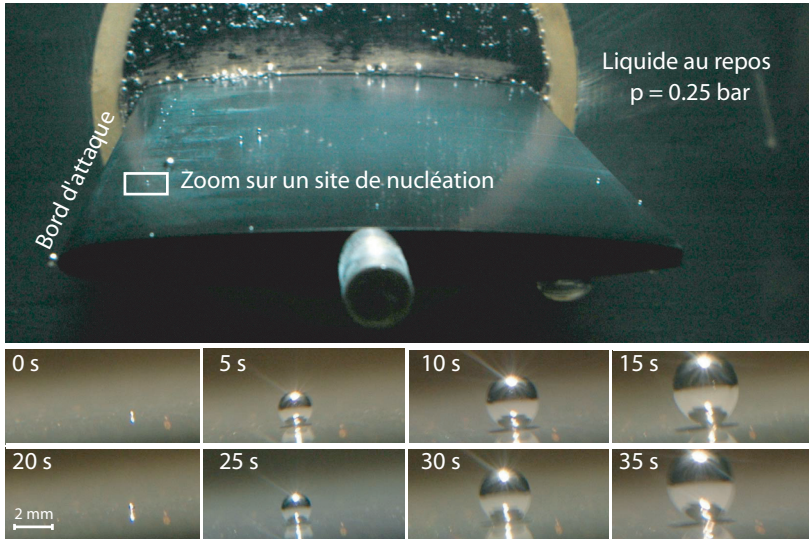


Figure 4.1 – Mise en évidence de la présence de la nucléation de surface sur un profil Naca 0009. Génération périodique de bulles de gaz

de gaz à la paroi du profil. A chaque fois que la bulle quitte la surface, sa base ne se détache pas complètement du solide. Une portion de gaz reste emprisonnée sur le site, ce qui donne naissance à la formation d'une nouvelle bulle. La fréquence du phénomène est de l'ordre de 0.6 Hz. Cette fréquence change d'un site de nucléation à l'autre.

L'observation de la forme de la bulle durant son grossissement montre que cette dernière reste sphérique durant la première phase de sa formation. Un allongement de l'interface liquide/gaz, dû à la poussée d'*Archimède*, caractérise la phase finale de développement de la bulle avant son détachement de la surface. Nous remarquons que la bulle, qui s'attache à la paroi par les forces capillaires, développe un col de gaz dont le rayon à la base ne change que légèrement. Notons que le développement de bulles, observé durant cette expérience, est dû à la diffusion gazeuse au sein du liquide. Ce développement, qui se crée, non seulement sur le profil mais sur toute la paroi de la veine d'essai, peut être observé sans appliquer une dépression au liquide. En effet, nous remarquons souvent la formation de bulles en laissant le tunnel de cavitation rempli pendant une longue période (12 heures). Le fait d'appliquer une dépression dans le liquide accélère le phénomène dans le sens où il favorise l'émergence de bulles des sites de nucléation. A partir du moment où une bulle apparaît sur un défaut de surface, la diffusion gazeuse s'accroît avec l'expansion de l'interface liquide/gaz. A ce stade il faut insister sur le fait que la diffusion gazeuse diffère de la cavitation. Cette dernière qui est un phénomène de changement de phase est

beaucoup plus rapide et se caractérise par des constantes de temps plus courtes (de l'ordre de la milliseconde). Mais malgré la différence entre les deux modes de développement des bulles (par cavitation ou par diffusion de gaz) une similitude entre les deux mécanismes est observée vis à vis du rôle de la nucléation de surface et de l'influence des paramètres capillaires qui sont à l'origine du caractère cyclique de formation de bulles.

Formation de poches de gaz

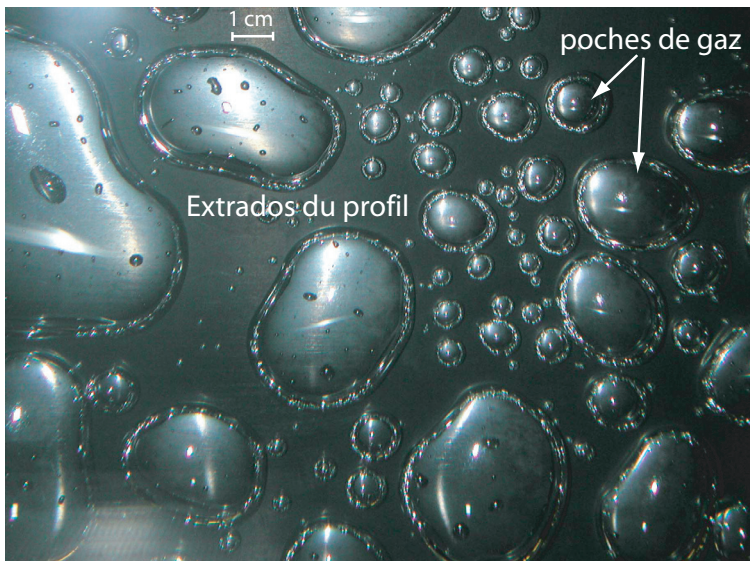


Figure 4.2 – Mise en évidence de la présence de la nucléation de surface sur un profil Naca 0009. Formation de poches de gaz à l'extrados du profil

En répétant l'expérience de vidange du tunnel à l'arrêt pour plusieurs profils, nous remarquons que le mécanisme de développement de bulles à partir des sites de nucléation diffère d'une expérience à l'autre. Sur certains profils nous remarquons une génération de bulles périodiques, tandis que sur d'autres, les bulles restent attachées à la paroi en permanence. Ces dernières grossissent pour former des poches de gaz dont les dimensions peuvent atteindre plusieurs centimètres. De telles poches sont illustrées sur la figure 4.2. Cette figure montre une grande quantité de gaz restant accrochée à la surface après 20 min de dépression dans la veine d'essai. Les forces d'*Archimède*, appliquées sur les bulles, dans ce cas, n'arrivent pas à faire détacher le gaz de la surface solide. Nous remarquons, plutôt, un mouvement de la ligne triple liquide/solide/gaz qui élimine le régime cyclique de génération de bulle sur les sites de nucléation. Dans le but de vérifier la possibilité de purger les sites de nucléation, dans ce cas, nous avons répété la vidange du tunnel de

cavitation plusieurs fois en appliquant un écoulement à faible vitesse dans la veine pour chasser les bulles et les poches qui se forment à chaque fois. Nous remarquons que la densité des sites de nucléation ne change pas. La surface du profil semble être un réservoir infini de gaz.

Le caractère non répétitif observé d'un profil à l'autre, indique une influence importante des propriétés physico-chimiques du matériau constituant chacun des profils. Sachant que ces derniers subissent des traitements chimiques de noircissement dans le but d'atténuer les réflexions de la lumière et d'augmenter la qualité des visualisations, nous remarquons que ce type de traitement fait changer les propriétés physico-chimiques de la surface des profils et conduit à des comportements hydrophobes ou hydrophiles des parois. Nous obtenons, alors, des formes différentes de formation de bulles ou même une absence de ces bulles dans des conditions similaires de dépression appliquée au liquide au repos.

4.1.2 Cas dynamique, cavitation à bulles périodiques

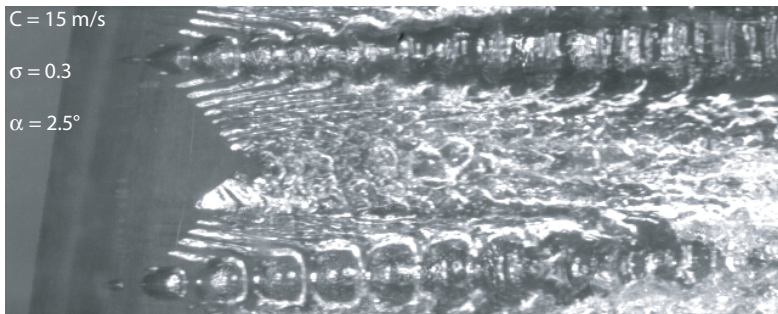


Figure 4.3 – Génération des bulles périodiques de cavitation à hautes fréquences sur le profil Naca 16020

La figure 4.3 présente une expérience réalisée sur le profil Naca 16020 à une vitesse de 15 m/s, une incidence de 2.5° et un nombre de cavitation de 0.3. Sur cette photo, qui est extraite d'une vidéo rapide enregistrée à une cadence de 8000 images par seconde, nous remarquons une génération périodique de bulles sur des points fixes au voisinage du bord d'attaque du profil. Le phénomène est marqué par l'évolution cyclique de la taille et la forme des bulles. Sa fréquence, estimée à environ 8000 Hz, est très élevée et montre que ce type de cavitation ne peut provenir d'une nucléation homogène. En effet, si nous considérons une section perpendiculaire à l'écoulement de 1 mm² placée au point d'apparition des bulles, nous pouvons estimer la fréquence des germes libres actifs qui traversent cette section en connaissant la concentration de ces germes dans l'eau dégazée du tunnel de cavitation. Sachant que cette concentration ne peut dépasser 1 germe/cm³ (Gindroz et al. [1992]) et que la vitesse d'écoulement au voisinage du bord d'attaque est de 25 m/s, nous pouvons conclure que la fréquence des germes libres actifs qui passent à proximité du point d'apparition des bulles ne peut dépasser 25 Hz. De ce

fait, la haute fréquence des bulles observée sur la photo ne peut être due qu'à un processus de vaporisation qui alimente localement et d'une façon permanente la génération de ces bulles sur la paroi du profil. Nous mettons, ainsi, en évidence que ce type de cavitation provient d'une nucléation de surface par un mécanisme qui doit être similaire à celui décrit dans le cas du liquide au repos (figure 4.1). Nous remarquons que la génération des bulles se conserve d'une façon spectaculaire tant qu'on ne change pas les paramètres de l'écoulement. Ce caractère "éternel" de production de bulles montre que le gaz contenu dans la paroi agit comme catalyseur au phénomène de vaporisation en offrant une interface liquide/vapeur qui favorise la transition de phase.

4.2 Influence des paramètres de l'écoulement

Sur la figure 4.4, nous présentons des visualisations vidéo rapide de la génération des bulles dans le cas d'un écoulement autour du profil Naca0009 pour deux incidences 1° et 1.5° . La vitesse d'écoulement est fixée à 14 m/s et le nombre de cavitation à 0.3. La cadence de prise d'images est de 8000 Hz. Pour l'incidence de 1° , cette fréquence est de l'ordre de 500 Hz. L'augmentation de l'incidence à 1.5° tend à augmenter la fréquence de génération des bulles à 2000 Hz. Nous pouvons noter que la base des bulles garde une forme circulaire. Une légère augmentation de leur volume est observée entre les deux cas. La phase d'implosion de la bulle et ces rebonds sont, aussi, visibles sur la figure.

Ce test met en évidence le rôle du processus de vaporisation au niveau des sites de nucléation. En effet, l'augmentation de l'incidence fait diminuer la pression minimale au voisinage du bord d'attaque et tend à promouvoir la vaporisation et par suite à augmenter la fréquence de génération des bulles. Un test similaire est réalisé en gardant une incidence fixe et en diminuant le nombre de cavitation. Les mêmes résultats sont obtenus. Cependant nous remarquons une large variation de la fréquence d'un site de nucléation à l'autre pour les mêmes conditions d'écoulement car le phénomène dépend aussi des paramètres locaux, notamment, la géométrie des défauts de surface, les paramètres capillaires ainsi que la nature de l'écoulement local. Nous remarquons, en outre, que le régime de génération des bulles périodiques est obtenu plus facilement pour des intervalles de vitesses bien définis, entre 12 m/s et 15 m/s, pour les vitesses moyennes et entre 5 m/s et 9 m/s pour les basses vitesses. Pour les plus hautes vitesses (supérieures à 20 m/s), le départ de la cavitation par poche attachée est favorisé. Ces remarques peuvent être expliquées par la modification du champ de pression en modifiant la vitesse d'écoulement. En effet, une haute vitesse est synonyme d'une basse pression au voisinage du bord d'attaque. La production élevée de la vapeur dans ce cas induit la formation d'une poche au lieu de bulles séparées. Notons que la variation de la vitesse agit sur les vibrations du profil. Ces vibrations qui génèrent des fluctuations de pressions, influencent le régime périodique de génération de bulles.

4.3 Attachement des bulles aux sites de nucléation

Sur la figure 4.5 nous présentons les images issues d'une vidéo rapide pour une incidence de 1° , la vitesse et le nombre de cavitation sont respectivement de 14 m/s et 0.3. La cadence de prise d'images est fixée à 8000 Hz. En comparant ces photos à celles montrées dans la

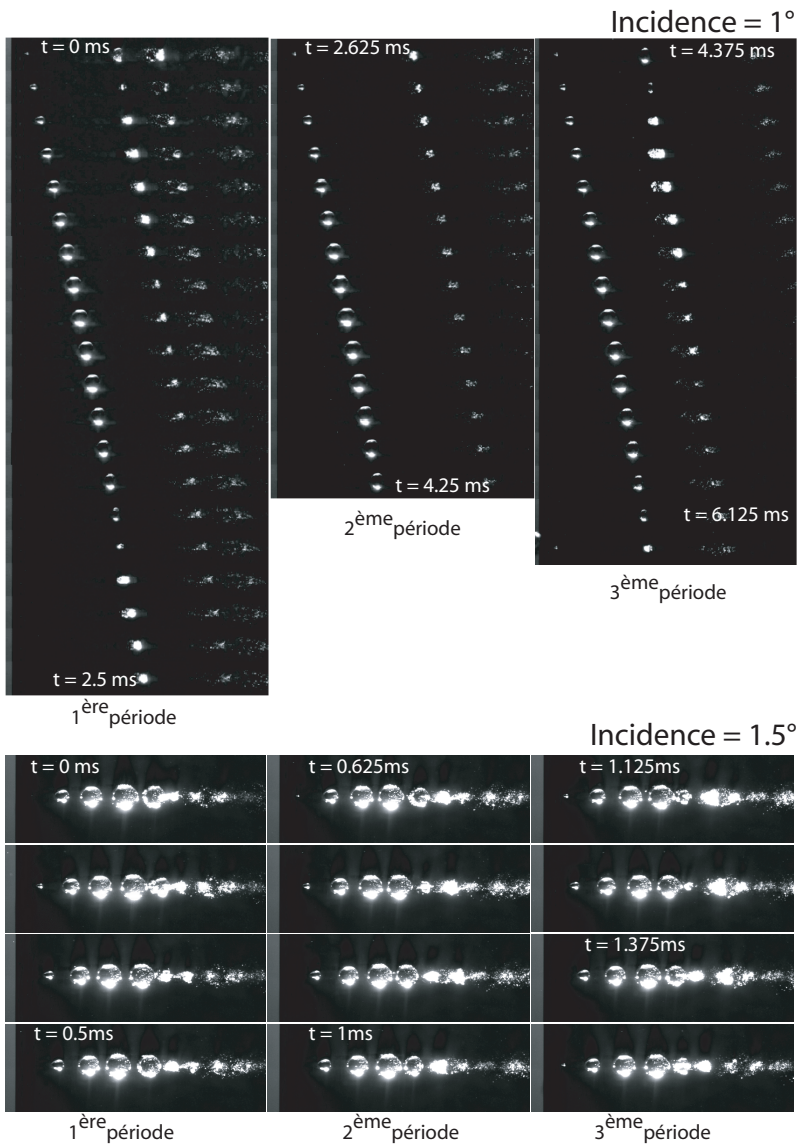


Figure 4.4 – Génération des bulles périodiques sur le profil Naca 0009 pour deux incidences 1° et 1.5°. $C = 14 \text{ m/s}$, $\sigma = 0.3$

figure 4.4, nous remarquons que la bulle présente un allongement plus prononcé à l'origine de sa formation. Son attachement à la source de nucléation dure un temps plus long (le quart de la période de génération). La fréquence dans ce cas est de 1140 Hz. Une augmentation de l'incidence à 1.5° permet la transition à une cavitation à poche attachée (dernière photo sur la figure 4.5).

Durant cette expérience, nous remarquons que le mouvement de la ligne triple à la base de la bulle est favorisé. Cette remarque, qui doit être liée à l'expérience dans le cas statique (figure 4.2), montre que les propriétés physico-chimiques du matériau jouent un rôle important dans le mécanisme de développement de la cavitation. Les forces capillaires, la géométrie des défauts de surface et le taux de vaporisation sont trois paramètres qui interagissent d'une manière très complexe. Ces paramètres gouvernent le mouvement de la ligne triple qui peut se bloquer sur le site de nucléation ou s'étendre sur l'extrados du profil tout en s'attachant au site de nucléation.

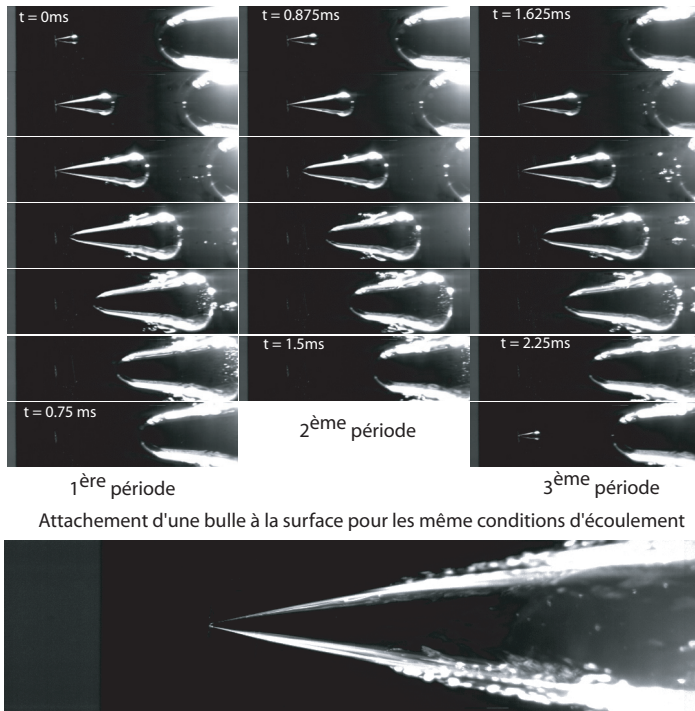


Figure 4.5 – Génération des bulles sur le profil Naca 0009, attachement de la bulle à la source de nucléation. $C = 14 \text{ m/s}$, $\sigma = 0.3$. Film : $\alpha = 1$. Photo : $\alpha = 1.5$

4.4 Transition à la cavitation à poche attachée

Les observations de la génération de bulles par la nucléation de surface ont permis la détection d'un régime de transition à la cavitation à poche attachée. Ce régime est obtenu en augmentant l'incidence (figure 4.5) ou bien en diminuant le nombre de cavitation (figure 4.6). Ces observations mettent en évidence le fait que la nucléation de surface conduit, aussi, à la formation de poches attachées. Cependant le mécanisme de cette formation présente les mêmes complexités citées dans le paragraphe précédent. Ainsi, les tests ont montré que le passage à la cavitation attachée peut se produire de deux façons différentes. En augmentant l'incidence ou en diminuant la pression, nous remarquons, sur certains sites, une augmentation des fréquences des bulles jusqu'à la coalescence de ces dernières et la formation d'une poche attachée. Dans ce cas la poche prend la forme de l'enveloppe des bulles séparées (figure 4.6). Le deuxième mécanisme, ne montre pas une augmentation de la fréquence des bulles. La poche est, dans ce cas, formée par une seule bulle qui s'allonge en s'attachant à la source de nucléation (figure 4.5)

4.5 Apparition des bulles sur les protubérances

Le phénomène de génération des bulles périodiques peut prendre naissance sur des protubérances. Le test que nous présentons sur la figure 4.7 montre un lâcher de bulles à partir d'un élément de rugosité isolé sous forme d'une bosse placée au voisinage du bord d'attaque du profil elliptique. Les dimensions de cette protubérance sont de l'ordre de $50\mu\text{m}$. Le test est réalisé à une incidence de 0.5° , une vitesse de 15 m/s et un nombre de cavitation de 0.17 . Sur la figure 4.7, nous présentons une vue globale de la génération des bulles dans la première photo. Deux vidéos rapides ont été réalisées à des cadences de prises d'images, respectivement, de 40000 images/s (vue de dessus) et de 24000 images/s (vue de côté).

Contrairement au cas où le volume de gaz est ancré dans la surface du profil, ce cas présente un attachement d'un filament de vapeur à une protubérance. Le processus de génération des bulles périodiques est dû au mouvement oscillatoire du volume de vapeur attaché à la paroi. L'emplacement de la protubérance est un paramètre crucial dans ce cas. Ainsi, en étant placé légèrement avant le point de la pression minimale, le volume de vapeur s'allonge périodiquement vers la zone de dépression en générant une bulle à chaque période. Le détachement de la bulle crée un effet de recul du filament de vapeur similaire au recul d'un élastique après sa rupture.

Sur la figure 4.7 nous présentons, aussi, l'effet de l'augmentation de l'incidence. A 2° une transition à la cavitation par poche est observée. Au cours des expériences nous avons testé le comportement du volume de vapeur attaché à la protubérance en fonction de la pression. Une augmentation graduelle de σ est appliquée jusqu'à la disparition de la vapeur. Nous remarquons une résistance du filament de vapeur à des valeurs de pression élevées. Ceci nous permet de nous focaliser sur un autre paramètre influençant la cavitation. L'observation sous le microscope du filament attaché à la surface montre un écoulement local tourbillonnaire enclavant la vapeur. Un tel écoulement engendre des contraintes de cisaillement prononcées au voisinage de la protubérance. Ceci permet de maintenir la cavitation même pour des hautes valeurs de pression.

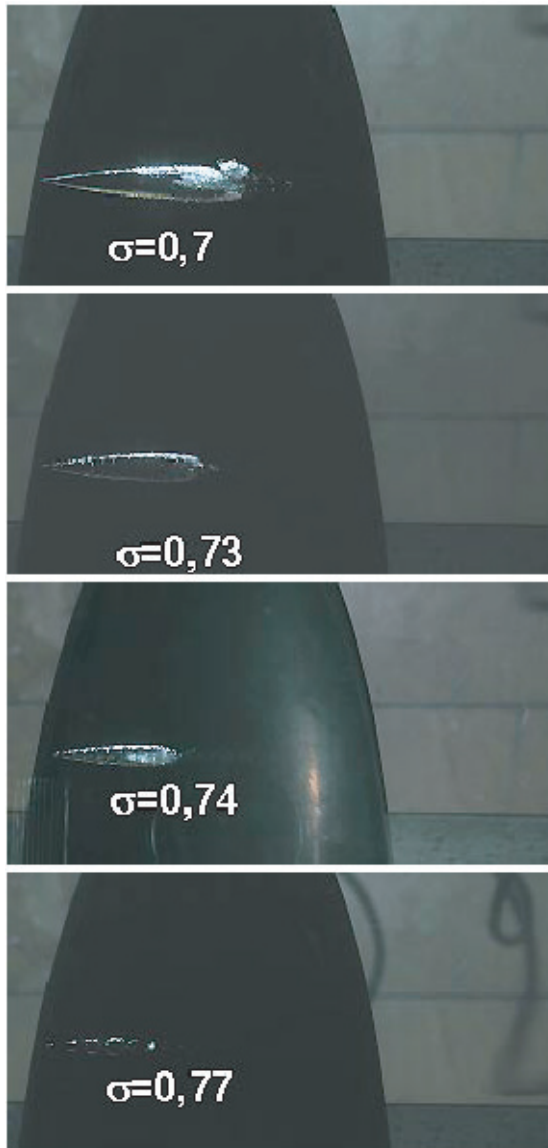


Figure 4.6 – Transition de la cavitation par bulle à la cavitation par poche en diminuant la pression. Profil de test : Naca 16020. $C = 15 \text{ m/s}$, $\alpha = 5.5$

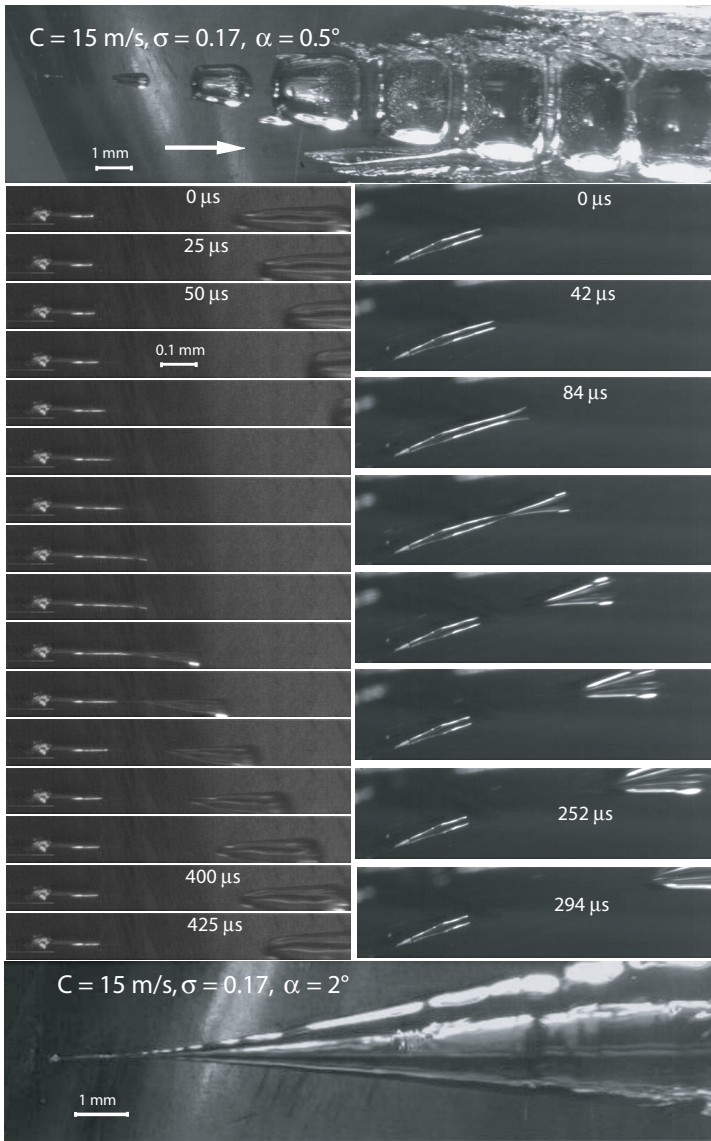


Figure 4.7 – Départ des bulles périodiques sur une protubérance au bord d'attaque du profil Naca 16020

4.6 Comparaison avec les bulles issues des germes libres

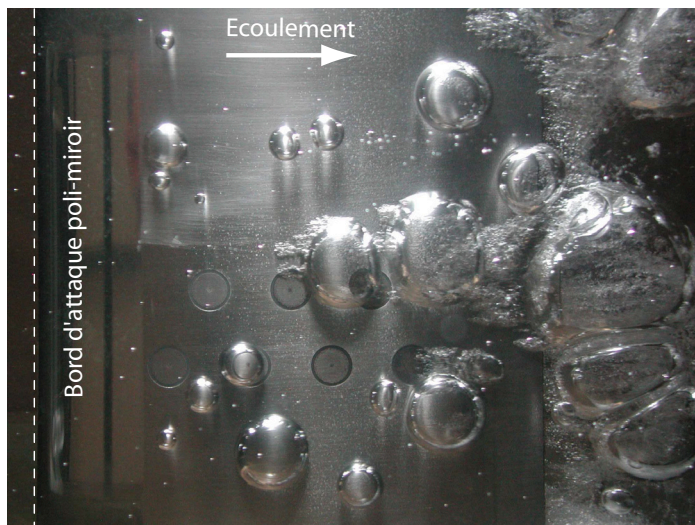


Figure 4.8 – Génération des bulles par les germes libres sur un profil Naca 0009.
 $C = 14 \text{ m/s}$, $\sigma = 0.3$, $\alpha = 1.5$.

Afin d'observer la cavitation à bulles due aux germes libres et pour établir une comparaison avec celle issue de la nucléation de surface, nous réalisons un test sans dégazage de l'eau du tunnel. Le bord d'attaque du profil Naca 0009 poli-miroir est d'une rugosité moyenne arithmétique de $0.2 \mu\text{m}$, valeur qui permet d'éviter la nucléation de surface. Sur la figure 4.8, nous présentons le résultat de ce test à une vitesse de 13.5 m/s , une incidence de 1° et un nombre de cavitation de 0.3 . Cette figure montre le grossissement des bulles à l'extrados du profil dû aux germes libres. Contrairement aux expériences présentées dans les paragraphes précédents, nous remarquons dans ce cas que la taille des bulles et le lieu de leur apparition sont fortement aléatoires. Ceci semble évident car la répartition des germes dans le liquide est aléatoire. Il faut noter, aussi, la forme circulaire de la base des bulles qui indique l'absence d'un contact triple liquide/solide/gaz. La bulle est séparée de la paroi par un film liquide. La transition de la cavitation par poche à la cavitation par bulles dans ce cas est différente de celle due à la nucléation de surface. Une description de cette transition est réalisée par Briançon-Marjollet [1994]. Il s'agit d'un mécanisme indirect d'interactions entre les bulles et la poche. Ainsi, pour une cavitation à poche développée, l'augmentation du nombre de germes actifs contenus dans l'écoulement entraîne la suppression des cavités attachées. Briançon-Marjollet affirme que pour les faibles

teneurs en germes, les deux types de cavitation peuvent se développer simultanément. Par contre, au dessus d'une concentration critique de germes, la poche de cavitation disparaît au profit d'une cavitation par bulles séparées.

4.7 Cinématique des bulles périodiques

Les films vidéo rapide par vue latérale permettent d'étudier la cinématique de la bulle au cours de son développement sur l'extrados du profil. Nous présentons sur la figure 4.10 un exemple de ces visualisations à une vitesse de 13 m/s, un nombre de cavitation de 0.42 et une incidence de 1°. Le film est réalisé à une cadence de prise d'images de 8000 Hz. Deux sites de nucléation sont actifs dans ce cas, le premier (en arrière plan) génère les bulles à des fréquences supérieures à 8000 Hz. La fréquence de génération des bulles sur le deuxième site est de 280 Hz. Sur les graphes de la figure 4.9 nous présentons les développements du rayon à la base de la bulle ainsi que sa hauteur maximale. Nous présentons aussi la vitesse d'expansion C_{exp} et de translation C_{tr} de la bulle en fonction de la position de son centre (équation 4.1). La vitesse de l'écoulement hors cavitation, présentée sur le graphe, est issue des calculs numériques utilisant le code CFX¹. Ces graphes montrent que la vitesse de translation de la bulle est inférieure à la vitesse de l'écoulement jusqu'à la position de 30% de la corde. A partir de cette position C_{tr} s'approche de la vitesse d'écoulement. Cependant, nous remarquons que la bulle décélère durant la phase d'implosion. En ce qui concerne la vitesse d'expansion, elle atteint 8 m/s à 10% de la corde. Elle devrait être très élevée durant les deux phases d'explosion et d'implosion. Le rapport $\frac{C_{exp}}{C_{tr}}$ est égal à la tangente de l'angle du cône formé par la transition à la cavitation par poche montré sur la figure 4.6.

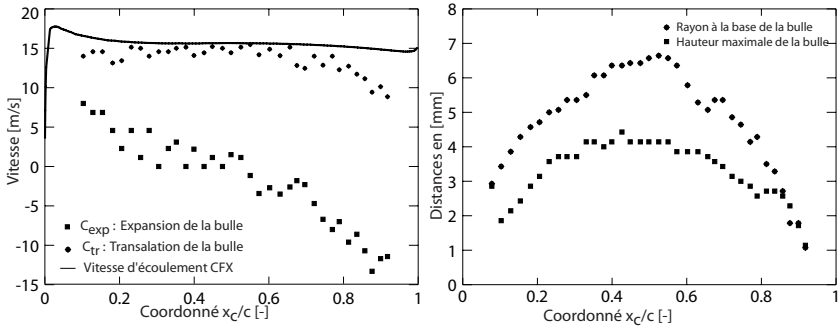


Figure 4.9 – Mesures de C_{tr} , C_{exp} , r_b et h en fonction de la position du centre de la bulle

$$C_{tr} = \frac{x_c(t + \Delta t) - x_c(t)}{\Delta t} \quad \text{et} \quad C_{exp} = \frac{r_b(t + \Delta t) - r_b(t)}{\Delta t} \quad \text{avec} : \quad \Delta t = 125 \mu s \quad (4.1)$$

¹Calculs RANS, Méthodes des volumes finis

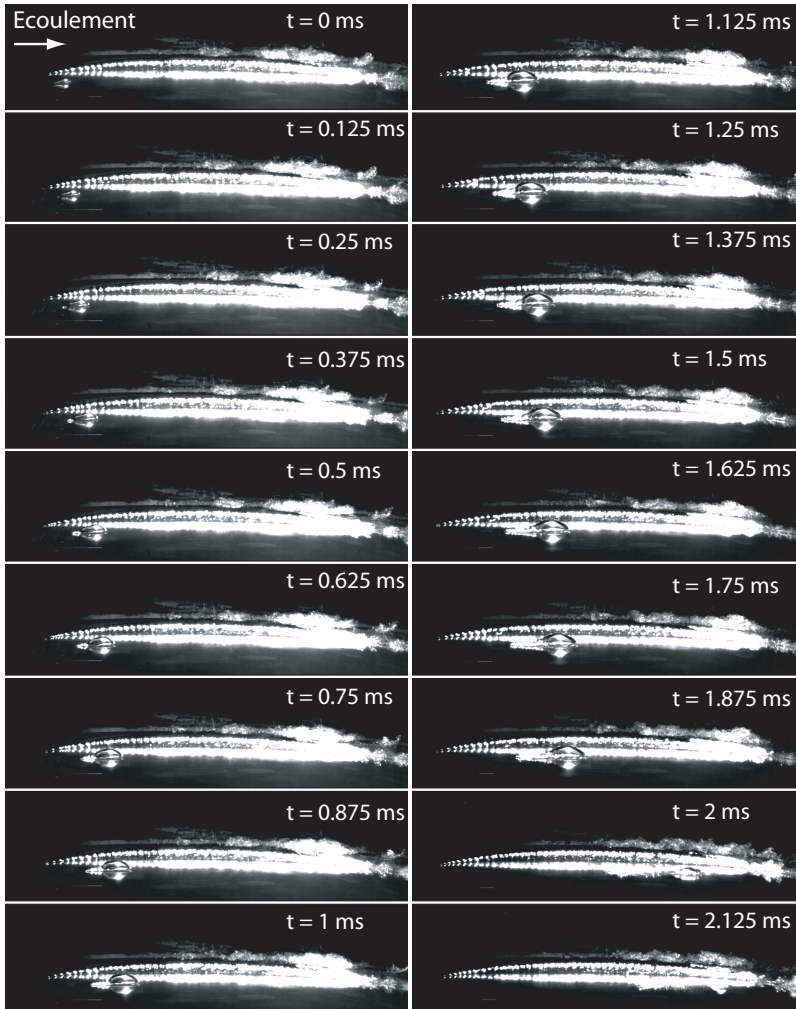


Figure 4.10 – Vue latérale du développement de la bulle sur l'extrados du profil Naca0009. $C = 13$ m/s, $\sigma = 0.42$, $\alpha = 1$.

Chapitre 5

Rôle de la pression

En présence de la nucléation homogène, la tension supportée par un liquide en écoulement avant l'apparition de la cavitation change en fonction de la concentration des germes, leurs tailles, et leur répartition spatiale et temporelle. Dans le cas de la nucléation de surface, la rugosité et les propriétés physico-chimiques du matériau influencent la capture de gaz dans la surface solide. Une présence de sites de nucléation au voisinage du bord d'attaque d'un profil hydrodynamique, déclenche la cavitation en fonction de la pression locale. Le but de ce chapitre est d'analyser l'apparition et le développement de la cavitation issue de la nucléation de surface en fonction de la pression et ses fluctuations sur l'extrados du profil Naca 0009 instrumenté.

5.1 Pression statique en régime hors cavitation

5.1.1 Pression négative au bord d'attaque du profil NACA 0009

Les mesures de la pression statique au voisinage du bord d'attaque du profil NACA 0009 ont montré que cette pression peut atteindre des valeurs négatives en régime hors cavitation. Sur la figure 5.1 nous présentons un exemple de ces mesures à une vitesse d'écoulement de 11m/s et une incidence de 3.5°. A partir d'une valeur de pression, p_2 , de 1.6 bar à l'entrée de la veine d'essai, nous ouvrons les vannes du tunnel à l'atmosphère pour obliger cette pression à dériver jusqu'à la valeur de 0.6 bar pendant une durée de 50 s. La pression, p_{C1} , sur le capteur N°1 au voisinage du bord d'attaque est enregistrée simultanément avec la pression p_2 pendant la durée des mesures. La figure 5.1 présente l'évolution dans le temps des deux pressions p_2 et p_{C1} . Sur la même figure nous traçons, aussi, la pression p_{C1} en fonction de p_2 .

En régime hors cavitation nous remarquons l'évolution linéaire (droite de pente 1) de p_{C1} en fonction de p_2 . La pression p_{C1} atteint une valeur de -0.42 bar avant l'apparition de la cavitation sur le capteur. Au fur et à mesure que la cavitation avance sur le capteur, la pression p_{C1} augmente. Dans le cas où le capteur est totalement recouvert par la cavitation nous mesurons une pression de 0.02 bar correspondante à la pression de *vapeur saturante* à la température ambiante. Nous avons répété la même expérience pour plusieurs conditions d'écoulement en variant la vitesse et l'incidence du profil. Nous avons relevé une tension du liquide jusqu'à -1 bar.

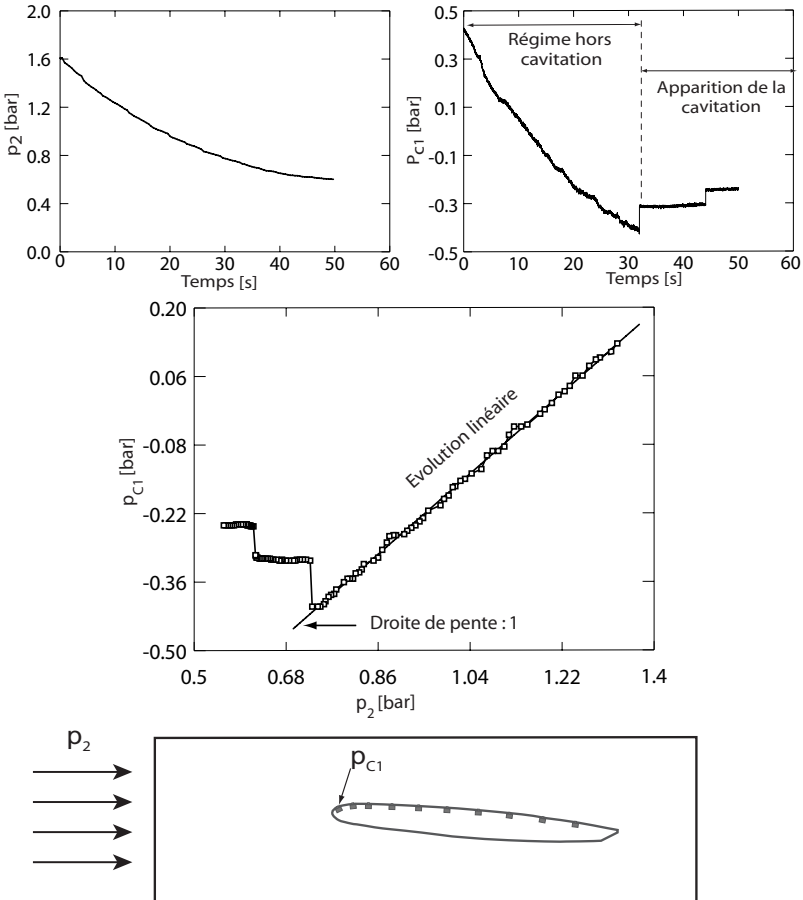


Figure 5.1 – Mesure de la tension dans le liquide au voisinage du bord d’attaque du profil Naca0009

5.1.2 Coefficient c_p à l’extrados du profil NACA 0009

Il est usuel en mécanique des fluides de formuler, en tout point d’un écoulement un coefficient de pression basé sur une pression statique et une vitesse de référence. En appliquant l’équation de Bernoulli 5.1 entre un point à l’entrée de la veine d’essai et un autre localisé à la paroi du profil nous obtenant la relation suivante :

$$\frac{p_2}{\rho} + \frac{1}{2}C^2 = \frac{p(M)}{\rho} + \frac{1}{2}C(M)^2 + g\Delta z + gH_r \quad (5.1)$$

Le terme gH_r inclut toutes les pertes énergétiques massiques visqueuses et turbulentes. Ces pertes sont négligées ainsi que la différence d'altitude entre le point à l'entrée de la veine et celui sur le profil. La relation 5.1 devient :

$$\frac{p_2}{\rho} + \frac{1}{2}C^2 = \frac{p(M)}{\rho} + \frac{1}{2}C(M)^2 \quad (5.2)$$

Le coefficient de pression adimensionnel est défini par :

$$c_p = \frac{p(M) - p_2}{\frac{1}{2}\rho C^2} \quad (5.3)$$

De la relation 5.2 nous déduisons que :

$$c_p = 1 - \left(\frac{C(M)}{C}\right)^2 \quad (5.4)$$

Le coefficient de pression est unitaire en tout point d'arrêt. Il est négatif dans les zones où la vitesse d'écoulement est plus grande que la vitesse de référence. Ce coefficient nous est utile pour évaluer la pression au bord d'attaque du profil lisse non instrumenté.

Sur la figure 5.2, nous présentons les mesures de c_p pour différentes incidences. Sur la même figure nous traçons les résultats des simulations numériques effectuées à l'aide du logiciel CFX pour $\alpha = 3^\circ$.

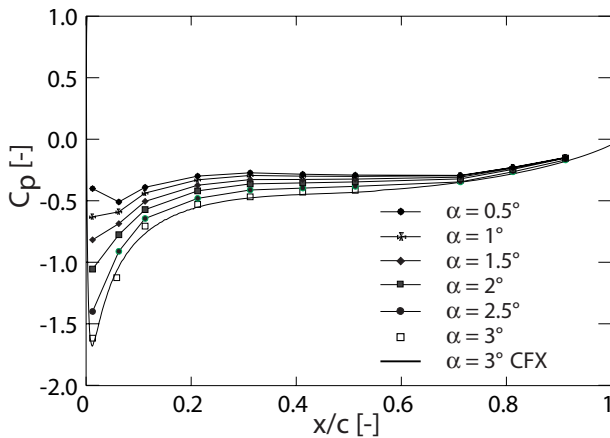


Figure 5.2 – Coefficient de pression mesuré pour différentes incidences du profil

5.2 Fluctuations de la pression en régime hors cavitation



Figure 5.3 – Allée tourbillonnaire de *Von Karman* générées au bord de fuite du profil Naca 0009. Visualisation des vortex par la présence de vapeur.

5.2.1 Influence des tourbillons de *von Karman*

De part le décollement de la couche limite et les effets de cisaillements, le sillage d'un profil peut être soumis à une instabilité hydrodynamique qui est à l'origine de lâchers périodiques de tourbillons alternés constituant l'allée tourbillonnaire de *von Karman* (figure 5.3). Ces tourbillons génèrent des fluctuations périodiques du champ de pression et de vitesse et induisent à des vibrations du profil. On assiste, dès lors à un mécanisme d'interaction fluide-structure. Afin de comprendre l'influence des tourbillons de *von Karman* sur les fluctuations de champ de pression, il s'avère nécessaire d'effectuer une analyse des différents modes propres de vibrations du profil. Nous présentons dans ce qui suit un travail effectué par [Ausoni \[2004\]](#) faisant l'objet d'une étude des mécanismes de génération des tourbillons de *Von Karman* et de leurs interactions avec la structure. Une analyse vibratoire du profil Naca 0009 tronqué droit au bord de fuite, est réalisée.

Les mesures d'amplitude de vibration du profil sont relevées à l'aide d'un laser vibromètre focalisé sur la surface extrados du profil. Ces mesures permettent, en premier lieu, une mise en évidence de la loi de *Strouhal*. Ainsi nous remarquons que la fréquence des lâchers tourbillonnaires de *Von Karman* évolue linéairement en fonction de la vitesse de l'écoulement incident. Le nombre de *Strouhal* ainsi calculé est en accord avec les valeurs présentées dans la littérature :

$$St = \frac{f_k d}{C} = 0.23 \quad \begin{array}{l} f_k : \text{fréquence de génération des tourbillons} \\ d : \text{épaisseur du borde de fuite} \end{array}$$

Afin d'identifier les différents modes propres du profil, des balayages transversaux et dans le sens de l'écoulement sont réalisés à l'aide du laser. L'incidence du profil est fixée à 0° . La vitesse de l'écoulement est augmentée pas à pas de 5 m/s à 29 m/s. A chaque fois

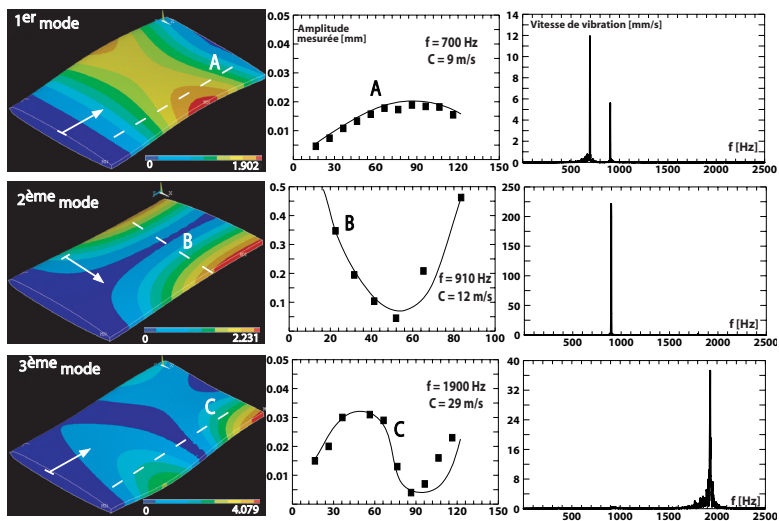


Figure 5.4 – Identification des trois premiers modes propres de vibrations du profil

que la fréquence de lâcher des tourbillons de *Von Karman* coïncide avec une fréquence propre, l'amplitude des vibrations du profil augmente, on dit qu'on réalise le *couplage hydro élastique*. Trois modes propres sont identifiés. Nous présentons sur la figure 5.4 les résultats des mesures ainsi que ceux issus des simulations numériques réalisées à l'aide du logiciel de calcul *ANSYS*¹.

Le premier mode est une *flexion* du profil . Sa fréquence est de 700 Hz mesurée pour une vitesse d'écoulement de 9 m/s. Les amplitudes de vibration du profil dans ce mode sont les moins élevées. Le deuxième mode est une *torsion*, il est obtenu à une vitesse de 12 m/s, sa fréquence est de 900 Hz et il est caractérisé par les amplitudes les plus élevées. En augmentant la vitesse de 11 m/s à 13 m/s, on remarque que la fréquence de génération des tourbillons de *Von Karman* reste verrouillée sur la fréquence de 910 Hz. Ce phénomène caractérise le deuxième mode. C'est le "lock-in".

Finalement, un troisième mode de *flexion-torsion* est obtenu pour une vitesse de 29 m/s. Sa fréquence est de 1900 Hz.

5.2.2 Interactions avec le champ de pression

L'influence des tourbillons de *von Karman* sur la pression à l'extrados du profil peut intervenir à travers deux mécanismes. Le premier est une excitation des vibrations causant des déplacements qui mènent aux fluctuations de la pression en fonction des modes propres de toute la structure mécanique. Le deuxième mécanisme est la modification de l'écoulement

¹Calcul de structures par éléments finis

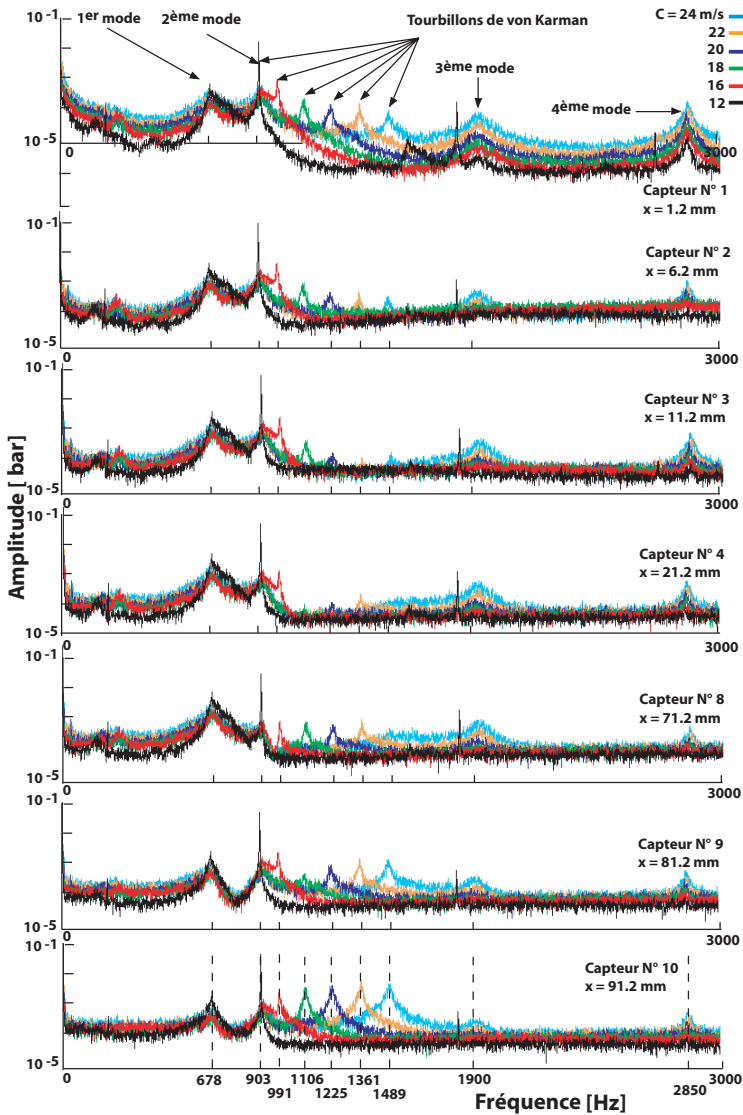


Figure 5.5 – Analyse spectrale des signaux de pression sur les capteurs à l'extrados du profil, $\alpha = 1$, $\sigma = 1.2$

global autour du profil. Ainsi, en tenant compte du fait que le débit d'eau traversant la veine d'essai doit rester constant, l'apparition des tourbillons au bord de fuite modifie le débit d'un côté ou de l'autre du profil. Ceci agit à la fois sur les champs de vitesse et de pression. La figure 5.5 présente l'analyse spectrale des signaux de pression enregistrés sur les capteurs à l'extrados du profil en régime hors cavitation. Les signaux sont numérisés à une fréquence d'échantillonnage de 25 kHz avec un nombre de 262144 échantillons par canal. On présente l'exemple des signaux de 7 capteurs parmi ceux alignés dans le sens de l'écoulement. Les mesures sont réalisées à un nombre de cavitation de 1.2 et une incidence de 1° . Afin de pouvoir varier la fréquence des lâchers des tourbillons, nous avons imposé les valeurs suivantes de la vitesse de référence : 12, 16, 18, 22 et 20 m/s. Les graphes illustrent, en premier lieu, les fréquences correspondantes à l'influence des tourbillons *Von Karman*. Ces fréquences évoluent linéairement avec la vitesse. Leurs amplitudes sont plus importantes sur le capteur N°1 (bord d'attaque) et sur le capteur N°10 (bord de fuite). Les fréquences propres de vibrations du profil sont facilement repérables car elle ne changent pas en fonction de la vitesse. Nous constatons, alors, que le premier mode se produit à une fréquence de 678 Hz, le deuxième à une fréquence de 903 Hz et le troisième à 1900 Hz. Les faibles différences entre les fréquences propres mesurées dans ce cas et celles obtenues à l'aide du balayage laser peut provenir du fait que le profil avec les capteurs contient des acheminements de câbles remplis avec une matière moins dense, alors que le premier profil était homogène.

5.3 Interaction des bulles avec la pression locale

5.3.1 Génération des bulles sur la surface des capteurs

L'emplacement de trois capteurs dans la zone de dépression maximale au voisinage du bord d'attaque permet d'amorcer un régime de cavitation par bulles périodiques grâce à la rugosité de surface introduite par ces capteurs. Ceci a permis d'utiliser les signaux des capteurs de pression pour synchroniser les visualisations avec les séquences périodiques du développement des bulles de cavitation. La génération des bulles sur la surface des capteurs offre une solution unique pour réaliser les mesures de pression simultanément avec des visualisations vidéo rapides. Sur la figure 5.6, nous présentons le signal de pression, p_{C11} , enregistré au cours de la naissance d'une bulle sur la surface du capteur N°11. Les conditions d'écoulement sont une vitesse de 13 m/s, un nombre de cavitation de 0.3 et une incidence de 1° . Les photos sont prises à une cadence de 8000 images par seconde. Cette expérience montre une augmentation brutale de la pression sur le capteur dès l'apparition d'une bulle (photo a). Sur le graphe nous relevons un saut de 90 mbar dû à l'apparition explosive de la bulle. Cette dernière se détache de la surface (photo b) en se laissant emporter par l'écoulement. Le graphe montre, alors, une diminution de la pression due à l'éloignement de la bulle. Le niveau initial de -80 mbar est atteint après une durée de 3 ms. Nous présentons sur la figure 5.7 des résultats de simulations numériques de l'écoulement autour d'une calotte sphérique posée sur une paroi solide, l'évolution de la pression en s'éloignant de la bulle a la forme présentée sur la même figure. Dans le cas d'apparition de la bulle sur un site de nucléation, cette forme dépend essentiellement de la vitesse d'expansion et de translation de cette bulle. Ainsi, une vitesse d'expansion très élevée conduit à un saut de pression plus important sur le capteur. D'autre part,

si la vitesse de translation est faible, le rétablissement du niveau de pression dure un temps plus long. Dans ce cas le graphe montré sur la figure 5.6 serait plus large. Ceci explique la différence de fréquences mesurées sur les différents sites de nucléation. Chaque bulle qui apparaît au voisinage du bord d'attaque fait augmenter la pression à son amont et empêche d'autres bulles d'être formées pendant une certaine durée. A la limite de ce régime, un attachement définitif de la bulle sur le site de nucléation produit le signal de pression présenté sur la figure 5.9 et conduit à une transition à la cavitation à poche.

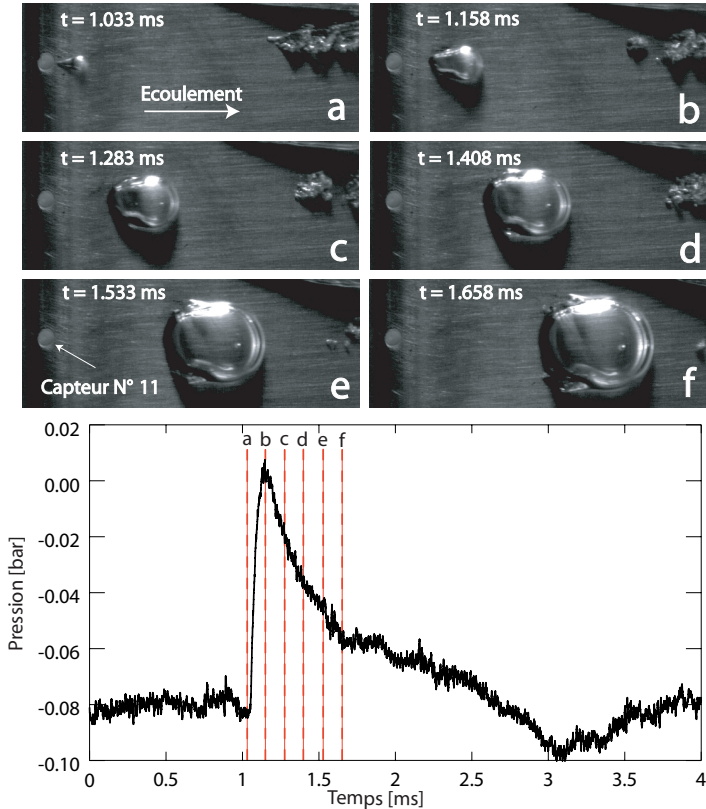


Figure 5.6 – Signal de pression sur le capteur N°11 au cours de la formation d'une bulle, $C = 13 \text{ m/s}$, $\alpha = 1$, $\sigma = 0.3$

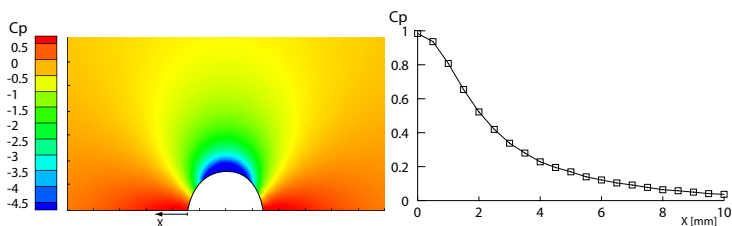


Figure 5.7 – Calcul potentiel du coefficient de pression autour d'une calotte sphérique.

5.3.2 Attachement des bulles à la surface des capteurs

Sur la figure 5.8 nous présentons la comparaison entre les signaux de pression pour deux modes de naissance de la bulle. Sur la photo A, nous présentons un cas où la bulle s'attache à la source de nucléation pendant une longue durée. Dans ce cas nous remarquons une déformation conique d'une partie de la bulle au fur et à mesure que cette dernière quitte la surface du capteur. Sur la photo B, la bulle ne présente aucune déformation lors de son développement, elle se détache totalement de la source de nucléation dès son apparition. La comparaison des signaux de pression dans les deux cas, montre que l'augmentation de la pression due à l'apparition de la bulle est plus élevée dans le cas A. Après l'apparition de la bulle, la pression atteint le niveau initial dans un temps plus long. Ceci empêche la formation d'autres bulles pendant cette durée. Dans le cas B les sauts de pression sont moins importants, le niveau initial est atteint rapidement ce qui permet la génération des bulles à une fréquence plus haute.

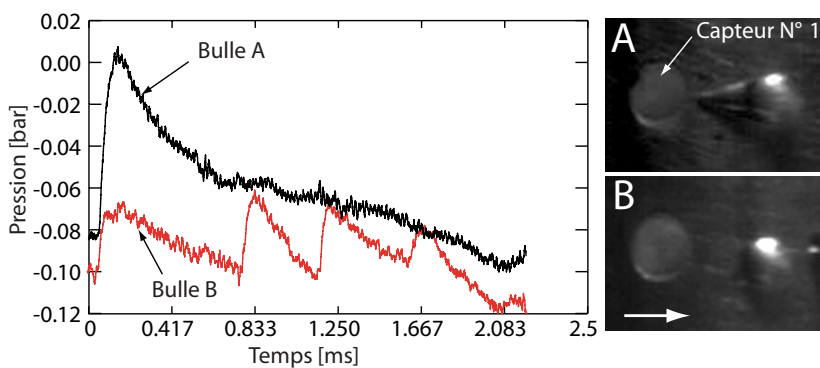


Figure 5.8 – Comparaison entre deux modes de naissance de la bulle

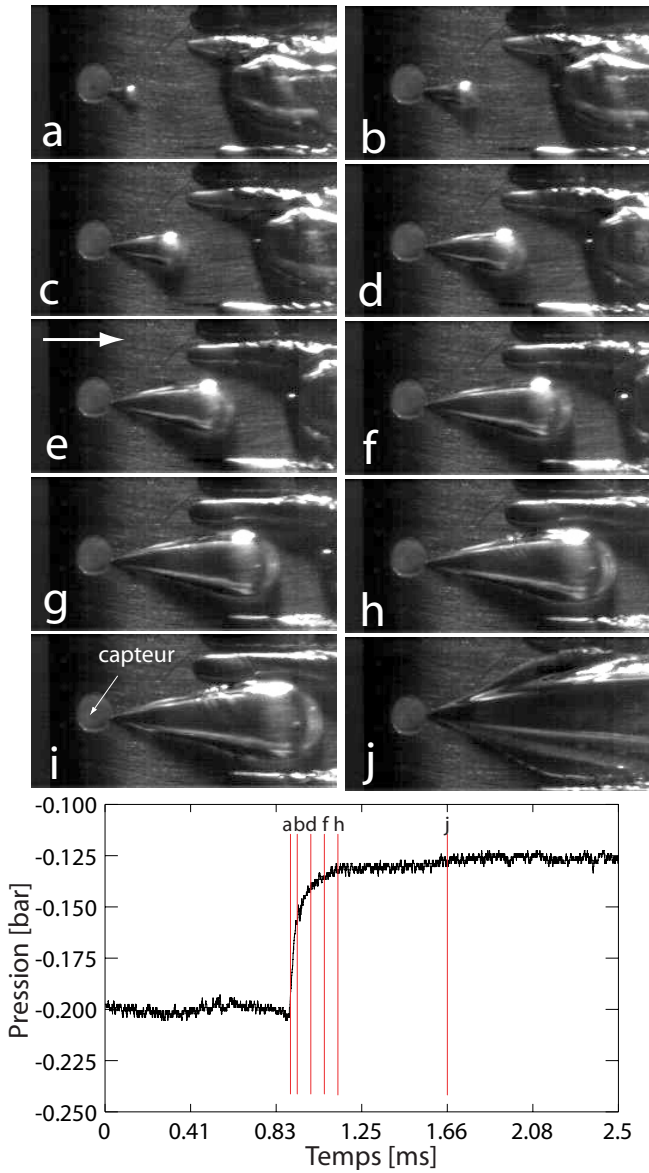


Figure 5.9 – Visualisation de la formation d'un "spot" de cavitation, $C = 12 \text{ m/s}$, $\alpha = 2.3$, $\sigma = 0.5$

5.3.3 Transition à la cavitation à poche attachée

Dans le but d'enregistrer l'évolution de la pression sur le capteur N°1 au cours de la formation d'un "spot" de cavitation attaché, nous réalisons une expérience à une vitesse d'écoulement de 12 m/s, une incidence de 2.3° et un coefficient de cavitation de 0.5. Sur la figure 5.9, nous présentons les visualisations vidéo rapides de la progression de la forme du "spot". Les photos sont prises à une cadence de 30000 images/s. Sur la même figure, un graphe présente le signal de pression enregistré simultanément avec les visualisations. Cette expérience montre un attachement définitif de la bulle à la source de nucléation. La pression sur le capteur en absence de la bulle est de -200 mbar, elle subit une augmentation rapide au cours de l'évolution de la bulle pour se stabiliser à une valeur de -125 mbar quand le "spot" est formé. Ce saut de pression est dû à la décélération du liquide en amont de la cavité. Notons que le signal montré sur le graphe de la figure 5.9 ne présente aucune fluctuation de pression synonyme de la formation de zones de recirculation du liquide à l'amont du "spot". Cette expérience permet, aussi, une mesure de la vitesse de translation de l'interface de la bulle (tableau 5.1). Cette vitesse est 10% plus grande que la vitesse de l'écoulement local au voisinage du capteur. Ceci est dû à la vitesse d'expansion de la cavitation qui se rajoute à la vitesse d'entraînement due à l'écoulement incident. Ces visualisations permettent, aussi, une estimation du débit de vaporisation nécessaire à la formation du "spot" de cavitation. Ainsi en décomposant la cavité en deux parties, une partie conique est l'autre sphérique, nous pouvons estimer le volume total à chaque instant où l'image est prise ce qui nous permet d'estimer le débit qui est de $3.6 \cdot 10^{-6} \text{ m}^3/\text{s}$ dans ce cas.

| Photo | b | c | d | e | f | g | h | i |
|-----------------|------|------|------|------|------|------|------|------|
| C_{exp} [m/s] | 19.9 | 17.8 | 16.7 | 16.7 | 16.7 | 16.7 | 14.6 | 15.7 |

Tableau 5.1 – Vitesse de translation de l'interface de la bulle

5.4 Influence des vibrations du profil sur la génération des bulles périodiques

Au cours des expériences, nous remarquons que les fluctuations de pression dues aux vibrations du profil influencent le phénomène de génération des bulles périodiques. Ces fluctuations sont étudiées en régime hors cavitation (paragraphe 5.2). Les tourbillons de *Von Karman* au bord de fuite excitent trois modes de vibrations du profil à des fréquences de 678 Hz, 903 Hz et 1900 Hz. Sur la figure 5.10, nous présentons les mesures de pression sur le capteur N°1 pour un régime de cavitation par bulle présenté sur la même figure. Afin de modifier le niveau de la pression moyenne sur le capteur nous étudions trois cas en changeant l'incidence ou le nombre de cavitation. Les niveaux de pression moyens mesurés sur les capteurs sont pour le cas A : -0.075 bar, pour le cas B : -0.125 bar et pour le cas c : -0.187 bar.

La figure 5.13 présente les signaux de pression temporels enregistrés durant 10 ms ainsi que la moyenne des spectres d'amplitudes. Ces mesures montrent que les fréquences de

génération des bulles sont de 320 Hz, 450 Hz et 950 Hz pour les cas A, B et C respectivement. Nous constatons dans chaque cas la coïncidence de ces fréquences avec la moitié d'une des fréquences propres du profil. L'observation de la phase de naissance de la bulle (figure 5.10) montre l'absence d'une déformation de cette dernière au niveau du site de nucléation. Ceci indique que la bulle se détache totalement de la paroi dès son apparition et que l'influence des paramètres capillaires est minimale. Dans ces conditions le phénomène est totalement gouverné par les fluctuations de pression dues aux vibrations du profil. Cependant, nous remarquons que le niveau de pression moyen joue aussi un rôle important. Ainsi, pour des valeurs moyennes élevées de la pression sur le capteur (cas A et B), la génération de bulles est couplée aux modes de vibration qui provoquent les fluctuations à grandes amplitudes (mode 1 et 2). Dans le cas contraire, une pression basse sur le capteur permet la génération des bulles à une fréquence plus élevée qui correspond à la moitié de la troisième fréquence propre du profil.

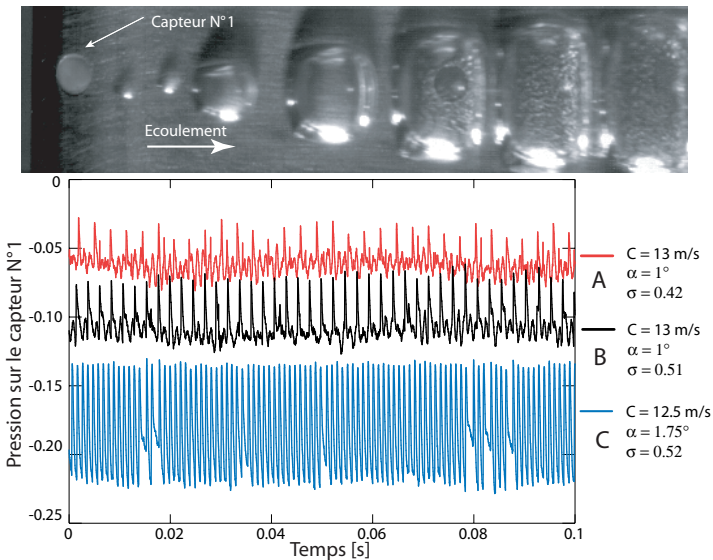


Figure 5.10 – Génération des bulles périodiques, Influence des vibrations du profil

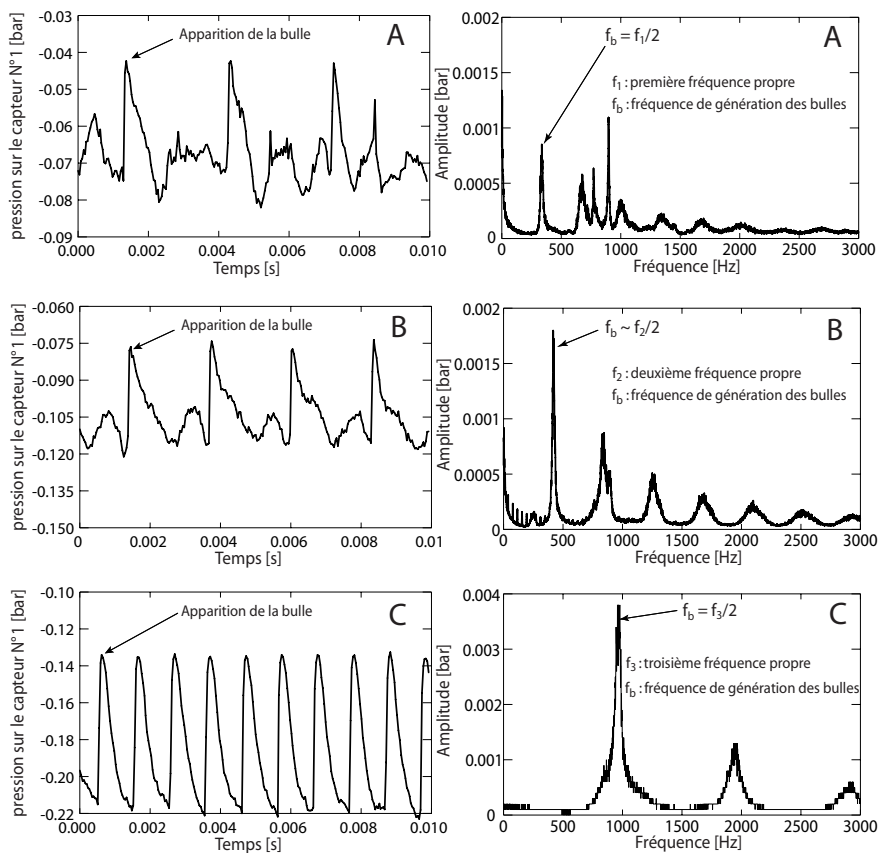


Figure 5.11 – Signaux de pression dans le domaine temporel et spectral illustrant l'influence des vibrations du profil sur la génération des bulles périodiques. Cas A : $C = 13 \text{ m/s}$, $\alpha = 1$, $\sigma = 0.42$. Cas B : $C = 13 \text{ m/s}$, $\alpha = 1$, $\sigma = 0.51$. Cas C : $C = 12.5 \text{ m/s}$, $\alpha = 1.75$, $\sigma = 0.52$

5.5 Interactions des bulles avec la couche limite

Au cours de son évolution sur l'extrados du profil, la bulle présente des interactions complexes avec l'écoulement au voisinage de la paroi. L'expérience, présentée sur la figure 5.13, est réalisée sur le profil Naca0009 instrumenté. Le signal de pression sur le capteur N°2 est enregistré au moment du passage de la bulle. Les visualisations sont réalisées à l'aide de la caméra Quick permettant une superposition de plusieurs expositions séparées d'intervalles de temps programmables. Afin de capturer les positions les plus descriptives du phénomène nous déclenchons la caméra sur l'événement d'apparition de la bulle sur le capteur N°1. Les durées d'exposition sont programmées de telle façon à avoir des positions avant et après le passage de la bulle sur le capteur N°2 (tableau 5.2). L'expérience est réalisée à une vitesse de 13 m/s, une incidence de 1.5° et un coefficient de cavitation de 0.3. La bulle est générée sur le capteur N°1 en provoquant les mêmes perturbations de pression montrées sur la figure 5.6. Le niveau de pression enregistré sur le capteur N°2 montre que le liquide reste en tension jusqu'à la position de ce capteur. Dès l'apparition de la bulle, ce niveau commence à augmenter pour se stabiliser à une valeur de -10 mbar au moment où cette bulle couvre totalement le capteur (position D). Ce résultat, qui était reproductible pour plusieurs expériences, montre que la bulle, durant son trajet sur l'extrados du profil, reste séparée de la paroi solide par un film liquide en tension. Sur le graphe, nous remarquons, en outre, des variations légères correspondant au franchissement de la surface du capteur par le front de la vapeur (position C). Des variations inverses sont provoquées au moment où la bulle quitte le capteur.

Quand la bulle s'éloigne d'une distance de 2mm, nous remarquons une augmentation puis une diminution de la pression sur le capteur N°2. Ces changements montrent la présence d'un bulbe de décollement tridimensionnel se développant dans le sillage de la bulle (Li et Ceccio [1996]). Sur la figure 5.14 nous présentons les signaux de pression sur les capteurs N°1, 2, 3 et 5. Les graphes montrent qu'au fur et à mesure que la bulle avance sur l'extrados du profil, les changements de pression à son amont s'amplifient ce qui indique que le bulbe de décollement se forme après la phase de naissance de la bulle et se développe en suivant cette dernière. Les photos confirment ces remarques (figure 5.12). Les zones de recirculation du liquide derrière la bulle induisent la formation de deux traînées de poches de vapeur.

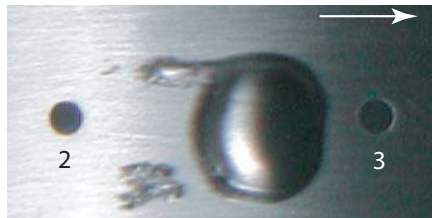


Figure 5.12 – Cavitation par poche sous forme de queues en amont de la bulle

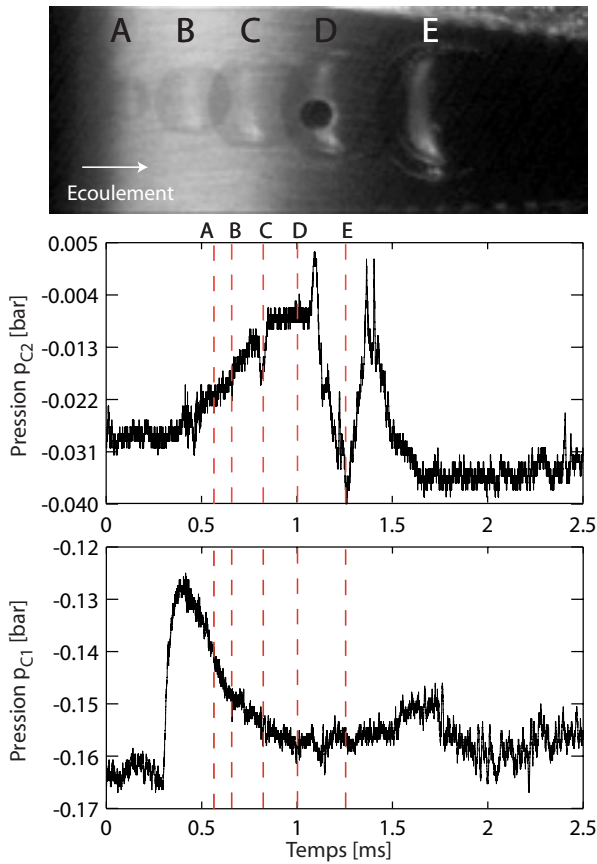


Figure 5.13 – Visualisation à multiples expositions de la bulle et signal pression sur les capteur N°1 et 2. $C = 13\text{ m/s}$, $\alpha = 1.5$, $\sigma = 0.3$

| | A-B | B-C | C-D | D-E |
|---|-----|-----|-----|-----|
| Temps entre deux images [μs] | 100 | 150 | 200 | 250 |

Tableau 5.2 – Intervalles de temps entre les images A, B, C, D et E

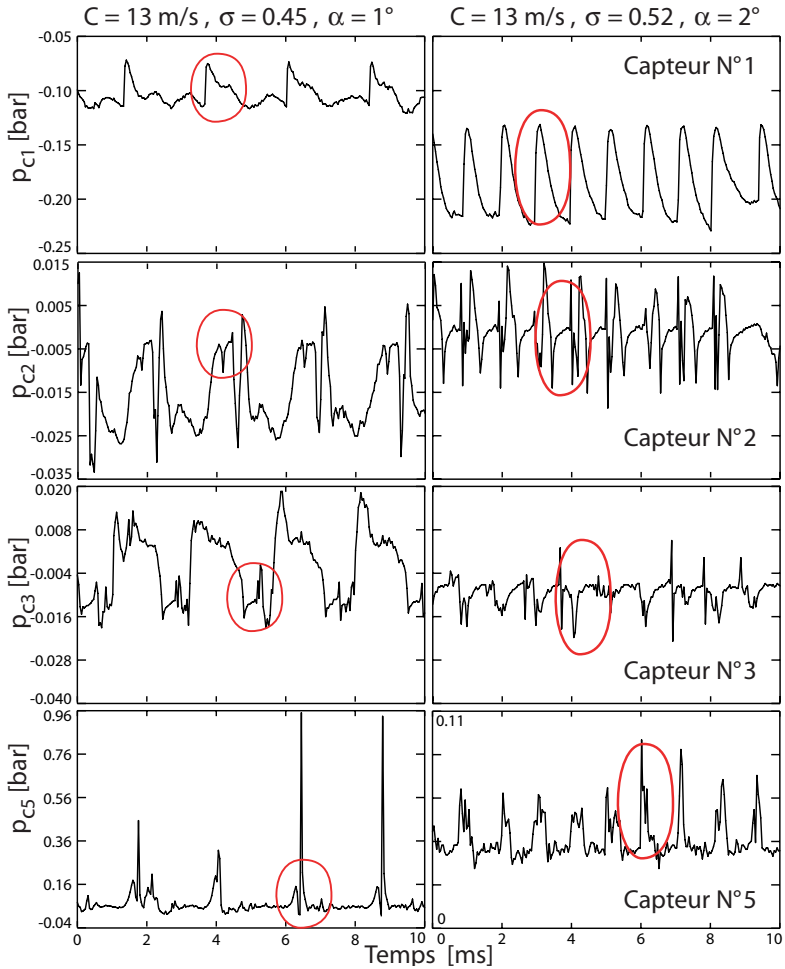


Figure 5.14 – Variations de pression sur les capteurs due au passage des bulles

Chapitre 6

Rôle de la rugosité

Dans les chapitres précédents nous avons traité le problème d'amorce de la cavitation à bulle par la nucléation de surface. La plupart des expériences présentées sont réalisées à des incidences modérées, c'est à dire un profil de c_p ne présentant pas un gradient élevé de pression avec un c_{pm} modérément bas. Dans les chapitres qui suivent nous nous intéressons au départ de la cavitation pour une plus haute incidence. Les plages de vitesse sont plus élevées. Dans ces conditions, seule la cavitation par poche attachée est présente.

6.1 Visualisation du détachement de la poche

6.1.1 Configuration 1 : profil non poli

Les premières observations de l'influence de la rugosité sur le départ de la cavitation par poche sont réalisées sur le profil non-poli d'une rugosité moyenne arithmétique R_a de $1\mu m$. Sur la figure 6.1, nous présentons des photographies de la cavitation par poche pour une incidence de 3° et un nombre de cavitation de 1. La vitesse d'écoulement est variée de $12m/s$ à $28m/s$. Sur la même figure nous présentons les courbes de pression sur l'extrados du profil en cas d'absence de cavitation. Ces courbes sont tracées pour $\sigma = 1$ et pour les mêmes vitesses testées sur les images. Le graphe montre un croisement de toutes les courbes en deux points x_1 et x_2 . En dessous de ces points la pression est inférieure à p_v . Maintenir σ constant est, donc, équivalent à fixer une zone de dépression sur l'extrados du profil.

Pour la vitesse la plus faible (a) les premières poches apparaissent en aval du bord d'attaque. Le déclenchement de la cavitation est liée à la présence de la nucléation de surface sur la paroi rugueuse. A cause d'un écoulement tridimensionnel autour des poches, ces dernières sont équidistantes. Elle s'étalent sur toute l'envergure du profil. Une légère augmentation de la vitesse (b) se traduit par une multiplication du nombre des cavités qui conservent, individuellement, une allure semblable les unes aux autres. En augmentant encore la vitesse, le nombre de poches augmente, leur taille devient de plus en plus petite et le point de leur détachement est de plus en plus proche du bord d'attaque (voir le tableau sur la même figure). Dans le cas de $28m/s$ nous remarquons la coalescence de toutes les cavités. Ces dernières donnent l'impression de former une poche unique bi-dimensionnelle. Sur la photo (A) nous présentons un agrandissement de l'image prise à $12m/s$. Nous remarquons alors que la poche est formée d'une partie avale opaque syno-

nyme d'un écoulement turbulent et d'une partie claire qui se réduit au fur et à mesure qu'on augmente la vitesse.

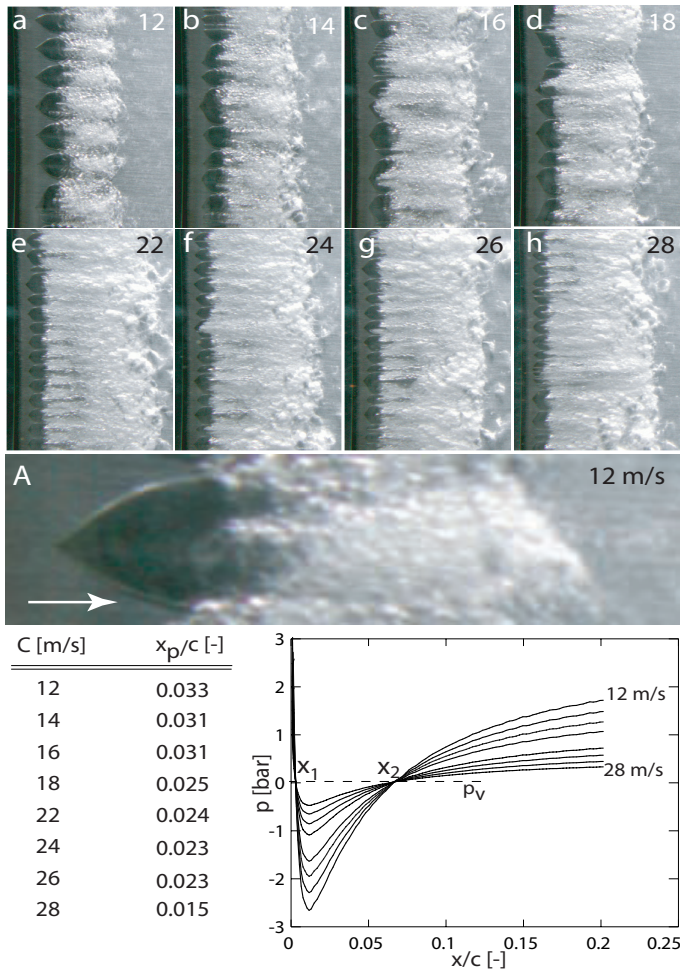


Figure 6.1 – Figures de cavitation sur le profil Naca0009 non poli ($\sigma = 1$, $\alpha = 3^\circ$).
Tableau : Distance depuis le bord d'attaque du détachement de la poche. Graphe : Profils de pression en absence de la poche.

6.1.2 Configuration 2 : profil poli-miroir

Les conditions d'écoulement appliquées dans l'expérience précédente sont reproduites dans le cas d'un profil à bord d'attaque poli-miroir (figure 6.3 et 6.2). Dans ce cas, l'apparition de la cavitation est retardée, la formation d'une première poche ne se faisant qu'à la vitesse de 16 m/s (photo c). Cette poche présente une forme différente de celle observée sur le profil rugueux. Elle est plus large et ne présente aucune pointe à l'endroit du détachement. L'augmentation de la vitesse induit une multiplication du nombre de poches. Cependant les cavités ne couvrent entièrement le profil qu'à partir de la vitesse de 28 m/s (photo h). Nous remarquons, aussi, que contrairement au cas précédent, la largeur des cavités reste constante. Aucun rapprochement des poches vers le bord d'attaque n'est observé.

L'analyse de cette expérience en comparaison avec l'expérience sur profil rugueux permet de déduire que le mécanisme de détachement de la cavitation change suivant l'état de surface. La morphologie des poches sur le profil poli-miroir montre un aspect bi-dimensionnel au voisinage du point de détachement. Dans ce cas, les efforts appliqués par l'écoulement incident sur la poche sont plus importants. Un décollement laminaire en amont du point de détachement est plus probable au sens proposé par Arakeri [1975]. Le fait que la position d'apparition des poches ne change pas en augmentant la vitesse confirme nos analyses car la position d'un décollement laminaire est indépendante du nombre de *Reynolds* (Arndt [1981]). A titre d'illustration, la figure 6.4 montre sur le profil Naca 65012, en présence d'une indentation artificielle, la cohabitation, pour une vitesse légèrement inférieure et une incidence plus élevée, d'une poche lisse due au décollement laminaire et une autre issue d'une nucléation de surface. On remarque la différence d'aspect et de la position de détachement des deux poche. Sur la même figure nous observons des couloirs du liquide traversant la poche lisse. Ces couloirs sont étudiés par Tassin et Ceccio [1998b]. Leurs comportements dépendent fortement de la nature du matériau. En réalisant des expériences sur le cuivre et le téflon, Tassin et Ceccio [1998b] découvrent que ce type de couloirs se forme préférentiellement sur le corps en cuivre. Des perturbations locales du décollement bidimensionnel au voisinage du détachement de la poche conduisent à la formation d'un jet liquide qui pénètre l'interface de la vapeur. Ceci conduit à la formation d'une figure semblable à celle reportée sur la figure 6.4.



Figure 6.2 – Figure de cavitation sur le profil Naca 0009 poli-miroir

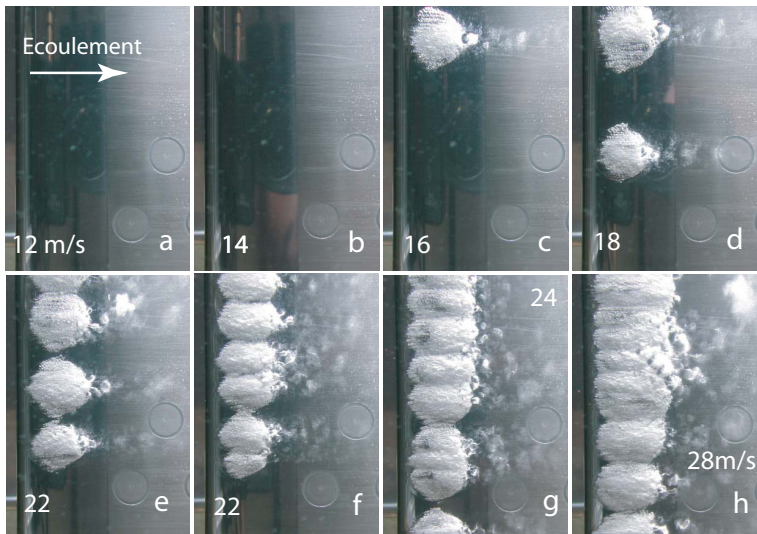


Figure 6.3 – Figures de cavitation sur le profil Naca 0009 poli-miroir ($\sigma = 1$, $\alpha = 3^\circ$)



Figure 6.4 – Cohabitation, sur le profil Naca 65012, d'une poche de cavitation lisse due au décollement laminaire et d'un "spot" initié par la nucléation de surface sur une indentation placée artificiellement sur le bord d'attaque du profil ($C = 11 \text{ m/s}$, $\alpha = 4$, $\sigma = 1.1$)

6.1.3 Configuration 3 : Six indentations isolées

Sur la figure 6.5 nous présentons les formes de cavitation produites sur le profil Naca 0009 en présence des indentations isolées (configuration 3). Les mêmes conditions d'écoulement que dans les configurations précédentes sont appliquées au cours de ce test ($\sigma = 1$, $\alpha = 3^\circ$). La figure représente les résultats obtenus pour un essai sur quatre. Nous remarquons que l'ordre d'apparition des poches sur les indentations est non-reproductible. Cependant les observations suivantes sont relevées pour l'ensemble des essais :

- Les poches de cavitation s'attachent seulement aux indentations pour les vitesses variant entre 17 m/s et 21 m/s. Elles sont séparées d'une distance égale à celle qui sépare les six indentations. A une vitesse de 25 m/s, elles s'étalent sur toute l'envergure du profil
- Les poches prennent des formes coniques plus larges que celles de la configuration 1 (figure 6.1)
- L'augmentation de la vitesse ne fait pas rétrécir les cônes. Ces derniers gardent la même taille, mais on remarque l'absence des couloirs observés dans la configuration 2.

Ces observations montrent que l'influence des indentations isolées sur l'apparition de la cavitation est moindre par rapport au cas d'une rugosité homogène (configuration 1). Ainsi, même si les indentations ont des dimensions au moins dix fois plus importantes que la rugosité moyenne dans la configuration 1, nous remarquons que les premières apparitions de la cavitation se font à des vitesses plus élevées. Cette expérience montre aussi que la présence des indentations isolées empêche la formation de poches par le mécanisme de décollement pour les plus faibles vitesses. En effet, la cavitation s'attache seulement aux indentations en empêchant d'autres poches de se former sur la surface lisse.

Pour les plus hautes vitesses, nous remarquons que la rugosité de très faible taille sur la surface polie-miroir, participe au déclenchement de la cavitation. Nous déduisons que pour caractériser l'apparition de la cavitation, la vitesse de l'écoulement doit être associée à la taille des éléments de rugosité. Plusieurs auteurs définissent un nombre de *Reynolds* local dans ce sens. $Re_{loc} = \frac{U_{ack} k_s}{\nu}$. Cependant ce paramètre ne suffit pas pour prédire le déclenchement de la cavitation. La distinction entre un élément de rugosité isolé et une rugosité distribuée est nécessaire (comparaison entre les tests sur la configuration 1 et 3). La nucléation homogène et de surface jouent, aussi, un rôle non négligeable.

6.1.4 Configuration 4 : Distribution plus dense des indentations

Dans le cas de la configuration 4, l'expérience réalisée à un nombre de cavitation de 1, montre que les poches de cavitation apparaissent sur toutes les indentations à partir de 12 m/s. La multiplication des indentations a pour conséquence une apparition de la cavitation à des vitesses moins importantes. Afin de pouvoir étudier le rôle de la taille des indentations pour des vitesses supérieures à 12 m/s. nous réalisons l'expérience à un nombre de cavitation de 1.2 (figure 6.6). Les constatations suivantes peuvent être déduites des photos :

- Les premiers éléments de rugosité à engendrer la cavitation sont ceux de profondeur de $17.5 \mu m$ (N° : 3,6 et 11).

- Les éléments de profondeur maximale (N° : 7 et 8) ne participent au déclenchement de la cavitation que pour les plus grandes vitesses.
- Le nombre de cônes augmente avec l'augmentation de la vitesse.
- A 19 m/s, la cavitation est présente sur l'ensemble des éléments de rugosité.
- Pour les grandes vitesses, les cônes de cavitation formés sur les indentations sont séparés par la même distance qui sépare ces indentations. Cette constatation est la même pour les trois distributions (1 par 0.5 mm , 1 par 1.0 mm et 1 par 0.3 mm).

Cette expérience démontre que l'influence de la taille des indentations ne peut être mise en évidence en maintenant constant le nombre de cavitation. Par cela, nous fixons seulement l'intervalle où la pression est inférieure p_v (figure 6.1). La pression locale, p_m , sur l'indentation diminue considérablement en augmentant la vitesse. Nous réalisons, alors, des expériences en fixant p_m . Dans ce cas, aussi, nous ne remarquons pas une reproductibilité des résultats. C'est vrai que la cavitation apparaît, préférentiellement, sur les indentations mais l'ordre d'apparition en fonction de la taille de ces indentations est aléatoire. Nous expliquons ce résultat par l'influence de la nucléation homogène. La distribution aléatoire des germes libres dans le liquide doit être la cause de la non reproductibilité des expériences. Notons que la nucléation de surface n'est pas présente sur les indentations. Pour le vérifier, des expériences similaires à celles présentées dans les chapitres précédents sont réalisées sur les profils munis des indentations, nous remarquons qu'aucune cavitation par bulles périodiques ne peut être obtenue. Les indentations possèdent une géométrie qui ne permet pas un emprisonnement de gaz. Nous nous proposons, alors, d'analyser le rôle de la taille des indentations à la disparition de la cavitation.

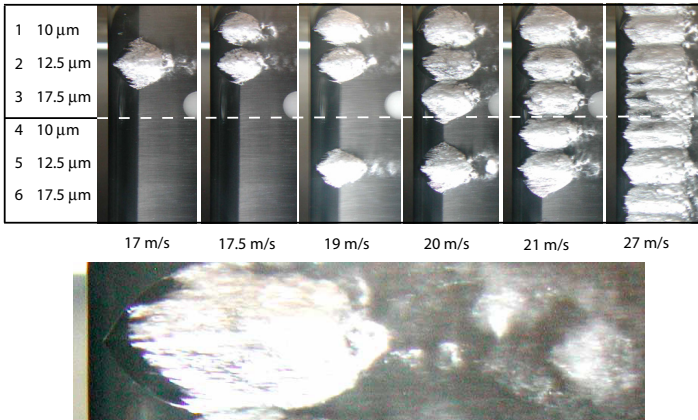


Figure 6.5 – Figures de cavitation pour la configuration 3 ($\sigma = 1$, $\alpha = 3^\circ$)

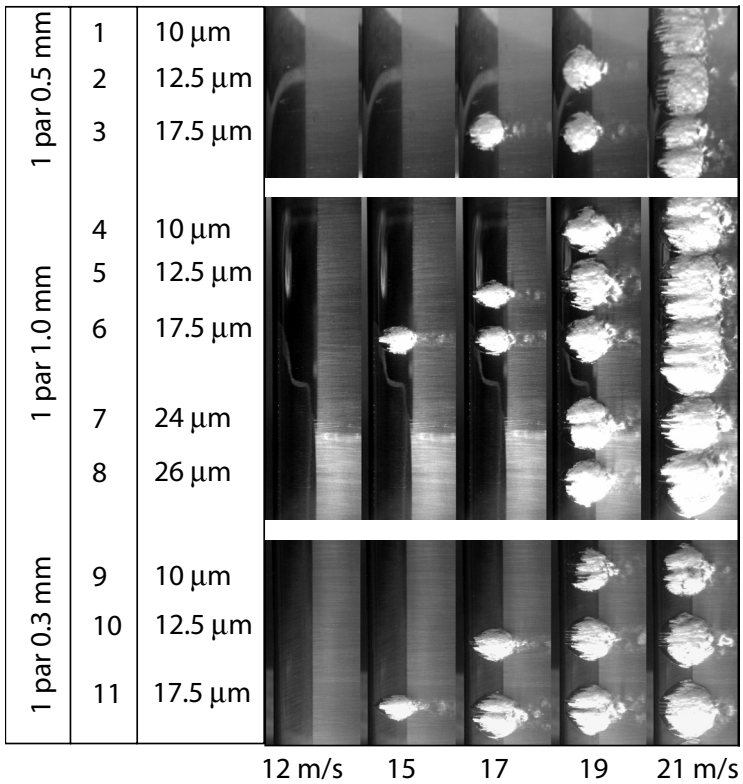


Figure 6.6 – Figures de cavitation pour la configuration 4 ($\sigma = 1$, $\alpha = 3^\circ$)

6.2 Apparition et disparition des poches

6.2.1 L'hystérésis :

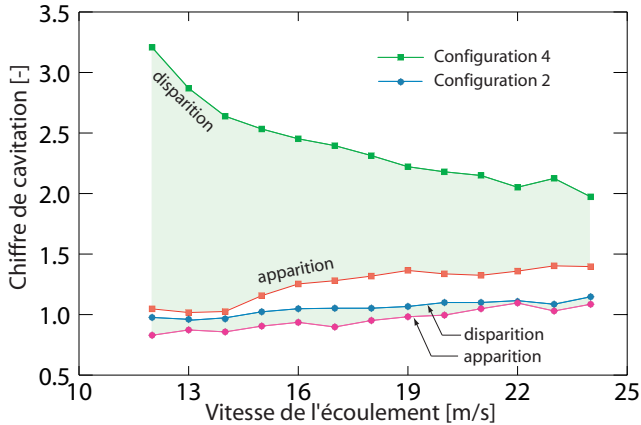


Figure 6.7 – L'hystérésis entre l'apparition et la disparition de la cavitation. Configurations 2 et 4

La figure 6.7 présente les résultats des expériences sur le profil poli-miroir (configuration 2) ainsi que le profil muni des indentations (configuration 4). Afin de déterminer le nombre de cavitation à l'apparition, pour une vitesse d'écoulement entre 12 et 24 m/s, nous abaissons la pression à l'entrée de la veine d'essai jusqu'à l'apparition de la première poche sur l'extrados du profil. Dans le cas de la disparition, nous augmentons la pression à partir d'un régime de cavitation bien développé. Le nombre de cavitation est noté au moment de la disparition totale de la cavitation sur l'extrados du profil.

La première observation, déduite de ces tests, est la grande différence entre le processus d'apparition et de disparition des poches. Nous remarquons que l'apparition des cavités est brutale. Le volume des poches se développe rapidement pour atteindre une taille "macroscopique" (figure 6.6 et 6.2). Cependant la disparition de la poche est progressive. La taille des cavités atteint un volume microscopique avant de disparaître (figure 6.11). Le graphe de la figure 6.7 illustre cette hystérésis. Ce dernier est plus marquant pour la configuration 4 et diminue en fonction de la vitesse. Nous remarquons, en outre, que la présence des indentations tend à augmenter la valeur de σ à l'apparition et à la disparition (Numachi (1965a;1965b; 1967)).

6.2.2 Le coefficient de cavitation local

Afin de tenir compte des paramètres locaux de l'écoulement au voisinage de l'indentation, [Arndt \[1981\]](#) définit le coefficient de cavitation local comme étant :

$$\sigma_e = \frac{p_e - p_v}{\frac{1}{2}\rho C_e^2} \quad (6.1)$$

p_e est la pression au voisinage de l'indentation et C_e la vitesse locale en dehors de la couche limite. Dans notre cas, nous rappelons que les indentations sont placées au point de pression minimale à une incidence de 3° . En remplaçant p_e , C_e et σ_e , respectivement, par p_m , C_m et σ_m nous avons :

$$\sigma_m = \frac{p_m - p_v}{\frac{1}{2}\rho C_m^2} \quad (6.2)$$

l'application de l'équation de Bernoulli, en négligeant les pertes, implique :

$$\sigma_m = \frac{p_2 + \frac{1}{2}\rho C^2 - \frac{1}{2}\rho C_m^2 - p_v}{\frac{1}{2}\rho C_m^2} \quad (6.3)$$

Nous avons alors :

$$\sigma_m = \frac{p_2 - p_v}{\frac{1}{2}\rho C^2} - \left(1 - \frac{C^2}{C_m^2}\right) \quad (6.4)$$

En tenant compte des expressions du nombre de cavitation global σ et du coefficient de pression c_{pm} à l'endroit où est placée l'indentation :

$$\sigma = \frac{p_2 - p_v}{\frac{1}{2}\rho C^2} \quad \text{et} \quad c_{pm} = 1 - \left(\frac{C_m}{C}\right)^2 \quad (6.5)$$

L'équation 6.5 devient :

$$\sigma_m = \frac{\sigma + c_{pm}}{1 - c_{pm}} \quad (6.6)$$

L'équation 6.6 définit une relation entre le nombre de cavitation global déterminé à partir de la pression à l'entrée de la veine d'essai et le nombre de cavitation local déterminé à la position de l'élément de rugosité sur le profil.

[Arndt \[1981\]](#) utilise le nombre de cavitation local pour caractériser l'apparition de la cavitation sur un élément de rugosité isolé. Suite aux expériences réalisées sur différentes géométries, il définit une limite critique du nombre de cavitation local, σ_a , caractérisant l'apparition de la cavitation. σ_a dépend de la hauteur relative de la rugosité, $\frac{k_s}{\delta}$ (δ étant l'épaisseur de la couche limite) et le nombre de *Reynolds* local. Arndt propose, en plus, une approche de σ_a par l'expression générale suivante :

$$\sigma_a = a \left(\frac{k_s}{\delta}\right)^b Re_{loc}^c \quad (6.7)$$

Le nombre de *Reynolds* local a comme expression :

$$Re_{loc} = \frac{C_e k_s}{\nu} \quad (6.8)$$

a, b et c sont déterminés pour chaque type de rugosité. Nous prenons l'exemple le plus proche de notre cas (figure 6.8), Bohn (cf. [Arndt \[1981\]](#)) propose des valeurs pour a, b et c, respectivement, de 0.041, 0.510 et 0.000314.

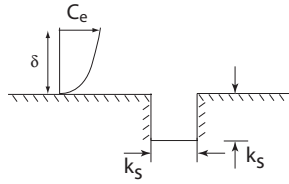


Figure 6.8 – Indentation sous forme de cube étudiée par Bohn (cf. Arndt [1981])

Le coefficient de cavitation local à l'apparition

Sur la figure 6.9, nous traçons les résultats de la figure 6.7 en terme de σ_a et de p_m à l'apparition de la cavitation. Les graphes montrent que σ_a augmente en fonction de la vitesse locale, ce paramètre étant nettement plus élevé pour la configuration 4 que pour la configuration 2. Nous remarquons, aussi, qu'au fur et à mesure que la vitesse augmente les courbes 2 et 4 s'éloignent l'une de l'autre. Cependant, à faibles vitesses ces courbes sont proches confirmant que l'influence des indentations est minimale dans ce cas.

Le deuxième graphe sur la figure 6.9, présente la courbe de p_m en fonction de la vitesse. Dans le cas de la configuration 2, nous remarquons que la pression p_m à l'apparition de la cavitation diminue en augmentant la vitesse. Vu que la nucléation de surface est absente sur la surface polie-miroir, l'origine de la cavitation est la nucléation homogène. L'augmentation de la vitesse réduit le temps de transit des germes libres dans la zone de dépression ceci explique pourquoi il faut appliquer une pression plus basse pour voir apparaître la cavitation en augmentant la vitesse de l'écoulement. La courbe correspondant à la configuration 2 se situe en dessous de celle correspondante à la configuration 4. Cette dernière montre que la pression p_m à l'apparition de la cavitation reste constante en fonction de la vitesse.

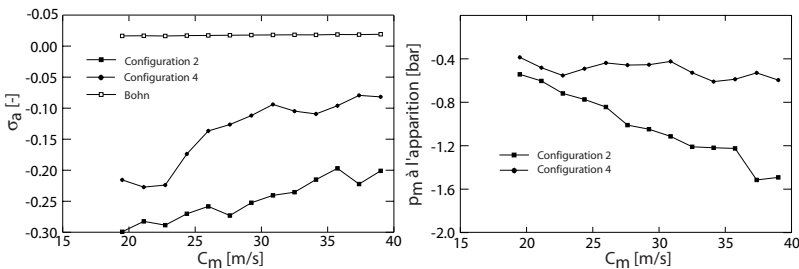


Figure 6.9 – Les paramètres locaux p_m et σ_a au moment d'apparition de la cavitation

Le coefficient de cavitation local à la disparition

A la disparition de la cavitation, le graphe de σ_d (figure 6.10) montre un résultat différent de celui de l'apparition. Ainsi, pour les grandes vitesses. Nous remarquons que la courbe de la configuration 4 se rapproche de plus en plus de la courbe correspondant à la configuration 2. Nous en déduisons que, pour les grandes vitesses, l'influence des indentations isolées est comparable à celle de la rugosité du profil poli-miroir même si cette dernière est très faible. Le deuxième graphe de la figure 6.10 montre que les courbes de p_m , à la disparition de la cavitation, présentent les mêmes allures que dans le cas de l'apparition. Cependant, il faut noter que les poches de vapeur, formées sur les indentations, résistent à des niveaux de pression élevés avant de disparaître.

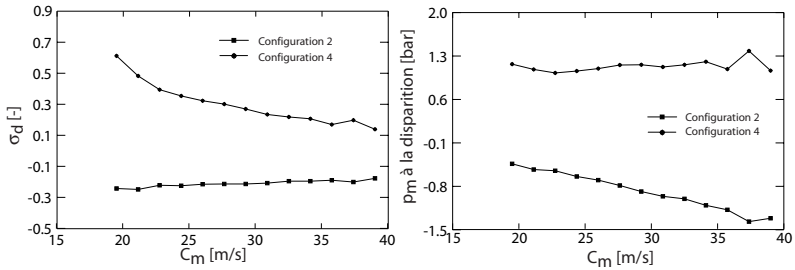


Figure 6.10 – Les paramètres locaux p_m et σ_d au moment de disparition de la cavitation

6.2.3 Influence de la taille des indentations à la disparition

Influence de la vitesse à pression fixe : $p_m = 1$ bar

Pour une incidence de 3° , pour une pression locale fixe et dans le but de déterminer la limite de disparition de la cavitation sur chaque indentation en fonction de la vitesse, nous réalisons le test présenté sur la figure 6.11.

Pour chaque vitesse entre 12 m/s et 24 m/s, nous réglons la pression p_2 à l'entrée de la veine d'essai de manière à avoir une pression p_m sur les indentations égale à 1 bar. En utilisant le coefficient de pression c_{pm} issu du calcul nous déduisons p_2 pour chaque vitesse (équation 6.9) et (tableau 6.1).

En maintenant p_2 constante pour chaque vitesse, nous faisons apparaître une poche complètement développée en augmentant l'incidence puis la diminuer à 3° pour observer les endroits où la cavitation est encore présente. Nous nous intéressons, plus particulièrement, au cas de la zone de densité 1 par millimètre. Nous déterminons la vitesse pour laquelle la cavitation disparaît sur chacune des indentations. (figure 6.11).

$$p_{2,i} = p_{min} - \frac{1}{2}\rho C_i^2 \quad (6.9)$$

| | | | | | | |
|-------------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|
| $C_i [m/s]$ | 12 | 15 | 17 | 19 | 21 | 23 |
| $p_2 [bar]$ | 2.159 | 2.811 | 3.326 | 3.906 | 4.550 | 5.258 |

Tableau 6.1 – Valeurs de p_2 correspondant à $p_m = 1 \text{ bar}$ pour différentes valeurs de vitesses

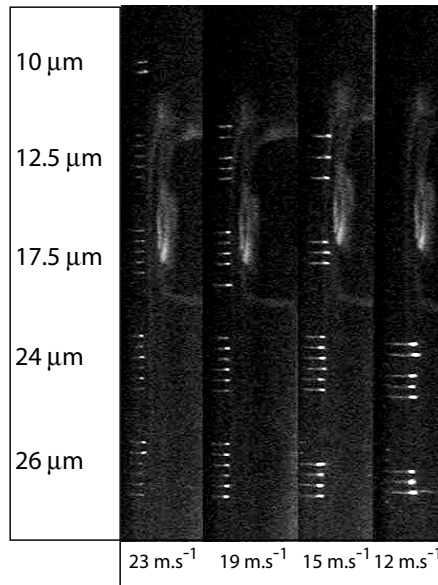


Figure 6.11 – Filaments de vapeur restant attachés à l'indentation ($p_m = 1 \text{ bar}$, $\alpha = 3$)

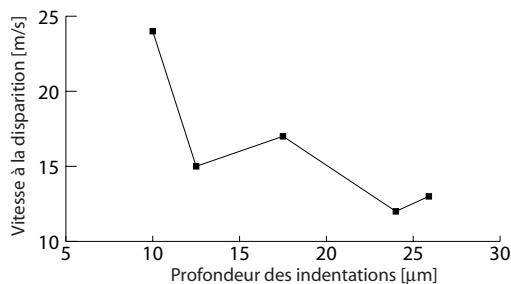


Figure 6.12 – Vitesse correspondant à la disparition en fonction de la profondeur des indentations

Cette expérience, réalisée à trois reprises, montre que la disparition de la cavitation sur les indentations est reproductible. En outre, nous formulons les observations suivantes :

- A faible vitesse (12 m/s), la cavitation ne reste attachée que sur les indentations de grandes tailles (numérotées 7 et 8).
- A grandes vitesses (au delà de 20 m/s), la cavitation est encore présente sur toutes les indentations.
- La valeur de la vitesse nécessaire à la disparition la cavitation sur une indentation diminue au fur et à mesure que la taille de l'indentation augmente.

6.3 Rôle des contraintes de cisaillement induites par la rugosité

Une rugosité isolée placée au bord d'attaque du profil peut induire des contraintes de cisaillement élevées concentrées localement. Dans une récente publication, [Djenidi et al. \[1999\]](#) utilisent la méthode LDV et LIF pour explorer la structure de la couche limite turbulente au voisinage d'une paroi contenant des éléments de rugosités cubiques. Ces mesures révèlent que le cisaillement dû au tenseur de *Reynolds* $-\rho u'v'$ présente des pics élevés juste en dessus de la cavité.

Sur la figure 6.13, nous présentons des photographies montrant l'attachement d'un filament de vapeur à une protubérance placée au bord d'attaque du profil elliptique (photo de gauche). Cette figure montre aussi l'attachement d'une cavitation microscopique sur les indentations de la configuration 4 appliquées sur le profil Naca 0009 (photo de droite). Ces observations montrent que le phénomène de la cavitation est influencé par les contraintes de cisaillement dans le liquide. Pour mieux comprendre ce résultat nous reprenons la définition du tenseur de contrainte dans un liquide. Si ce dernier est au repos le tenseur de contraintes est isotrope et il n'y a pas de contraintes tangentielles. Sur chacun des axes, la contrainte normale est l'opposée de la pression : $t_{xx} = t_{yy} = t_{zz} = -p$. La contribution

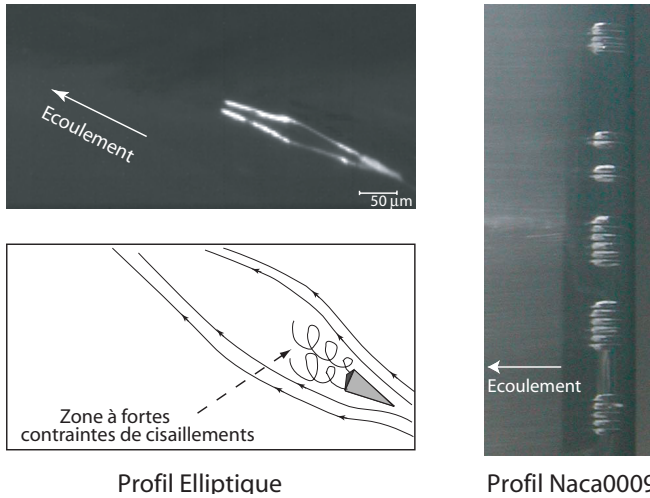


Figure 6.13 – Attachement de la cavitation aux éléments de rugosité isolés

de cette pression est négative si le liquide est en compression (une contrainte normale positive représente une traction). La pression, ainsi définie, est identique à la pression au sens thermodynamique et elle peut être définie à partir de l'équation d'état du fluide. Par contre si le liquide est en mouvement, le tenseur de contraintes doit être décomposé en la somme d'une contribution isotrope, que nous continuons à appeler pression p , et d'une contribution anisotrope, due à la viscosité du fluide, soit, pour la composante t_{ij} du tenseur : $t_{ij} = -p\delta_{ij} + d_{ij}$. La contribution anisotrope d_{ij} est également appelée *déviateur*. Joseph [1998] propose un critère d'apparition de la cavitation basé sur le fait que l'état du tenseur de contraintes appliquées en un point d'un fluide en mouvement peut être déterminé par les contraintes appliquées suivant les axes principaux (figure 6.14). Il affirme que la pression seule n'est pas suffisante pour caractériser l'apparition de la cavitation dans un liquide en mouvement.

En exprimant le tenseur de contraintes dans le liquide nous avons :

$$T = -pI + D[u] \quad (6.10)$$

Avec I le tenseur unité est D a comme expression :

$$D = \begin{bmatrix} d_{11} & d_{12} \\ d_{12} & -d_{11} \end{bmatrix} \quad (6.11)$$

La transformation orthogonale montrée dans la figure 6.14 est exprimée par :

$$T = \begin{bmatrix} d'_{11} - p & 0 \\ 0 & -d'_{11} - p \end{bmatrix} \quad (6.12)$$

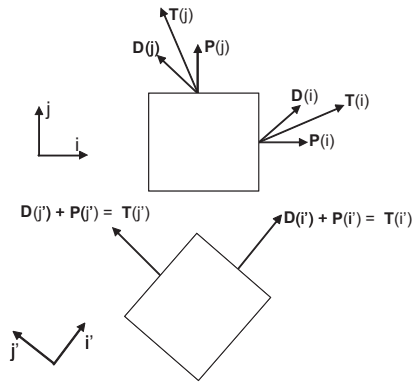


Figure 6.14 – Tenseur de contraintes dans un liquide en mouvement

La vaporisation du liquide est possible si :

$$\text{Max}(d'_{11} - p, -d'_{11} - p) < p_c \quad (6.13)$$

D'où le critère de l'apparition de la cavitation basé sur la formulation de la contrainte maximale de tension

Quatrième partie

Analyse des résultats et modélisation
théorique

Chapitre 7

Analyse des résultats

7.1 Origine de la nucléation de surface

7.1.1 Propriétés physico-chimiques du contact liquide/solide/gaz

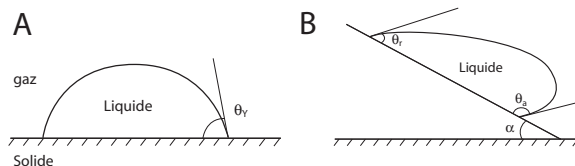


Figure 7.1 – Équilibre d'une goutte sur une surface solide

Le comportement des matériaux en contact avec les liquides peut être hydrophile ou hydrophobe . L'équilibre statique d'une goutte sur une surface solide horizontale se caractérise par l'angle de contact de *Young* θ_Y (figure 7.1 A) . Cet angle rend compte de l'aptitude d'un liquide à s'étaler sur une surface par *mouillabilité* . Pour les matériaux à caractère hydrophobe, θ_Y est supérieur à 90° , tandis que pour les matériaux hydrophiles, θ_Y est inférieur à 90° . L'équilibre de la goutte est régit par l'équation de *Young* :

$$\cos\theta_Y = \frac{\gamma_{sg} - \gamma_{sl}}{\gamma_{lg}} \quad (7.1)$$

Dans cette équation, exprimant une minimisation de l'énergie de l'interface liquide/gaz, γ_{sg} , γ_{sl} et γ_{lg} représentent respectivement, les énergies surfaciques des interfaces solide/gaz, solide/liquide et liquide/gaz. La notion de *travail d'adhésion* , W_A , entre le liquide et la surface solide est souvent introduite et représente l'énergie par unité de surface nécessaire pour séparer le liquide d'un solide :

$$W_A = \gamma_{sg}(1 + \cos\theta_Y) \quad [J/m^2]$$

Pour un système liquide/solide hydrophobe fort, W_A est proche de 0 et θ_Y tend vers 180° . Par contre pour un système hydrophile, W_A est proche de $2\gamma_{lg}$ et θ_Y tend vers 0° .

Le mouvement quasi-statique du liquide sur la surface solide est caractérisé par deux autres angles dits d'*avancée* et de *recul* (Gouin [2002]). A partir de l'équilibre de la goutte sur une surface solide horizontale, une augmentation de l'angle d'inclinaison de la surface déforme la goutte. L'équilibre de la ligne de contact n'est rompu que si on atteint une inclinaison limite bien définie. A cette limite, apparaissent deux angles de contact, respectivement, à l'arrière de la goutte θ_r et en avant de la goutte θ_a (figure 7.1 B). L'écart entre ces deux angles est la signature d'une hystérésis attribuée à des hétérogénéités de la surface, de nature chimique ou géométrique. Ce qui laisse présager d'un effet complexe de la rugosité. En effet, en modifiant l'état de surface de point de vue géométrique, le caractère hydrophile d'un matériau peut se transformer en un caractère hydrophobe. Sur une surface rugueuse, l'interface liquide repose sur les sommets de la rugosité et n'atteigne pas les "vallées" de cette dernière (figure 7.2). La goutte conserve, dans ce cas, une forme sphérique proche de celle qu'elle aurait dans l'air. Dans ces conditions, les angles de *Young*, d'avancée et de recul sont largement modifiés par rapport au cas où la même surface est lisse.



Figure 7.2 – Goutte d'eau posée sur une surface rugueuse.

7.1.2 Processus d'emprisonnement du gaz dans la paroi

L'emprisonnement du gaz dans la surface solide remonte à la phase de remplissage des installations hydrauliques. Dans notre cas, un profil hydrodynamique peut emmagasiner des volumes d'air dans sa surface quand il est immergé dans l'eau. Afin d'illustrer ce phénomène, nous reprenons l'explication fournie par Bankoff (1958) et rapportée par Jones [1999]. Considérons un cas simple d'une surface solide où est placé un trou conique d'angle d'ouverture 2β . Dans le plan de symétrie du cône, un front liquide droit se meut à travers l'orifice du trou avec un angle d'avancée θ_a . Deux cas sont, dès lors, possibles. Pour $\theta_a < 2\beta$ (figure 7.3, schéma de droite), le front du liquide avance à l'intérieur du cône en dégageant l'air qui s'y retrouve. La surface mouille parfaitement le liquide.

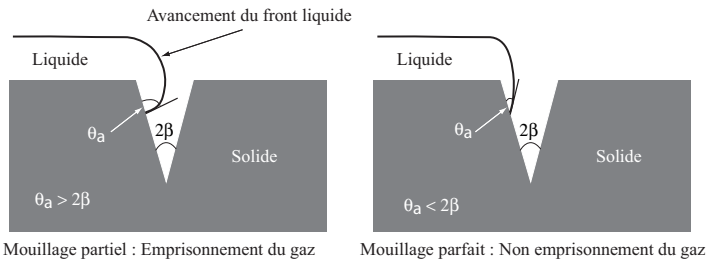


Figure 7.3 – Emprisonnement du gaz dans une indentation conique (Jones [1999]).

Pour le deuxième cas ($\theta_a > 2\beta$), le front liquide traverse l'orifice sans atteindre le fond du cône. L'air reste emprisonné dans le trou et le mouillage est partiel.

7.1.3 Stabilité du gaz à l'intérieur d'une indentation

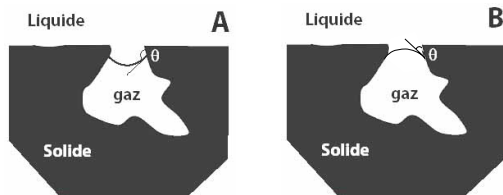


Figure 7.4 – Stabilité d'un volume de gaz ancré dans une cavité solide

Soit un volume de gaz ancré dans une cavité dans le solide comme montré dans la figure 7.4. L'équilibre de l'interface dépend de la différence de la pression Δp entre le liquide et le gaz, de la tension de surface liquide/gaz et des forces capillaires sur la ligne de contact liquide/solide/gaz. Dans le cas d'un équilibre, l'équation dite de Laplace s'écrit :

$$\Delta p = \frac{2\gamma_{lg}}{R} \quad , \quad R : \text{Rayon de courbure de l'interface liquide/gaz} \quad (7.2)$$

Supposons qu'en état d'équilibre, la pression de Laplace Δp est positive, la forme de l'interface du gaz est convexe comme montré sur la figure 7.4.A. Une diminution de la pression dans le liquide change, en premier lieu, la forme de l'interface qui devient concave (figure 7.4.B). Le rayon de courbure de la bulle dépend de la géométrie de la cavité et de l'angle d'avancée et de recul respectivement dans le cas A et B. Si la pression diminue d'avantage, deux cas sont envisageables : Une déformation plus grande de l'interface jusqu'au lâcher d'une bulle, ou bien un mouvement de la ligne de contact jusqu'à l'embouchure de la cavité. Dans le cas d'une indentation conique, les considérations énergétiques montrent que la ligne de contact bouge de préférence (Leighton [1994]). L'énergie potentielle de l'interface d'une calotte sphérique s'écrit :

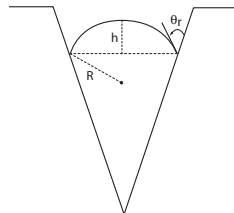
$$E_p = S\gamma_{lg}$$

S , l'air de la calotte sphérique et s'exprime par :

$$S = 2\pi R h$$

d'où l'expression de E_p en fonction de R et h :

$$E_p = 2\pi R h \gamma_{lg}$$



La diminution de la pression fait réduire l'angle de contact à la base de la bulle. Cet angle, ne pouvant diminuer indéfiniment, atteint un minimum. C'est l'angle de recul θ_r ,

caractéristique du contact liquide/solide/gaz. Suite à l'application d'une pression encore plus basse, le rayon de courbure de l'interface liquide/gaz tend à augmenter. Afin que l'énergie potentielle de la calotte sphérique se conserve, la ligne de contact à la base de la bulle se meut et remonte le cône. Elle s'élargit pour réduire la hauteur h et compenser l'augmentation du rayon de courbure.

A partir du moment où la bulle se place au seuil de l'indentation et si elle y reste ancrée, la diminution de la pression entraîne l'augmentation du rayon de courbure R jusqu'au lâcher de la bulle (Griffith[1960]). Cependant, il semble difficile de prédire si la bulle déborde de l'orifice à partir de cet état car les angles d'avancée et de recul sont difficiles à définir entre l'interface de la bulle et le bord, généralement pointu, de l'orifice de l'indentation.

7.2 Développement des bulles de gaz sur la paroi

En présence de la diffusion gazeuse, le développement de la bulle, en dehors d'une indentation creusée dans le solide, dépend étroitement de l'évolution de la ligne de contact liquide/solide/gaz. Nos expériences montrent que la ligne de contact, dans le cas du liquide au repos, peut s'étendre sur la paroi du profil ou se fixer sur le site de nucléation (figure 7.5). Afin d'interpréter ce résultat, nous établissons un inventaire des forces appliquées à la bulle au cours de son développement. Ces forces sont :

- F_γ : Forces capillaires appliquées sur la ligne de contact liquide/solide/gaz.
- F_d : Forces de traînés appliquées par le liquide à l'interface liquide/gaz. Ces forces dépendent de la vitesse relative entre le liquide et la bulle qui grossit.
- F_i : Forces dues à l'inertie du liquide. Ces forces sont appliquées à la bulle quand le grossissement de cette dernière décélère dans la phase finale avant le détachement (Jones et al. [1999]).
- F_p : Forces de pression dues, d'une part, à la pression hydrostatique du liquide et d'autre part, à la pression de Laplace exprimée dans l'équation 7.2.
- F_b : Forces dues à la poussée d'Archimède.

Les forces responsables de l'attachement de la bulle à la paroi sont celles dues à la pression hydrostatique, celles appliquées à la base de la bulle par capillarité et les forces de traînés. Les forces responsables du détachement de la bulle sont celles dues à la pression de Laplace, à la poussée d'Archimède et aux forces d'inertie. La balance des efforts s'écrit comme suit :

$$F_d + F_s = F_i + F_p + F_b \quad (7.3)$$

Dans le cas d'un grossissement très lent de la bulle nous pouvons réécrire l'équilibre des efforts en négligeant les forces de traînés et d'inertie :

$$F_s = F_p + F_b \quad (7.4)$$

En remplaçant chaque force par son expression et en considérant que la base de la bulle reste circulaire, nous obtenons :

$$2\pi R_b \gamma_{lg} \sin\theta_Y = \left(\frac{2\gamma_{lg}}{R} - \Delta\rho gh \right) \pi R_b^2 + \Delta\rho gV \quad (7.5)$$

avec : R_b le rayon à la base de la bulle, h sa hauteur, R le rayon de courbure de la bulle au sommet et V son volume. Nous supposons que l'état d'équilibre de la bulle est régit par l'équation de Young.

La bulle garde son aspect sphérique si la pression hydrostatique est négligeable par rapport à la pression de Laplace ($2\gamma_{lg}/R \gg \Delta\rho gh$). Dans le cas contraire, si ces deux pressions sont comparables et si nous supposons que $h \approx 2R$, nous pouvons déduire que $R^2 \approx \gamma_{lg}/\Delta\rho g$. C'est à dire $R \approx 2.7 \text{ mm}$. Ainsi la géométrie de la bulle garde un aspect sphérique tant que la valeur de son rayon reste négligeable par rapport à 2.7 mm (inférieur à $500 \mu\text{m}$ par exemple).

Au fur et à mesure que le volume de la bulle augmente, les forces volumiques qui y sont appliquées deviennent imposantes. Dans le cas d'une évolution très lente de l'interface liquide/gaz, les déformations de la bulle peuvent être compensées par un mouvement de la ligne triple de la manière décrite précédemment. L'énergie potentielle E_p doit se minimiser au cours de l'évolution de la bulle qui garde son équilibre sur la paroi (figure 7.5,B). Cependant, si les propriétés physico-chimiques à la base de la bulle ne permettent pas le mouvement de la ligne triple (figure 7.5,A), nous assistons à un étirement de l'interface liquide/gaz. Ayant une base fixée à la paroi par les forces capillaires, la bulle grossit en augmentant son rayon de courbure. Sa géométrie se déforme dans le sens de formation d'un col de gaz dont la rupture induit le détachement de la bulle de la paroi solide (figure 7.5,A). Après le départ de la bulle, la paroi ne mouille jamais le liquide parfaitement. Nous observons toujours une portion de gaz restant attachée à la source de nucléation. Ce résidu gazeux donne naissance à la formation d'une nouvelle bulle. D'où le caractère périodique du phénomène.

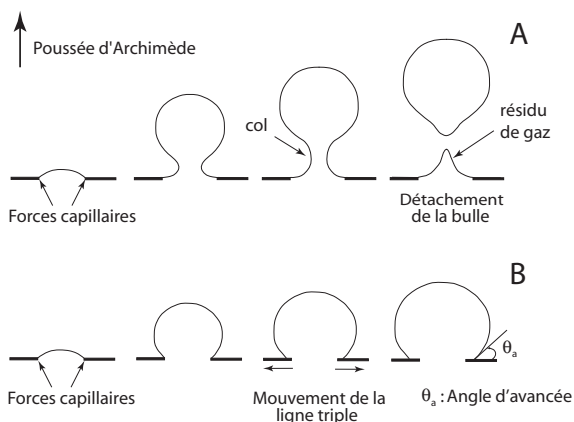


Figure 7.5 – Schéma de formation d'une bulle sur un site de nucléation par diffusion gazeuse dans un liquide au repos.

7.3 Formation de la cavitation par la nucléation de surface

7.3.1 Mécanisme physique de génération des bulles périodiques

Les expériences, présentées dans le chapitre 4, mettent en évidence le fait que la cavitation à bulles peut provenir de la nucléation de surface par un mécanisme semblable à celui montré sur le schéma "A" de la figure 7.5. Ces expériences, réalisées après le dégazage de l'eau du tunnel de cavitation, montrent un régime de génération de bulles à de très hautes fréquences (entre 100 Hz et 8000 Hz) sur des sites fixes situés au voisinage du bord d'attaque du profil hydrodynamique. Contrairement à la cavitation par bulles issue de la nucléation homogène, le régime de lâcher de bulles périodiques se caractérise par sa remarquable stabilité marquée, dans la plus part des cas, par l'évolution parfaitement cyclique de la forme et la taille des bulles.

A partir des constatations faites lors des expériences, nous expliquons le caractère permanent de génération de bulles sur les sites de nucléation par la présence de forces capillaires obligeant la vapeur à rester attachée à la paroi en permanence. D'une manière similaire au développement des bulles par diffusion gazeuse dans un liquide au repos, les bulles de cavitation se déforment sous l'effet des forces de traînés appliquées par l'écoulement incident. Cette déformation évolue dans le sens de formation d'un col dont la rupture conduit à l'attachement au site de nucléation d'un résidu de vapeur constituant l'origine de formation d'une nouvelle bulle. Le manque de mouillabilité sur un défaut de surface ne s'élimine jamais car les conditions d'écoulement incident ne forcent pas cette mouillabilité d'autant qu'elles conduisent à la vaporisation potentiellement favorisée par la préexistence d'une interface liquide/vapeur. La fréquence du phénomène dépend du taux de vaporisation qui est gouverné par le niveau de pression au voisinage du bord d'attaque. En effet, nous avons observé qu'une augmentation de l'incidence ou une diminution du nombre cavitation, entraîne une augmentation de la fréquence de génération des bulles sur le site de nucléation.

7.3.2 Mouvement de la ligne de contact et transition à la poche

Les visualisations des bulles dans leur phase de naissance, montrent que le comportement de leur ligne de contact change d'un site de nucléation à l'autre. Sur certains sites, nous observons un étalement de la base des bulles induisant un allongement prononcé de ces dernières qui s'étirent dans le sens de l'écoulement tout en s'attachant à leurs sources de vaporisation. A partir de cet état, toute augmentation, même très faible, de l'incidence conduit à un allongement définitif d'une bulle qui s'étale sur l'extrados du profil en se transformant en une poche dont l'attachement permanent à la paroi met un terme à l'aspect périodique du phénomène. La pression mesurée sous la poche dans ce cas est égale à la pression de la vapeur saturante, une mesure qui confirme le mouvement de la ligne triple. Ce mode de formation de poches n'est pas systématique car sur d'autres sites de nucléation, les bulles se détachent totalement de la paroi dès leur naissance, elle gardent leurs forme presque hémisphérique et elle sont générées à des fréquences, généralement, élevées. Les mesures de pressions négatives sous ces bulles montrent qu'elles sont séparées du solide par un film liquide ce qui confirme leur détachement total de

la paroi. L'augmentation de l'incidence dans ce cas, n'influence pas la forme des bulles dans un premier temps, mais augmente la fréquence d'apparition de ces dernières. A une certaine limite, les bulles coalescent en se transformant en une poche de cavitation attachée.

Ces résultats montrent que la nucléation de surface peut être, aussi, à l'origine de formation de poches de cavitation. Une attention particulière doit être accordée au rôle prépondérant des propriétés physico-chimiques gouvernant le comportement de la ligne de contact et déterminant le mode de formation des poches. Malheureusement, il nous est difficile d'identifier les situations où le mouvement de la ligne triple est favorisé. Les observations réalisées sont non reproductibles. Nous avons remarqué que le phénomène ne dépend pas des paramètres globaux de l'écoulement. Vu la grande difficulté qu'impose l'étude des propriétés physico-chimiques sur les parois rugueuses ainsi que la très grande complexité des écoulements au voisinage de telles parois, nous n'allons pas approfondir nos analyses dans ce sens. Néanmoins, nous pouvons simplifier le problème en faisant une analogie entre la formation des bulles de cavitation et celle des bulles dues à la diffusion gazeuse dans un liquide au repos. D'une manière similaire à la formation de bulles périodiques ou de poches de gaz (figure 4.1 et 4.2), nous remarquons le développement de bulles de cavitation périodiques ou de poches de cavitation attachées (figure 4.3 et 4.5). Dans les deux cas, le mouvement de la ligne triple, s'il est possible, doit se faire dans le sens de compenser la déformation de l'interface de la cavité. Une déformation causée par les efforts appliqués par le liquide suite à une augmentation du volume de la cavité par vaporisation ou par diffusion de gaz.

7.4 Rôle de la pression

7.4.1 Apparition des bulles en fonction de la pression statique

Un site de nucléation situé au voisinage du bord d'attaque génère des bulles ou une poche de cavitation quand la dépression locale dans le liquide avoisinant atteint une valeur critique. Cette valeur dépend du volume de gaz emprisonné dans le défaut de surface, de la nature de l'écoulement local et des propriétés physico-chimiques du matériau. Nos mesures statiques de la pression montrent que la tension dans le liquide peut atteindre -1 bar en régime hors cavitation. Nous avons remarqué une large variation de cette limite d'une expérience à l'autre. Un résultat que nous expliquons par une inhomogénéité, tout de même faible, de la rugosité du profil instrumenté. En effet, après une vidange et un remplissage du tunnel de cavitation, la réparation des sites de nucléation doit changer en fonction du processus, non reproductible, de mouillage du liquide par la paroi solide. L'apparition de la cavitation doit être favorisée dans les cas où les sites de nucléation se concentrent dans la zone de dépression.

La tension appliquée au voisinage du bord d'attaque détermine le type de cavitation formée sur les sites de nucléation. Le débit de vaporisation, qui dépend du niveau de dépression dans le liquide, peut être assez élevé pour assurer le développement d'une poche de vapeur attachée. Quand ce débit est moins élevé (dépression moins élevée), nous remarquons un régime de cavitation par bulles périodiques prenant naissance sur les sites de nucléation.

7.4.2 Fréquence des bulles, régime libre

Les visualisations de formation des bulles périodiques sont réalisées simultanément avec les mesures de pression. Ces expériences montrent que le mécanisme de génération de bulles interagit fortement avec la pression locale au voisinage de la source de vaporisation. Chaque bulle apparaissant sur un site de nucléation induit une augmentation brutale de la pression en son amont. Cette augmentation, qui dure quelques millisecondes, résulte d'une décélération du liquide qui contourne la bulle. Le rétablissement du niveau de pression, ne se faisant qu'après un certain éloignement de la bulle, dépend du mode de détachement de cette dernière et de ses vitesses d'expansion et de translation. Ces résultats nous permettent de comprendre pourquoi la fréquence du phénomène est imprévisible et pourquoi elle varie dans un large intervalle de fréquences (entre 100 Hz et 8000 Hz). En effet, si une bulle apparaît sur un site de nucléation, elle impose un temps d'attente durant lequel le niveau élevé de pression ne permet pas la vaporisation du liquide et la formation d'autres bulles sur le site de nucléation. Nous retrouvons, dans ce cas aussi, le rôle incontrôlable des propriétés physico-chimiques dont l'influence sur le mode de détachement des bulles et leurs vitesses de translation et d'expansion, fixe la fréquence de génération de ces bulles.

7.4.3 Fréquence des bulles, régime forcé

Les mesures de pression sur le profil instrumenté en régime hors cavitation ont permis de détecter une influence des vibrations du profil sur les fluctuations du champ de pression au voisinage du bord d'attaque. A cause des tourbillons de *Von Karman* lâchés au bord de fuite, les trois premiers modes de vibration sont excités en fonction de la vitesse d'écoulement. Nous mesurons trois fréquences propres : 678 Hz, 903 Hz et 1900 Hz correspondantes respectivement à un mode de flexion, de torsion et de flexion-torsion. En présence d'un régime de cavitation par bulles périodiques, nous avons détecté un couplage entre la fréquence des bulles, f_b , et les modes de vibration du profil en fonction du niveau de la pression statique appliquée au voisinage du bord d'attaque. Si nous réglons la pression locale statique sur les capteurs à une valeur relativement élevée ($\approx -0.07 \text{ bar}$) nous remarquons une génération de bulles forcée à une fréquence égale à la moitié de la première fréquence propre du profil. Des résultats similaires sont obtenus pour des niveaux plus bas de la pression statique. Nous remarquons un couplage de la fréquence f_b avec la deuxième ou la troisième fréquence propre du profil.

7.5 Interaction de la cavitation avec la couche limite

7.5.1 Cas des bulles périodiques

Les visualisations à multiple expositions réalisées simultanément avec les mesures de la pression durant le passage de la bulle sur le capteur N°2, montrent des variations de la pression qui indiquent la présence d'un bulbe de décollement tridimensionnel suivant la bulle durant sont advection sur l'extrados du profil. La présence de ce bulbe de décollement est, aussi, confirmée par la formation d'une cavitation par poches temporaires sous forme de queues en amont de la bulle. Pour expliquer ce résultat, nous devons analyser le mode de développement de la bulle dès sa phase de naissance. Rappelons que dans le cas de génération de bulles sur la paroi, un blocage de la ligne de contact sur le site de nucléation

est observé. Dans ces conditions, l'interface de vapeur présente une certaine résistance à l'écoulement incident. Durant sa phase de naissance, la bulle peut être considérée, donc, comme un obstacle placé dans le liquide en mouvement. Avec une vitesse d'expansion radiale élevée (supérieure à 8 m/s), cette bulle s'oppose aux lignes de courant qui présentent des zones de recirculations en amont de l'interface de vapeur. L'étude cinétique de la bulle montre que la vitesse de translation de la bulle est moins élevée que celle de l'écoulement incident jusqu'à 30 % de la corde. La vitesse d'expansion radiale, quand à elle, maintient des valeurs élevées jusqu'à cette même position. Ces constatations expliquent pourquoi le bulbe de décollement se forme durant la phase de naissance de la bulle et suit cette dernière durant son advection sur l'extrados du profil. Une représentation schématique de ces explications est présentée sur la figure 7.6

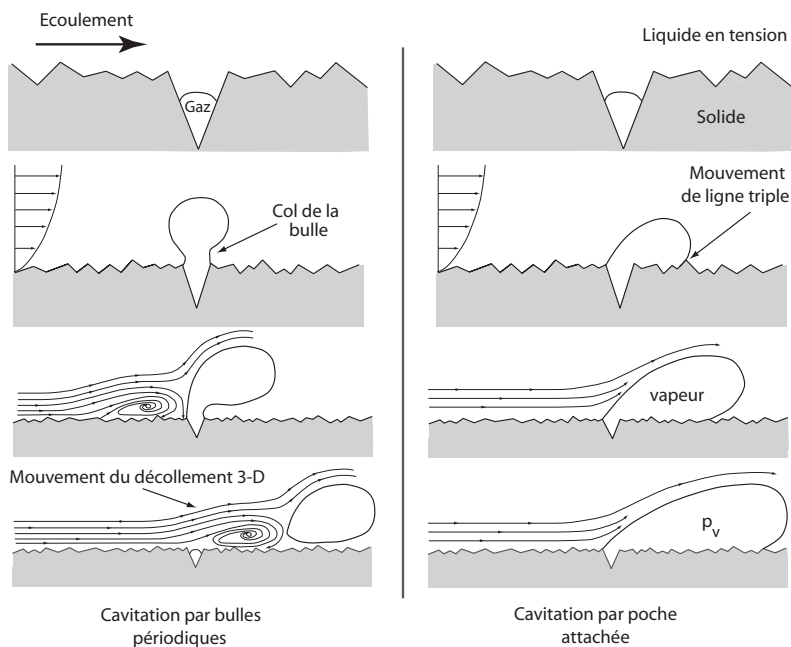


Figure 7.6 – Comparaison entre le mécanisme d'apparition des bulles séparées et le mécanisme de formation d'une poche attachée

7.5.2 Cas d'une poche : non nécessité d'un décollement de la couche limite laminaire

La problématique de l'équilibre mécanique de la poche de cavitation est expliquée par plusieurs chercheurs par la présence d'un décollement de la couche limite laminaire (cf. chapitre 2). Cette explication, qui est valable dans le cas des parois lisses avec des écoulements à bas nombre de *Reynolds*, ne s'applique pas dans le cas des écoulements sur les parois rugueuses pour de grandes valeurs de *Reynolds* car la couche limite transite à la turbulence et le décollement de la couche limite laminaire est supprimé dans ce dernier cas. Les analyses que nous avons présentées jusqu'à maintenant peuvent être complétées pour résoudre cette problématique. Les paramètres clés sur lesquels nous nous basons sont le débit de vaporisation du liquide et le développement de l'interface de vapeur durant la phase de naissance d'une poche issue de la nucléation de surface. En effet, le développement d'une poche sur un site de nucléation nécessite un débit élevé de vaporisation. En se basant sur cette donnée, quelqu'un peut imaginer que la poche ne présente aucune résistance significative à l'écoulement incident vu que toute quantité de vapeur créée est évacuée par l'écoulement incident. La poche est, ainsi, alimentée en permanence. L'observation du développement de l'interface de vapeur depuis l'apparition de la poche, montre que contrairement aux bulles, les déformations de l'interface sont compensées par un mouvement de la ligne triple. La poche ne s'impose pas comme obstacle à l'écoulement surtout que son expansion est plus rapide que l'écoulement (la vitesse d'expansion est de 10% plus grande que la vitesse de l'écoulement local. cf. chapitre 5). Finalement, la comparaison entre les géométries de poches dues au décollement de la couche limite laminaire et celles dues à la nucléation de surface, montre que les poches dans le premier cas présentent un front bidimensionnel indiquant que ces cavités doivent être protégées par la présence d'un décollement de la couche limite laminaire. Cependant, dans le deuxième cas, les poches formées sur une source de vaporisation se montrent sous une forme conique, de point de vue hydrodynamique, ne présentant pas une résistance significative à l'écoulement incident. Une représentation schématique de ces explications est montrée sur la figure 7.6

7.6 Rôle de la rugosité et du cisaillement dans le liquide

7.6.1 Éléments isolés de rugosité

Le chapitre 6 présente des observations de l'apparition de la cavitation sur des éléments isolés de rugosité. Notre attention s'est focalisée sur une forme de nucléation de surface différente de celle évoquée dans les paragraphes précédents. Les expériences réalisées sur des profils munis d'indentations ou de protubérances, montrent que contrairement au cas où le gaz est ancré dans la paroi, la cavitation se développe à partir de filaments de vapeur de dimensions millimétriques attachés à ces défauts artificiels de surfaces. Notons que ce type de filaments de vapeur ne s'obtient pas directement après le remplissage du tunnel de cavitation. En effet, nous sommes obligés de réaliser une situation de cavitation par poche développée sur toute l'extrados du profil avant de diminuer l'incidence ou d'augmenter le nombre de cavitation pour faire disparaître toute la vapeur sauf sur les éléments de rugosité. Nous remarquons que si la vapeur s'accroche au défaut de surface, elle résiste

d'une façon spectaculaire à une augmentation de pression locale allant jusqu'à 1.5 bar sans disparaître. Dans le cas d'une protubérance placée au bord d'attaque du profil elliptique, des bulles périodiques peuvent être générées à partir du filament de vapeur s'attachant à la protubérance. En étant placé avant le point de pression minimale, ce filament de vapeur s'allonge périodiquement vers la zone de dépression en lâchant une bulle à chaque période. Dans le cas d'indentations placées au bord d'attaque du profil Naca 0009, nous remarquons un hystérésis entre l'apparition et la disparition de la cavitation. Cet hystérésis tend à s'augmenter en multipliant les indentations. Une influence de la taille de ces dernières est observée pour une pression locale fixe. Face à une augmentation de la vitesse, les cavités accrochées aux indentations de plus grandes tailles, résistent plus aux efforts appliqués par l'écoulement incident.

Afin d'expliquer ces résultats, une connaissance de la structure de l'écoulement sur les éléments de rugosité est obligatoire. L'observation sous le microscope des filaments de vapeur révèle la présence d'une structure tourbillonnaire enclavant la vapeur. De tels écoulements induit un cisaillement prononcé du liquide et favorisent la vaporisation. Ainsi, même si la pression locale dépasse p_v , la cavitation ne s'élimine pas à cause des contraintes élevées de cisaillement concentré au voisinage de l'élément de rugosité. Notons que les contraintes de cisaillement doivent être autant plus élevées que le nombre de *Reynolds* local est élevé. En augmentant la taille d'une indentation (ce qui fait augmenter Re_{loc}) nous remarquons un accrochage plus résistant de la vapeur à cette indentation.

7.6.2 Rugosité distribuée

Dans le but d'observer le détachement de la poche de cavitation sur une paroi rugueuse pour une incidence et des vitesses élevées d'écoulement, nous avons réalisé des expériences sur le profil Naca 0009 d'une rugosité moyenne arithmétique de $1 \mu m$. Dans ce cas, la cavitation apparaît sous forme de cônes éparses qui se multiplient en augmentant la vitesse d'écoulement. Sachant que la paroi du profil permet un emprisonnement de gaz dans les défauts de surface et puisque les expériences sont réalisées après le dégazage de l'eau de tunnel, nous expliquons l'apparition de ces cônes de cavitation par la présence d'une nucléation de surface dans la paroi du profil. Un autre paramètre est mis en jeu au cours d'apparition et de développement des cavités dans ce cas. L'écoulement dans la couche limite est soumis à des contraintes de cisaillements qui peuvent influencer le phénomène (Ait bouziad[2005]). En tenant compte de ces considérations, Le critère d'apparition de la cavitation basé sur la pression doit être mis en cause. En effet, si nous considérons le cas d'un cisaillement simple sur une plaque plane par exemple, nous exprimons le tenseur de contraintes dans le système de coordonnées montré sur la figure 7.7, comme suit :

$$T = \begin{bmatrix} p & 0 \\ 0 & p \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} 0 & \tau \\ \tau & 0 \end{bmatrix} \quad (7.6)$$

Le second terme de cette expression peut être diagonaliser comme suit :

$$\begin{bmatrix} 0 & \tau \\ \tau & 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \sin \frac{\pi}{4} & -\cos \frac{\pi}{4} \\ \cos \frac{\pi}{4} & \sin \frac{\pi}{4} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \tau & 0 \\ 0 & -\tau \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \sin \frac{\pi}{4} & \cos \frac{\pi}{4} \\ -\cos \frac{\pi}{4} & \sin \frac{\pi}{4} \end{bmatrix} \quad (7.7)$$

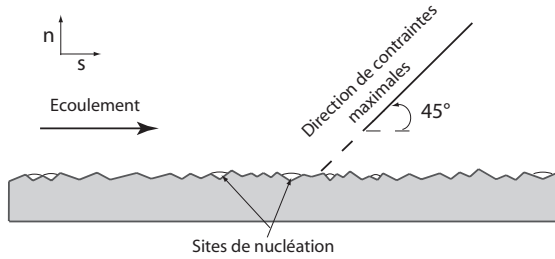
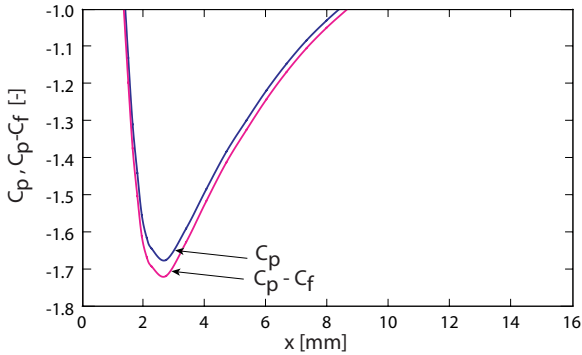


Figure 7.7 – Cisaillement simple du liquide à côté d’une plaque plane

Figure 7.8 – Comparaison entre c_p et $c_p - c_f$ pour $k_s = 50 \mu m$. (Aitbouziad)

Le tenseur de contraintes exprimé dans le repère déduit d’une rotation de $\frac{\pi}{4}$ du repère (n, s), a comme expression :

$$T = \begin{bmatrix} p + \tau & 0 \\ 0 & p - \tau \end{bmatrix} \quad (7.8)$$

Le critère d’apparition de la cavitation en tenant compte des contraintes de cisaillement s’écrit :

$$p - \tau < p_c \quad (7.9)$$

Ce critère est équivalent à :

$$c_p - c_f < -\sigma_a \quad \text{avec :} \quad c_f = \frac{\tau}{\frac{1}{2}\rho C^2} \quad (7.10)$$

Le critère d’apparition de la cavitation classique s’écrit comme suit :

$$c_p < -\sigma_a \quad (7.11)$$

En traçant sur le même graphe, le coefficient de pression c_p à l'extrados du profil Naca 0009 ainsi que $c_p - c_f$, Aitbouziad[2005] remarque que, dans le cas d'une rugosité moyenne k_s de $50\mu m$, le décalage entre les deux courbes est significatif au voisinage du point de c_{pm} (figure 7.8). Ceci montre que le critère d'apparition de la cavitation exprimé par l'équation 7.10 doit être remplacé par celui de l'équation 7.11.

Chapitre 8

Modèle théorique

Dans le but de mieux expliquer les observations expérimentales présentées dans le chapitre 4, nous avons réalisé une étude théorique des mouvements d'une bulle qui se forme sur une indentation creusée dans le solide. Notre étude aboutit à un modèle théorique de formation de la cavitation due à la nucléation de surface. En fonction de la géométrie de l'indentation et des propriétés physico-chimiques caractérisées par l'angle de Young, nous déterminons les pressions critiques de stabilité de la bulle sur la paroi dans les deux cas suivants :

- La bulle est ancrée dans une indentation et se place au seuil de cette dernière ;
- La bulle est issue de l'indentation mais déborde de l'orifice de cette dernière.

8.1 Hypothèses

Soit une indentation creusée dans un solide possédant un orifice circulaire de diamètre $2a$ et une géométrie quelconque à l'intérieure du solide. Au voisinage de l'orifice, la surface est considérée lisse. Afin d'établir les équations de mouvement nous fixons les hypothèses suivantes :

- La bulle a une forme sphérique
- Dans le cas de la bulle ancrée dans le solide, nous considérons que sa base a le même rayon que l'orifice (figure 8.1).
- Dans le cas de la bulle dégagée, sa base a un rayon b plus grand que le rayon de l'orifice (figure 8.8).
- La bulle est placée dans un milieu liquide au repos.
- Nous négligeons les forces de volumes telles celles dues à la pesanteur.
- Nous négligeons les forces dues à la viscosité dans les deux phases.
- Le contact de la bulle avec la paroi suit la loi de *Young*.
- Nous ne tenons pas compte de la vitesse de ligne au niveau du contact liquide/solide/gaz.
- La bulle contient initialement du gaz neutre à la pression p_{g0} et de la vapeur.
- La transformation gazeuse à l'intérieur de la bulle et la cavité est considérée polytropic isotherme.
- Nous négligeons les phénomènes liés à la diffusion gazeuse.

8.2 Bulle ancrée dans une indentation

8.2.1 Equation de mouvement

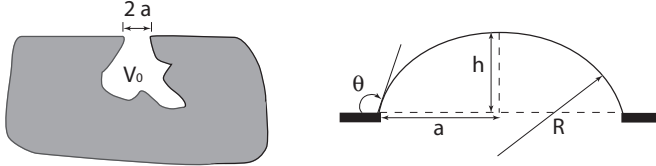


Figure 8.1 – Bulle ancrée dans la cavité solide

Le mouvement de l'interface de la bulle est régi par les équations de *Navier-stokes* dans le liquide et par les conditions d'interface exprimées par l'équation de Laplace. Dans le cadre de nos hypothèses les équations de *Navier-stokes* se réduisent à l'équation de *Bernoulli*. En exprimant la conservation de l'énergie le long d'une ligne de courant entre un point à l'infini et un autre point M localisé sur l'interface de la bulle nous obtenons la relation suivante :

$$\frac{p_\infty}{\rho} + \frac{1}{2}C_\infty^2 + gz_\infty = \frac{p(M)}{\rho} + \frac{1}{2}C^2(M) + gz(M) + E_r \quad (8.1)$$

Le liquide étant au repos, C_∞ est nul. Le terme E_r inclut toutes les pertes énergétiques. Ces pertes seront négligées ainsi que la différence d'altitude entre le point à l'infini et celui sur l'interface de la bulle. L'équation 8.1 devient :

$$\frac{1}{2}\rho C^2(M) = p_\infty - p(M) \quad (8.2)$$

Le rayon de la calotte sphérique de la bulle est exprimé par la relation :

$$R = \frac{a^2}{2h} + \frac{h}{2} \quad (8.3)$$

Son volume :

$$V = \frac{\pi}{3}h^3(3R - h) \quad (8.4)$$

La hauteur h est définie sur la figure 8.1.

Les dernières relations sont valables si h est positif ou négatif. Si $h < 0$, l'interface de la calotte est convexe et le volume V est compté négativement.

Initialement nous considérons que la somme du volume de la cavité et celui de la calotte constitue un volume V_0 . Nous définissons h_0 tel que :

$$V_0 = \frac{\pi}{3}h_0^3(3R_0 - h_0) \quad \text{avec} : \quad R_0 = \frac{a^2}{2h_0} + \frac{h_0}{2} \quad (8.5)$$

L'expression de la compressibilité isotherme du gaz dans la calotte sphérique et la cavité s'exprime par : $p_g(V + V_0)^\kappa = p_{g0}V_0^\kappa$ avec $\kappa = 1$. Soit :

$$p_g = \frac{p_{g0}}{1 + \frac{V}{V_0}} \quad (8.6)$$

Compte tenu des équations 7.2 et 8.6, l'équation 8.2 appliquée au sommet de la bulle, devient :

$$\begin{cases} \frac{1}{2}\rho\dot{h}^2 = f(h) + p_\infty - p_v \\ f(h) = \frac{4\gamma_{lg}h}{a^2 + h^2} - \frac{p_{g0}}{1 + \frac{h(3a^2+h^2)}{h_0(3a^2+h_0^2)}} \end{cases} \quad (8.7)$$

8.2.2 Critère de stabilité de la bulle sur la paroi :

A la limite du glissement nous considérons que le contact de la bulle avec la paroi est régit par l'équation de Young 7.1. En posant $\gamma_2 = \gamma_{sl} - \gamma_{sg}$ et $\gamma_1 = \gamma_{lg}$ nous avons :

$$\cos(\theta_Y) = -\frac{\gamma_2}{\gamma_1} \quad (8.8)$$

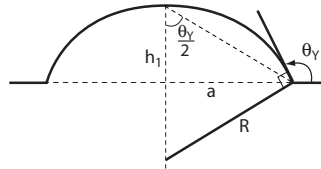
La définition de l'angle de Young, exprimée dans l'équation 7.1 pour l'équilibre de la goutte, est conservée dans le cas de la bulle. θ_Y est défini du côté du liquide comme l'angle entre la surface solide et la tangente à l'interface de la bulle. Notons que la bulle se comporte à l'opposé de la goutte sur une surface hydrophile ou hydrophobe. Sur une surface hydrophobe par exemple, la bulle se montre aplatie contrairement à la goutte.

Soit h_1 tel que :

$$\tan\left(\frac{\pi}{2} - \theta_Y\right) = \frac{h_1}{a}$$

compte tenu de 8.8 nous avons :

$$h_1 = a\sqrt{\frac{\gamma_1 - \gamma_2}{\gamma_1 + \gamma_2}}$$



Afin de formuler le critère de stabilité de la bulle nous tenons compte des points suivants :

- La bulle reste au contact de la paroi si $h < h_1$.
- Dans l'équation 8.6 le terme $1 + \frac{V}{V_0}$ doit être positif soit $V > V_0$, nous devons avoir alors : $h > h_0$.
- L'équation de mouvement 8.7 montre que le terme $f(h) + p_\infty - p_v$ doit être positif.

Nous déduisons donc que la bulle est ancrée dans la cavité si :

$$\begin{cases} -h_0 < h < h_1 \\ f(h) + p_\infty - p_v > 0 \end{cases} \quad (8.9)$$

| | Cavités peu profondes | Cavités profondes |
|-----------------------|---|---|
| Matériaux hydrophobes | 1^{er} cas ($a > h_1, a > h_0$) : $\begin{cases} p_{max} = p_v + \frac{2\gamma_1}{a^2 + 1} \\ p_{min} = p_v - \frac{4\gamma_1 h_1}{a^2 + h_1^2} \end{cases}$ | 3^{eme} cas ($a > h_1, a < h_0$) : $\begin{cases} p_{max} = p_v + \frac{4\gamma_1 h_0}{a^2 + h_0^2} \\ p_{min} = p_v - \frac{4\gamma_1 h_1}{a^2 + h_1^2} \end{cases}$ |
| Matériaux hydrophiles | 2^{eme} cas ($a < h_1, a > h_0$) : $\begin{cases} p_{max} = p_v + \frac{4\gamma_1 h_0}{a^2 + h_0^2} \\ p_{min} = p_v - \frac{4\gamma_1 h_0}{a^2 + h_0^2} \end{cases}$ | 4^{eme} cas ($a < h_1, a < h_0$) : $\begin{cases} p_{max} = p_v + \frac{4\gamma_1}{h_0 + \frac{a^2}{h_0}} \\ p_{min} = p_v - \frac{4\gamma_1 h_0}{a^2 + h_0^2} \end{cases}$ |

Tableau 8.1 – Pressions limites de p_∞ en fonction de la nature du matériau et de la profondeur de la cavité

8.2.3 Absence de gaz neutre, $p_{g0} = 0$

Pour $p_{g0} = 0$, la fonction $f(h)$ devient :

$$f(h) = \frac{4\gamma_1 h}{a^2 + h^2} \quad (8.10)$$

L'étude de cette fonction pour $-h_0 < h < h_1$ nous permet de définir les limites de la pression p_∞ pour lesquelles la bulle reste en contact avec la paroi. En fonction de la nature du matériau et de la géométrie de la cavité, nous sommes amenés à étudier quatre cas présentés dans le tableau 8.1.

- 1^{er} cas : Le matériau est hydrophobe ($\theta > 90, a > h_1$) et la cavité est peu profonde ($a > h_0$). L'étude de fonction $f(h)$ sur l'intervalle $[h_0, h_1]$ montre que cette fonction est croissante (figure 8.2, 1^{er} cas). La bulle reste ancrée dans la cavité si la pression p_∞ appartient à l'intervalle $[p_v - p_D, p_v + p_C]$.
- 2^{eme} cas : Le matériau est hydrophile ($\theta < 90, a < h_1$) et la cavité est peu profonde ($a > h_0$). La fonction $f(h)$ présente un maximum au point A (figure 8.2, 2^{eme} cas). La bulle décolle de la paroi avant d'atteindre la position D correspondante à la limite de glissement. Ainsi pour que la bulle existe, p_∞ doit appartenir à $[p_v - p_A, p_v + p_C]$.
- 3^{eme} cas : Le matériau est hydrophobe ($\theta > 90, a > h_1$) et la cavité est peu profonde ($a > h_0$). Les conclusions sont analogues à ceux du 1^{er} cas, La pression p_C doit être remplacée par p_B . L'intervalle de la pression p_∞ qui garantit l'existence de la bulle devient $[p_v - p_D, p_v + p_B]$

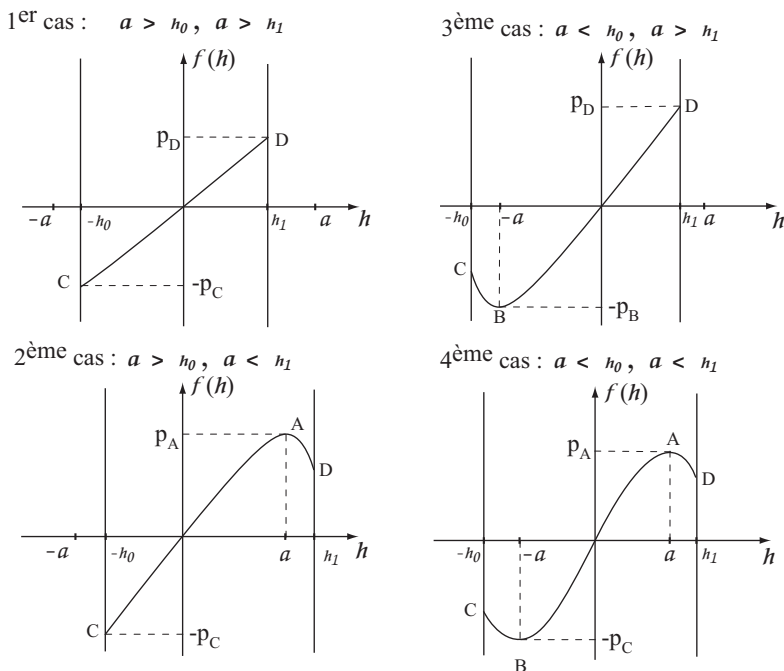


Figure 8.2 – Les graphes de $f(h)$ sur l'intervalle $[h_0, h_1]$ en fonction de la nature du matériau et de la profondeur de la cavité

- 4^{ème} cas : Le matériau est hydrophobe ($\theta > 90, a > h_1$) et la cavité est peu profonde ($a > h_0$). Les conclusions sont analogues à celles du 2^{er} cas, p_∞ doit appartenir à $[p_v - p_A, p_v + p_B]$.

Sur les figures 8.3 et 8.4 nous regroupons les quatre cas en traçant les limites maximale et minimale de la pression p_∞ pour des exemples pratiques du rayon de l'orifice, de l'angle de contact et de la hauteur h_0 . Ces graphes montrent que le paramètre qui a la plus grande influence est le rayon de la cavité. Pour des faibles valeurs de ce paramètre, la bulle a tendance à se maintenir sur la paroi pour un large intervalle de la pression p_∞ . Elle peut résister à des valeurs positives p_{max} de 1.5 bar ou négatives p_{min} de -1.5 bar sans se résorber ni décoller de la paroi. p_{min} et p_{max} convergent vers la pression de la vapeur saturante au fur et à mesure qu'on augmente le rayon de l'orifice. Ce même résultat est constaté pour des faibles valeurs de h_0 ou des grandes valeurs de θ_Y .

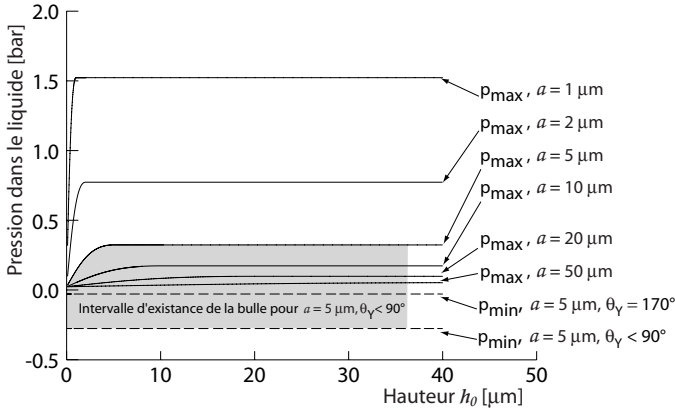


Figure 8.3 – p_{min} en fonction de h_0 pour différentes valeurs du rayon de l’orifice a

Nous rappelons que ces résultats sont liés à un cas d’absence de gaz neutre dans la bulle et la cavité. Cette condition s’approche des conditions réelles dans le cas d’une cavitation par bulle due à la nucléation de surface. Nous allons voir dans les chapitres suivants que la production des bulles est un processus cyclique dû au phénomène de vaporisation. Il est évident alors, qu’après un certain nombre de cycles, la quantité de gaz neutre dans la cavité devient négligeable par rapport à la quantité de vapeur.

Ce raisonnement ne peut pas être appliqué pour une bulle ancrée dans la cavité due à l’emprisonnement de l’air directement après le remplissage du tunnel. Dans ce cas, la quantité du gaz neutre (l’air) dans la cavité est prépondérante et ne peut être négligé dans la fonction $f(h)$

8.2.4 Oscillation de la bulle autour de sa position d’équilibre :

Sur la figure 8.2, les point A et B représentent des points d’équilibre de la bulle. L’étude de l’équation différentiel 8.7, au voisinage de ces points montre que la bulle oscille de manière harmonique autour de sa position d’équilibre. En dérivant cette équation et en posant $x = h - a$, nous avons :

$$\ddot{x} + \frac{2\gamma_1}{\rho a^3} x = 0 \quad (8.11)$$

La fréquence d’oscillations de la bulle est alors :

$$\omega_0 = \left(\frac{2\gamma_1}{\rho a^3} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (8.12)$$

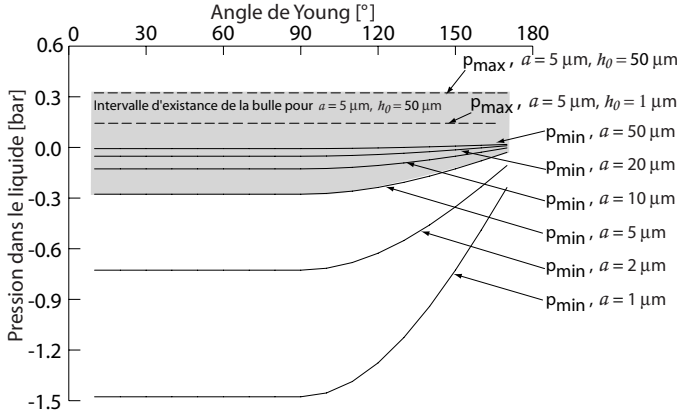


Figure 8.4 – p_{max} en fonction de θ_Y pour différentes valeurs du rayon de l’orifice a

L’étude des oscillations d’une bulle ancrée dans une cavité conique a fait l’objet d’une publication par [Morch \[2000\]](#). L’expression suivante de la fréquence ω_0 a été proposée :

$$\omega_{0,Morch} = \left[\frac{9\kappa p_\infty}{2\rho R_0^2(1+V_s^*)} - \frac{\gamma_{lg}}{\rho R_0^3} \left(4 - \frac{9\kappa}{1+V_s^*} \right) \right]^{\frac{1}{2}} \quad (8.13)$$

- R_0 : Le rayon de la base de la bulle. (Équivalent au paramètre a dans notre cas)
- V_s^* : Le volume de la partie conique en dessous de la bulle adimensionnalisé par le volume d’une demi sphère de rayon égal au rayon de courbure de la bulle

Dans le cas d’une bulle d’air dans un milieu liquide infini, le premier à estimer la valeur de ω_0 , est [Minnaert \[1933\]](#) :

$$\omega_{0,Minnaert} = \frac{1}{R_0} \left(\frac{3p_{g0}}{\rho} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (8.14)$$

Le modèle de Rayleigh-Plesset permet de généraliser l’analyse de Minnaert en tenant compte de la tension superficielle :

$$\omega_{0,Rayleigh} = \frac{1}{R_0} \left(\frac{3(p_\infty - p_v + \frac{2\gamma}{R_0}) - \frac{2\gamma}{R_0}}{\rho} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (8.15)$$

Sur la figure 8.5 nous présentons une comparaison entre les quatre modèles en tenant compte des considérations suivantes :

- Notre modèle : On considère le point d’équilibre A pour une pression $p_\infty = 1.5$ bar
- Morch : $p_\infty = 1.5$ bar, $\kappa = 1$ et $V_s^* = 1$
- Rayleigh-Plesset : $p_\infty = 1.5$ bar
- Minnaert : $p_\infty = 1.5$ bar et $p_{g0} = p_\infty - \frac{2\gamma_{lg}}{R_0}$

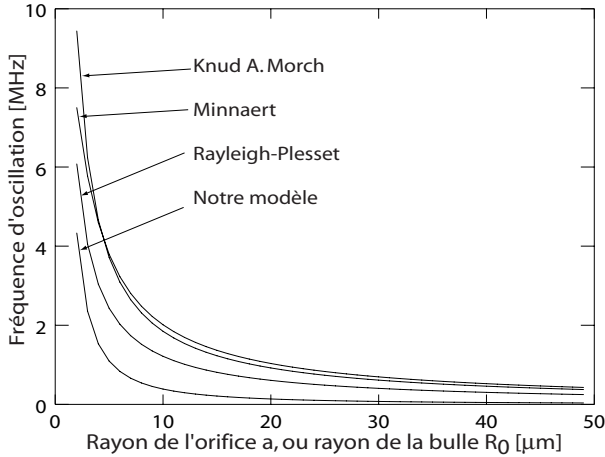


Figure 8.5 – La fréquence d'oscillations ω_0 , comparaison entre différents modèles théoriques

8.2.5 Influence du gaz, $p_{g0} \neq 0$:

Dans le cas où le gaz neutre est non-négligeable dans la cavité, il faut tenir compte des deux termes de la fonction $f(h)$.

Soit z , z_0 et z_1 tel que :

$$z = \frac{h}{h_0} \quad , \quad z_0 = \frac{a}{h_0} \quad \text{et} \quad z_1 = \frac{h_1}{h_0}$$

L'expression de f en fonction de z est :

$$f(z) = \frac{4\gamma_1}{h_0} \frac{z}{z^2 + z_0^2} - \frac{p_{g0}(1 + 3z_0^2)}{(1+z)(1-z+z^2+3z_0^2)}$$

Posons P_1 et K_1 tel que :

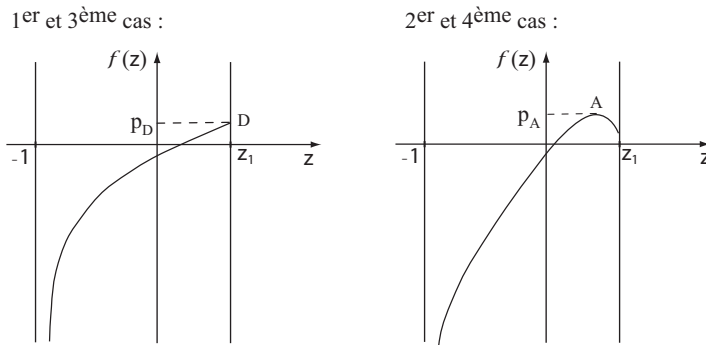
$$P_1 = \frac{4\gamma_1}{h_0} \quad \text{et} \quad K_1 = \frac{p_{g0}(1 + 3z_0^2)}{P_1}$$

La fonction f devient alors :

$$f(z) = P_1 \left[\frac{z}{z^2 + z_0^2} - K_1 \frac{1}{(1+z)(1-z+z^2+3z_0^2)} \right] \quad (8.16)$$

Ainsi pour discuter l'existence de la bulle sur la paroi en présence du gaz neutre nous tenons compte des paramètres suivants :

- z_0 : Paramètre associé à la géométrie de la cavité. Il représente le degré d'ouverture de l'orifice par rapport au volume de la cavité

Figure 8.6 – Les graphes de $f(z)$ sur l'intervalle $[-1, z_1]$ en présence du gaz neutre

- z_1 : Paramètre associé à la capillarité.
- P_1 : Paramètre caractérisant la pression à l'intérieur de la bulle
- K_1 : Coefficient sans dimension exprimant le rapport entre la pression du gaz neutre et la pression interne

Le critère de stabilité de la bulle sur la paroi devient :

$$\begin{cases} -1 < z < z_1 \\ f(z) + p_\infty - p_v > 0 \end{cases} \quad (8.17)$$

Les mêmes cas présentés dans le tableau 8.1 doivent être discutés. Le 1^{er} et 3^{ème} cas se traitent simultanément. Dans ces deux cas la fonction $f(z)$ aura l'allure montrée sur la figure 8.6 A, la bulle est ancrée dans la cavité si $p_\infty > p_v - p_D$. Le point D correspond à la limite de glissement sur la paroi solide. Le 2^{ème} et 4^{ème} cas se traitent simultanément, si p_{g0} n'est pas très grand. Dans le cas où $f(z)$ a l'allure de la courbe sur la figure 8.6 B, la bulle existe si $p_\infty > p_v - p_A$. Le point A est intérieur à la limite de glissement de la bulle sur la paroi.

Sur la figure 8.7 nous présentons un exemple de la pression limite de stabilité de la bulle dans une cavité contenant du gaz neutre à une pression de 1 bar. $P_1 = 0.1$ ce qui correspond à $h_0 = 30\mu\text{m}$. Sur la même figure nous présentons la pression critique prédite par Blake [1949] dans le cas d'une bulle dans un milieu liquide infini.

La figure 8.7 montre que pour des valeurs faibles du rayon de l'orifice a , la pression p_{min} croît rapidement, et au fur et à mesure que a augmente p_{min} converge vers p_v . Une influence notable de l'angle de Young est observée. Pour des valeurs faibles de a , la bulle résiste moins à la diminution de la pression pour les matériaux aux caractères les plus hydrophiles. Tandis que pour des valeurs élevées de a , elle résiste plus à la diminution de la pression pour les matériaux aux caractères les plus hydrophobes. p_{min} est très proche de la pression critique prédite par Blake pour un angle de Young inférieur 10° .

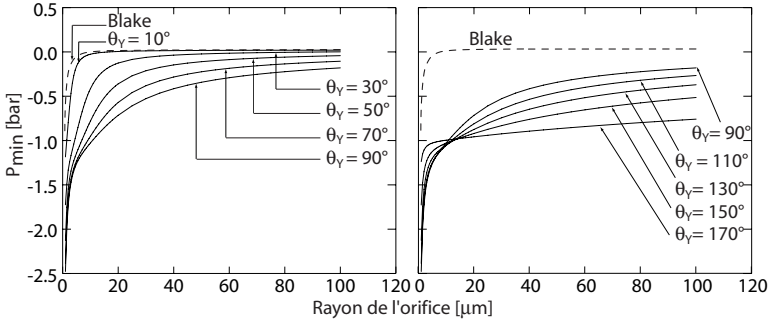


Figure 8.7 – p_{min} en fonction du rayon de l'orifice pour différents angles de Young, $h_0 = 30\mu\text{m}$ et $p_{g0} = 1\text{bar}$

8.3 Bulle dégagée de l'indentation

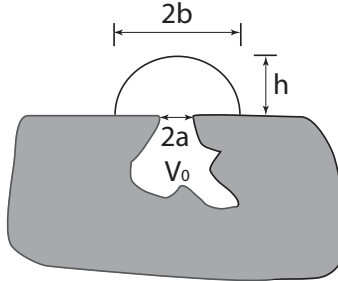


Figure 8.8 – Cas d'une bulle dégagée de la cavité

8.3.1 Equation de mouvement

Les calculs associés à la géométrie de la bulle dégagée de l'orifice de la cavité sont les mêmes que ceux effectués dans le paragraphe précédent à la différence de notation près : b remplace a . Le mouvement de la ligne de contact à la base de la bulle est exprimé par le rajout d'un terme dissipatif dans l'équation de Young (Gouin [2002]) :

$$\gamma_{lg}\cos\theta + \gamma_{sl} - \gamma_{sg} + \nu\dot{b} = 0$$

En fonction de h cette équation devient :

$$\nu\dot{b} + \gamma_1 \frac{h^2 - b^2}{h^2 + b^2} + \gamma_2 = 0 \quad (8.18)$$

En appliquant l'équation 8.2 au sommet de la bulle nous avons :

$$\frac{1}{2}\rho\dot{h}^2 = \frac{4\gamma_1\dot{h}}{b^2 + h^2} + p_\infty - p_v - p_g \quad (8.19)$$

Compte tenu de l'équation 8.18, et en négligeant le terme lié à la vitesse de la ligne de contact, l'équation 8.19 devient :

$$\frac{1}{2}\rho\dot{h}^2 = \frac{2(\gamma_1 - \gamma_2)}{h} + p_\infty - p_v - p_g \quad (8.20)$$

Rappelons que :

$$p_g = \frac{p_{g0}}{1 + \frac{V}{V_0}} \quad , \quad V_0 = \frac{\pi}{6}h_0(3a^2 - h_0^2) \quad \text{et} \quad V = \frac{\pi}{3}h^3\left(\frac{2\gamma_1 + \gamma_2}{\gamma_1 - \gamma_2}\right).$$

Nous avons alors :

$$p_g = \frac{p_{g0}h_0(3a^2 + h_0^2)}{h_0(3a^2 + h_0^2) + 2h^3\left(\frac{2\gamma_1 + \gamma_2}{\gamma_1 - \gamma_2}\right)}$$

Ainsi, l'équation de mouvement de l'interface de la bulle peut être exprimée en fonction de h :

$$\frac{1}{2}\rho\dot{h}^2 = \frac{2(\gamma_1 - \gamma_2)}{h} + p_\infty - p_v - \frac{p_{g0}h_0(3a^2 + h_0^2)}{h_0(3a^2 + h_0^2) + 2h^3\left(\frac{2\gamma_1 + \gamma_2}{\gamma_1 - \gamma_2}\right)} \quad (8.21)$$

8.3.2 Critère de stabilité de la bulle sur la paroi :

Posons $g(h)$ tel que :

$$g(h) = \frac{2(\gamma_1 - \gamma_2)}{h} - \frac{p_{g0}h_0(3a^2 + h_0^2)}{h_0(3a^2 + h_0^2) + 2h^3\left(\frac{2\gamma_1 + \gamma_2}{\gamma_1 - \gamma_2}\right)}$$

La hauteur h_1 associée à la limite de glissement de la bulle sur la paroi est, toujours, exprimée par :

$$h_1 = a\sqrt{\frac{\gamma_1 - \gamma_2}{\gamma_1 + \gamma_2}}$$

En fonction de z , z_0 et z_1 l'expression de g est :

$$g(z) = \frac{P_2}{z} - \frac{p_{g0}}{1 + K_2 z^3} \quad \text{avec} : \quad P_2 = \frac{2(\gamma_1 - \gamma_2)}{h_0} \quad \text{et} \quad K_2 = \frac{1}{z_1^2} \left(\frac{3z_0^2 + z_1^2}{1 + 3z_0^2} \right)$$

Ainsi pour discuter la stabilité de la bulle sur la paroi nous tenons compte de p_{g0} , P_2 , K_2 . Ce critère est formulé comme suit :

$$\begin{cases} z > z_1 \\ g(z) + p_\infty - p_v > 0 \end{cases} \quad (8.22)$$

8.3.3 Cas d'une faible présence de gaz neutre :

Dans le cas d'une faible présence de gaz neutre, la fonction $g(z)$ sur l'intervalle $[z_1, +\infty[$ est présentée sur la figure 8.9. La limite de glissement de la bulle sur la paroi correspond au point D. Ainsi la bulle est stable sur la surface si $p_\infty > p_v - p_D$.

La pression p_D dépend de K_2 qui dépend à son tour de θ_Y . Cette pression est une fonction décroissante de K_2 pour les matériaux hydrophiles et croissante pour les matériaux hydrophobes. La bulle résiste plus à la diminution de pression pour des matériaux caractérisés par un angle de contact au voisinage de 90° .

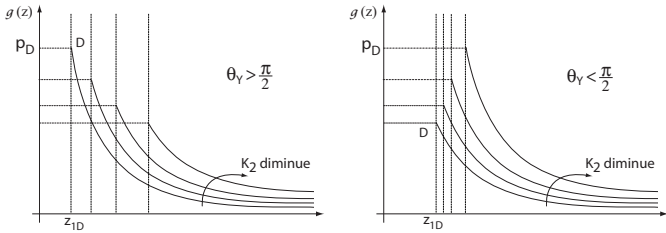


Figure 8.9 – Graphes de $g(z)$ pour une faible présence de gaz neutre

8.3.4 Cas d'une forte présence de gaz neutre

Dans ce cas, les graphes de $g(z)$ sur l'intervalle $[z_1, +\infty[$ peuvent avoir plusieurs allures en fonction de P_2 , K_2 . Deux exemple sont montrés sur la figure 8.10. La fonction $g(z)$ présente toujours un maximum mais peut ne pas avoir un minimum sur l'intervalle $]z_1, +\infty[$. Le même raisonnement que pour les cas précédents peut être appliqué dans ce cas. Un maximum de la fonction g pour $z > z_1$ est synonyme d'un décollement de la bulle avant l'atteinte de la limite de glissement. Si la fonction g présente un minimum pour $z > z_1$ alors il existe une limite inférieure de la pression en dessous de laquelle la bulle ne peut rester au contact de la paroi.

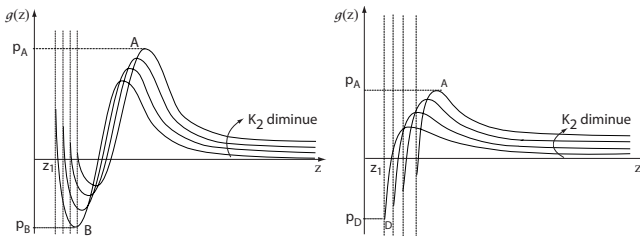


Figure 8.10 – Graphes de $g(z)$ pour une forte présence de gaz neutre

Cinquième partie

Conclusion

Originalités du travail

Les originalités de la présente étude, dont l'objectif est d'étudier le mécanisme physique d'apparition et de développement de la cavitation sur un profil isolé, sont :

- Classification de la nucléation dans un liquide suivant deux types. Une nucléation homogène et une autre de surface. Nous mettons en évidence la présence de cette dernière dans la paroi des profils rugueux et nous montrons qu'elle joue un rôle prépondérant dans le mécanisme d'apparition et de développement de la cavitation au bord d'attaque d'un profil hydrodynamique.
- Mesure de la tension dans l'eau liquide. Nous montrons expérimentalement qu'une eau, même si elle ne subit aucun traitement de dégazage, demeure capable de supporter des valeurs de pressions négatives sans se vaporiser (une valeur de -1 bar est mesurée dans l'une de nos expériences). L'utilisation d'un nouveau type de capteurs affleurants a permis des mesures de pressions en évitant les problèmes fréquemment rencontrés en utilisant les capteurs conventionnels. Ces problèmes étaient liés à la purge des orifices de prise de pression et ne permettait pas une mesure de la tension dans le liquide.
- Détection d'un nouveau régime de génération de bulles périodiques dû à la nucléation de surface. Des visualisations uniques dans leur genre sont montrées au cours de ce travail. Le mécanisme très complexe de développement d'une bulle issue d'un site de nucléation, dépend en premier lieu du débit de vaporisation qui dépend à son tour du niveau de pression au voisinage du bord d'attaque. Les propriétés physico-chimiques du matériau garantissent le caractère périodique et l'évolution cyclique des bulles. A cause d'un attachement en permanence à la source de vaporisation de l'interface liquide/vapeur, le manque de mouillabilité sur la paroi ne s'élimine jamais. La génération des bulles acquiert, ainsi, un caractère permanent dont la fréquence résulte du mode de détachement de la bulle et de l'interaction de cette dernière avec la pression locale qui subit une augmentation brutale avec l'évolution explosive de l'interface liquide/vapeur. Ce saut de pression impose un temps d'attente avant l'apparition d'une nouvelle bulle. Ce qui fixe la fréquence du phénomène. Nous remarquons en outre que la fréquence de génération des bulles peut être influencée par les fluctuations de la pression dues aux vibrations du profil.
- Mise en évidence du développement de la poche de cavitation à partir de la nucléation de surface. En observant un régime de transition d'une cavitation à

bulles périodiques à une cavitation à poche attachée, nous déduisons que la formation de la poche sur un site de nucléation est possible si le débit de vaporisation du liquide est suffisant. Notre attention s'est focalisée sur le comportement de la ligne de contact qui s'étend sur l'extrados du profil au cours de la formation de la poche. Ce mécanisme, comparé au développement de poches de gaz dans un liquide au repos, explique l'attachement des cavités à la paroi solide. En plus, nous déduisons que l'équilibre mécanique de la poche de cavitation ne nécessite pas un décollement de la couche limite laminaire car le débit élevé de vaporisation maintient cette poche qui ne présente aucune résistance significative à l'écoulement incident.

- Proposition d'un modèle de stabilité d'une bulle issue d'une indentation creusée dans le solide. La pression critique de stabilité de la bulle est calculée en fonction de la géométrie de l'indentation et des propriétés physico-chimiques caractérisées par l'angle de Young. Dans un état d'équilibre les fréquences de vibrations acoustiques de l'interface liquide/vapeur sont calculées et comparées à d'autres modèles.
- Mise en évidence de l'influence des contraintes de cisaillement sur l'apparition et la disparition de la cavitation et proposition d'un nouveau critère d'apparition de la cavitation basé sur la pression et le cisaillement dans le liquide.

Classification de la cavitation sur un profil isolé

Les expériences montrent que la poche de cavitation peut être classée suivant le mécanisme de son apparition. Dans la suite nous proposons un schéma des différents types de poches observées au cours de notre travail. Ensuite nous récapitulons en présentant les caractéristiques principales de chaque type.

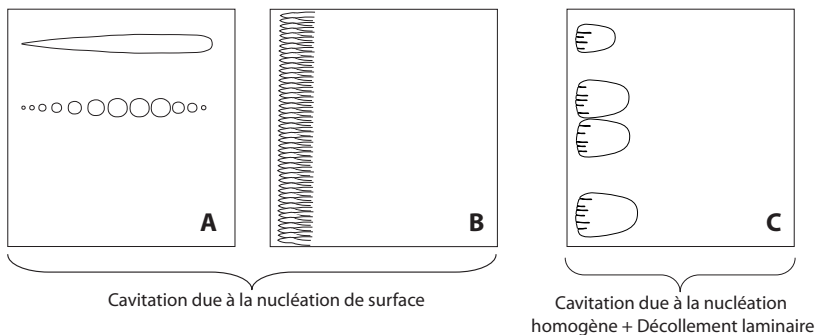


Figure 8.11 – Classification de la cavitation sur un profil isolé suivant le mécanisme d'apparition

Cavitation due à la nucléation de surface

1. Vitesses modérées et faibles incidences (figure 8.11 A)

La poche dans ce cas apparaît sous forme de cavités coniques attachées à la paroi. L'interface de la poche est toujours transparente et s'allonge sur une grande partie de l'extrados du profil. Ce type de cavitation est obtenu sur le profil Naca0009 rugueux ($R_a > 1\mu m$) pour des vitesses modérées (5 m/s à 15 m/s) et des faibles incidences (0° à 2.5°). La transition de la cavitation par poche à la cavitation par bulle est possible en diminuant l'incidence ou en augmentant le nombre de cavitation. Le cône de vapeur se forme par coalescence de plusieurs bulles ou par l'allongement d'une seule bulle. Le mécanisme d'ap-

parition de ce type de cavitation dépend étroitement de la rugosité et des propriétés physico-chimiques qui gouvernent le mouvement de la ligne triple.

2. Vitesses et incidences élevées (figure 8.11 B)

Pour les vitesses et les incidences élevées ($\alpha > 3$, $C > 15 m/s$), l'apparition de la cavitation sur la nucléation de surface apparaît uniquement sous forme de poches coniques. Ces dernières s'attachent à la paroi et s'étalent sur toute l'envergure du profil. Elles sont spatialement ordonnées sous l'effet de l'écoulement 3D autour de chaque cavité. Pour les plus hautes vitesses les cavités coalescent en formant une poche unique. Cette dernière possède une interface opaque à cause de la turbulence. L'équilibre mécanique des poches sur le profil ne peut pas être expliqué par le modèle du décollement de la couche limite laminaire, ce décollement est supprimé par la transition à la turbulence. La présence de contraintes élevées de cisaillement favorise la vaporisation et maintient la présence de la poche.

Cavitation due au décollement laminaire (figure 8.11 C)

Sur les surfaces poli-miroir et pour des vitesses faibles ($C < 10 m/s$), les poches sont plus larges et présentent un front bidimensionnel. Un décollement de la couche limite laminaire garantit l'équilibre de la poche. Cette dernière est généralement franchie par des couloirs du liquide dus à des perturbations locales du décollement de la couche limite laminaire. Le mécanisme d'apparition de la cavitation dans ce cas se produit quand les germes libres s'introduisent dans les zones de recirculation créées en aval du décollement laminaire. Ces germes grossissent alors sans être balayés par l'écoulement.

Perspectives

Plusieurs voies de recherche peuvent être envisagées pour poursuivre la présente étude. En ce qui concerne la nucléation de surface et face à l'interaction de plusieurs paramètres influençant l'apparition de la cavitation, il sera utile de réaliser des expériences en éliminant l'influence d'autres paramètres comme par exemple les fluctuations de pression au bord d'attaque. Cette influence peut être évitée en planifiant des tests sur un profil encastré dans le hublot de la veine d'essai à une incidence fixe. Ceci permettrait l'atténuation des vibrations du profil dues aux interactions fluide-structure. Les fréquences de lâchers des bulles seraient, seulement, des caractéristiques de l'évolution naturelle de l'interface liquide/vapeur.

Nos expériences montrent que la nucléation de surface est très sensible à la rugosité de surface et aux propriétés physico-chimiques du matériau. Les tests sont réalisés sur des profils en acier noircis par un traitement chimique dans le but d'augmenter la qualité des visualisations. Sur ce type de profil, c'est très complexe de caractériser avec précision les paramètres de rugosité et les propriétés physico-chimiques. Nous nous sommes contentés, donc, de mesurer la rugosité moyenne arithmétique sur les deux profils. Alors que, pour bien comprendre l'influence de la rugosité de surface, des éléments de rugosité creusés dans un matériau possédant des propriétés physico-chimiques connus, est nécessaire. La géométrie de ces éléments de rugosité doit être bien contrôlée. Les avancées techniques récemment réalisées dans le domaine de la micro et nano technologie pourraient servir à atteindre cet objectif. Notre étude théorique est bénéfique pour le choix des géométries à étudier en fonction de la nature du matériau. A travers cette étude nous avons réussi à construire un modèle de détachement d'une bulle d'un site de nucléation dans un liquide au repos. Cet effort mérite une continuation dans le but d'établir un modèle de détachement de la bulle de la paroi dans un liquide en écoulement cisailé. L'analyse du rôle de la nature des matériaux sur l'apparition de la cavitation est possible en effectuant des tests sur des profils en téflon (matériau super-hydrophobe) et en cuivre (matériau super-hydrophile). Un grand soin devra être consacré à la réalisation du même état de surface pour les deux types de matériaux.

Des moyens de visualisations performants devront être disponibles pour observer l'évolution de la bulle durant sa première phase de naissance, l'utilisation d'une caméra rapide et des objectifs télescopiques est nécessaire. Les objectifs utilisés doivent offrir la possibilité d'effectuer des visualisations avec une distance de travail de l'ordre de 30 cm (distance minimale pour les prises de vue au dessus de la veine d'essai). Ainsi que des prises de vue dans une fenêtre de 1 mm², par exemple, et un grossissement supérieur à 16×.

Finalement, il serait intéressant d'analyser plus en détail le rôle des contraintes de cisaillement dans le mécanisme d'apparition de la cavitation sur un profil hydrodynamique. Les

éléments de rugosité appliqués au bord d'attaque du profil nous ont permis de confirmer que les contraintes de cisaillements jouent un rôle important dans le mécanisme d'apparition de la cavitation. Cependant, nous ignorons la nature de l'écoulement local au voisinage de ces éléments de rugosité. Un choix différent de la géométrie de ces derniers sera plus bénéfique dans le sens ou dans la littérature, il existe des études expérimentales qui caractérisent l'écoulement autour de géométries classiques (élément de rugosité sous une forme cubique par ex.). Les tests pourraient être, aussi, accompagnés par des calculs numériques qui permettront de mieux analyser les observations expérimentales.

Bibliographie

- V. H. Arakeri. Viscous effects on the position of cavitation separation from smooth bodies. *J. Fluid Mech.*, 68 :779-99, 1975.
- V. H. Arakeri and A. J. Acosta. Viscous effects in the inception of cavitation on axisymmetric bodies. *J. Fluids Engrg.*, 95 :519-27, 1973.
- C. Arn. *Analyse et prédiction de la baisse de rendement des turbines francis par cavitation à bulles*. PhD thesis, Thèse de doctorat, EPFL, Suisse, 1998.
- R. Arndt and A. T. Ippen. Rough surface effects on cavitation inception. *Transactions of the ASME : Journal of Basic Engineering*, 90 Serie D :249–261, 1968.
- R. E. A. Arndt. Cavitation in fluid machinery and hydraulic structures. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 13 :273–328, 1981.
- P. Ausoni. *Etude du mécanisme de génération des tourbillons de von Karman et de leurs interactions avec la structure*. PhD thesis, Travail pratique de diplôme, rapport.-Bibliographie , Lausanne : LMH/EPFL, 2004.
- F. Avellan, P. Henry, and I. Ryhming. A new high-speed cavitation tunnel for cavitation studies in hydraulic machinery. In *International Symposium on Cavitation Research Facilities and Techniques*, volume FED-Vol. 57, Boston, Decembre 1987. ASME Winter Annual Meeting.
- F. G. Blake. *The onset of cavitation in liquids*. Harvard Acoustics Res. Lab., T.M.9, 1949.
- C. E. Brennen. *Cavitation and Bubble Dynamics*. Oxford University Press, New-York, 1995.
- L. Briançon-Marjollet. *Couche-limites, Germes et cavités en interaction : Etude Physique*. PhD thesis, Thèse, Université scientifique, technologique et médicale de Grenoble, 1994.
- L. Briançon-Marjollet, J.P. Franc, and J.M Michel. Transient bubbles interacting with an attached cavitation and the boundary layer. *Journal of Fluid Mechanics*, 218 :355–376, 1990.
- L. J. Briggs. Limiting negative pressure of water. *J. Appl. Phys.*, (21) :721–722, 1950.
- J. F. Caron. *Étude de l'influence des Instationnarités des écoulements sur le développement de la cavitation*. PhD thesis, Thèse de doctorat, EPFL, Suisse, 2000.

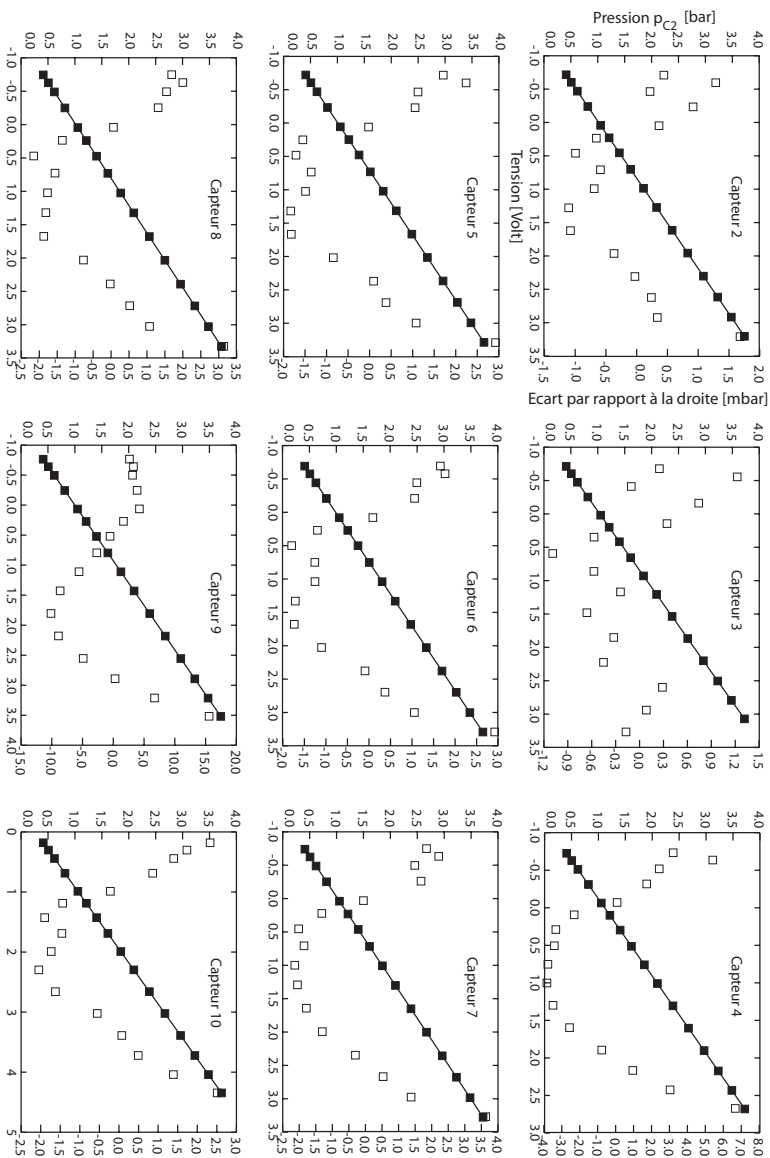
- M. V. Casey. the inception of attached cavitation from laminar separation bubbles on hydrofoils. *Conf. held at Heriot-Watt Univ. Edinburg, Scotland*, pages 9–16, Sept. 1974.
- S. L Ceccio. *Observations of the dynamics and acoustics of travelling bubble cavitation*. PhD thesis, Thesis, California Institute of Technology, 1990.
- L. Djenidi, R. Elavarasan, and A. Antonia. The turbulent boundary layer over transverse square cavities. *J. Fluid Mech.*, 395 :271–294, 1999.
- Ph. Dupont. *Etude de la Dynamique d'une Poche de Cavitation Partielle en Vue de la Prediction de l'Erosion dans les Turbomachines Hydrauliques*. PhD thesis, Thèse de doctorat, EPFL, Suisse, 1993.
- W. Faller, M. Farhat, and F. Avellan. Some effects of surface roughness on cavitation inception. *Proceedings on the International Symposium on Propulsors and Cavitation*, 1992.
- M. Farhat. Seabus-hyder project : test of air-fed foils. 1999.
- M. Farhat. *Contribution à l'Étude de l'Érosion de Cavitation : Mécanismes Hydrodynamiques et Prédiction*. PhD thesis, Thèse de doctorat, EPFL, Suisse, 1994.
- M. Farhat, S. Natal, F. Avellan, F. Paquet, P Lowys, and M. Couston. Onboard measurements of pressure and strain fluctuations in a model of low head francis turbine. part 1 : Instrumentation. *Proceedings of the 21st IAHR Symposium on Hydraulic Machinery and Systems*, pages 672–679, 2002.
- J. P. Franc and J. M. Michel. Attached cavitation and the boundary layer : Experimental investigation *Journal of Fluid Mechanics*, 154 :63–90, 1985.
- J.P. Franc, F. Avellan, B. Belhadji, J.Y. Billard, L. Briançon-marjolet, D. Fréchou, D.H. Fruman, A. Karimi, J.L Kueny, and J.M Michel. *La Cavitation : Mécanismes Physiques et Aspects Industriels*. Collection Grenoble Sciences. Presse Universitaires de Grenoble, Grenoble, 1995.
- M. Gaster. The structure and behaviour of laminar separation bubbles. *NPL Aero. Rep. (revised)*, 1181, 1992.
- B. Gindroz, F. Avellan, and P. Henry. Francis cavitation tests with nuclei injection : a new test procedure. *Proceedings of the 16th Symposium of the IAHR, section on hydraulic machinery and cavitation : Large and medium size hydraulic machinery and installations - from planning to operation, Sao Paolo, Brésil,* 14th to 18th September 1992.
- S. Gopalan and J. Katz. Flow structure and modeling issues in the closure region of attached cavitation. *Physics of Fluids*, 12 :895–911, 2000.
- H. Gouin. The wetting problem of fluids on solid surfaces.part 2 : the contact angle hysteresis. *Continuum Mech. Thermodyn.*, 15 :597–611, 2002.
- P. Griffith and J. D. Wallis. The role of surface conditions in nucleate boiling. *Ser. Heat Transfer*, 56 :49–63, 1960.

- R. Hirschi. *Prédiction par modélisation numérique tridimensionnelle des effets de la cavitation par poche dans les turbomachines hydrauliques*. PhD thesis, Thèse de doctorat, EPFL, Suisse, 1998.
- T. T. Huang and F. B. Peterson. Influence of viscous effects on model/full-scale cavitation scaling. *Journal of Ship Research*, 20 N°4 :215–223, 1976.
- T. Jacob. *Evaluation sur modèle réduit et prédiction de la stabilité de fonctionnement des turbines Francis*. PhD thesis, Thèse de doctorat, EPFL, Suisse, 1993.
- S. F. Jones, G. M. Evans, and K. P. Galvin. Bubble nucleation from gas cavities, a review. *Advances in Colloid and Interface Science*, 80 :27–50, 1999.
- D. Joseph. Cavitation and the state of stress in a flowing liquid. *J. Fluid Mech.*, 366 :367–378, 1998.
- J. Katz. Determination of solid nuclei and bubble distribution in water by holography. *California Institute of Technology Report N°. Eng.*, 183-3, 1978.
- J. Katz. Cavitation phenomena within regions of flow separation. *J. Fluid Mech.*, 397-436, 1984.
- G. S. Kell. Early observations of negative pressures in liquids. *Am. J. Phys.*, (51) :1038, 1983.
- R. T. Knapp, J. W. Daily, and F. G. Hammitt. *Cavitation*. Engineering Societies Monographs. McGraw-Hill, New York, 1970.
- P. Kuhn-de Chizelle, Y. *Hydrodynamics, Acoustics and Scaling of traveling Bubble cavitation*. PhD thesis, California Institute of Technology, 1994.
- G. Kuiper. Some experiments with specific types of cavitation on ship propellers. *Journal of Fluids Engineering*, 104 :105–114, Mars 1982.
- G. Kuiper. Reflections on cavitation inception. *Cavitation and Multiphase Flow, ASME*, 1985.
- T. G. Leighton. *The Acoustic Bubble*. Academic Press INC, 1st edition, 1994. ISBN 0-12-441920-8.
- C.-Y. Li and S. L. Ceccio. Interaction of single travelling bubbles with the boundary layer and attached cavitation. *J. Fluid Mech.*, 322 :329–353, 1996.
- Charles L. Merkle, Jin Zhang Feng, and Phillip E.O. Buelow. Computational modeling of the dynamics of sheet cavitation. In *3rd Int. Symposium on Cavitation*, pages 307–311, Grenoble, France, april 1998.
- J. H. Meulen. A holographic study of the influence of boundary layer and surface characteristics on inceptant and developed cavitation on axysymmetric bodies. *12th Symp. Naval Hydrodyn. Washington DC*, pages 433–51, 1978.

- R. S. Meyer, M. L. Billet, and J. W. Holl. Freestream nuclei and travelling bubble cavitation. *Trans ASME I : J. Fluids Engng*, 114 :672–679, 1992.
- S. G. Milton and V. H. Arakeri. Studies on cavitation inception process in separated flows. *Journal of Fluids Engineering*, 114 :85–92, Mars 1992.
- M. Minnaert. On musical air-bubbles and the sound of running water. *Philos. Mag.*, 16 : 235–248, 1933.
- K. A. Morch. Cavitation nuclei and bubble formation, a dynamic liquid-solid interface problem. *Journal of Fluids Engineering*, 122 :494–498, 2000.
- F. Numachi. Effect of surface roughness on cavitation performance of hydrofoils : Report 3. *Transactions of the ASME : Journal of Basic Engineering*, 89 Serie D :201–209, 1967.
- F. Numachi, R. Ōba, and I. Chida. Effect of surface roughness on cavitation performance of hydrofoils : Report1. *Transactions of the ASME : Journal of Basic Engineering*, 87 Serie D :495–503, 1965a.
- F. Numachi, R. Ōba, and I. Chida. Effect of surface roughness on cavitation performance of hydrofoils : Report 2. In *ASME Symposium on Cavitation in Fluid Machinery*, pages 16–31, 1965b.
- B. R. Parkin and R. W. Kermeen. Inception cavitation and boundary layer interaction on a streamlined body. *Clif. Inst. Technol. Hydrodyn. Lab*, Rep. E-35.2, 1953.
- F. Pereira. *Prédiction de l'érosion de cavitation : Approche énergétique*. PhD thesis, Thèse de doctorat, EPFL, Suisse, 1997.
- M. Plesset and A. Prosperetti. Bubble dynamics and cavitation. *Ann. Rev. of Fluid Mech.*, 9 :145–186, 1977.
- R. J. Speedy. Stability-limit conjecture. an interpretation of the properties of water. *J. Phys. Chem.*, (86) :982–991, 1982.
- L. Tassin and S. L. Ceccio. Examination of the flow near the leading edge of attached cavitation. part 1 : detachment of two-dimensional and axisymmetric cavities. *J. Fluid Mech.*, 376 :61–90, 1998a.
- L. Tassin and S. L. Ceccio. Examination of the flow near the leading edge of attached cavitation. part 2 : Incipient breakdown of two-dimensional and axisymmetric cavities. *J. Fluid Mech.*, 376 :91–113, 1998b.
- D. H. Trevena. *Cavitation & Tension in Liquids*. Adam Hilger, Bristol, 1987.
- Q. Zheng, D. J. Durben, G. H. Wolf, and C. A. Angell. Liquids at large negative pressures : Water at the homogeneous nucleation limit. *Science*, (254) :829–832, 1991.

Annexe

Etalonnage statique des capteurs de pression



Etalonnage statique des capteurs de pression (suite)

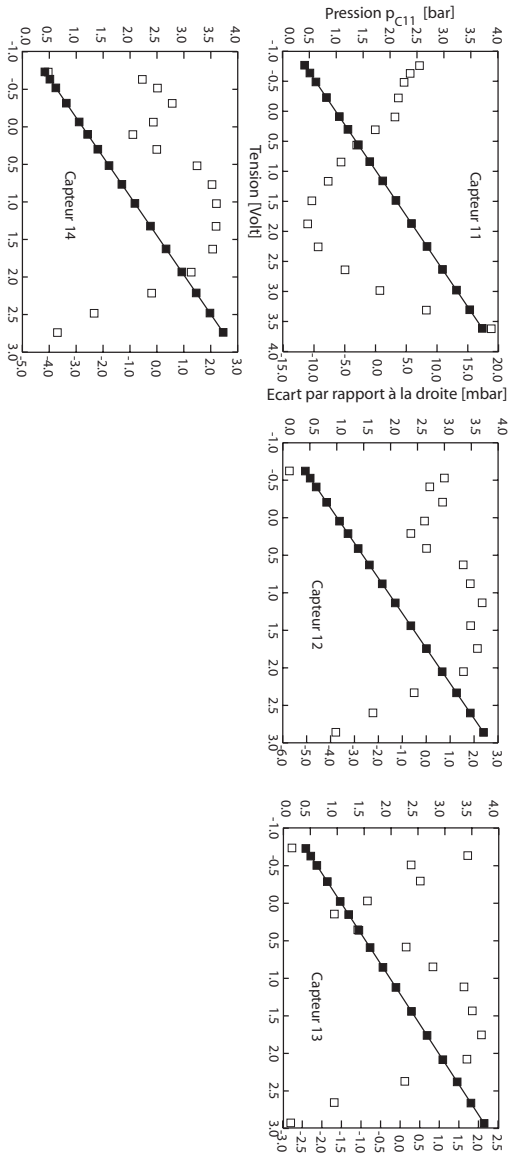


Table des figures

| | | |
|------|--|----|
| 1.1 | Diagramme de phase pression-température pour l'eau pure. | 4 |
| 1.2 | Développement de la cavitation à poche attachée sur l'extrados du profil 2D Naca009 | 5 |
| 1.3 | Développement de la cavitation à bulles sur l'extrados du profil 2D Naca009 | 6 |
| 1.4 | La cavitation de vortex | 7 |
| 1.5 | (a) : Développement de la cavitation d'entrée dans un modèle de pompe d'accumulation. (b) : dégâts d'érosion sur le prototype après 400 h de fonctionnement Farhat [1994] | 8 |
| 1.6 | Implosion d'une bulle sur la paroi d'un profil elliptique monté dans le tunnel de cavitation. La cadence de prise d'images est de 8000 Hz et 4000 Hz, respectivement, pour les photos à gauche (vue latérale) et à droite (vue de dessus). $C = 14 \text{ m/s}$, $\sigma = 0.38$, $\alpha = 1$ | 9 |
| 2.1 | Visualisation d'une cavitation par poche et d'une cavitation par bulle sur un profil 2D Naca 16-006. Vitesse d'écoulement : 20 m/s, Incidence : 1°, Farhat [1999] | 11 |
| 2.2 | Expérience de Huyghens (1662) | 12 |
| 2.3 | Le détachement d'une poche de cavitation selon Arakeri. (Franc et al. [1995]) | 15 |
| 3.1 | Tunnel de cavitation | 22 |
| 3.2 | Serveur temps réel du tunnel de cavitation | 24 |
| 3.3 | Le profil bidimensionnel Naca0009 | 25 |
| 3.4 | Le profil tridimensionnel Naca 16020 | 25 |
| 3.5 | Rugosité moyenne arithmétique | 26 |
| 3.6 | Définition des paramètres de rugosité R_z et R_m | 26 |
| 3.7 | Représentation graphique de l'état de surface du profil Naca0009 poli-miroir. | 27 |
| 3.8 | Représentation de la pointe de diamant en trois dimensions et de son empreinte | 27 |
| 3.9 | Application des rugosités sur le bord d'attaque du profil. Positionnement sur la machine-outil | 28 |
| 3.10 | Positions des indentations pour la configuration 3 (dimensions en mm) . | 29 |
| 3.11 | Positions des indentations pour la configuration 4 (dimensions en mm) . | 29 |
| 3.12 | Capteur de pression | 32 |
| 3.13 | Capteurs de pression | 33 |
| 3.14 | Pilote du numériseur <i>HP</i> | 35 |
| 3.15 | Chaîne d'acquisition | 36 |

| | | |
|------|---|----|
| 3.16 | Étalonnage statique des capteurs de pression | 37 |
| 3.17 | Étalonnage dynamique des capteurs de pression (Farhat et al. [2002]) | 38 |
| 3.18 | Vérification du fonctionnement des capteurs dans le domaine négatif de la pression | 39 |
| 4.1 | Mise en évidence de la présence de la nucléation de surface sur un profil Naca 0009. Génération périodique de bulles de gaz | 44 |
| 4.2 | Mise en évidence de la présence de la nucléation de surface sur un profil Naca 0009. Formation de poches de gaz à l'extrados du profil | 45 |
| 4.3 | Génération des bulles périodiques de cavitation à hautes fréquences sur le profil Naca 16020 | 46 |
| 4.4 | Génération des bulles périodiques sur le profil Naca 0009 pour deux incidences 1° et 1.5° . $C = 14 \text{ m/s}$, $\sigma = 0.3$ | 48 |
| 4.5 | Génération des bulles sur le profil Naca 0009, attachement de la bulle à la source de nucléation. $C = 14 \text{ m/s}$, $\sigma = 0.3$. Film : $\alpha = 1$. Photo : $\alpha = 1.5$ | 49 |
| 4.6 | Transition de la cavitation par bulle à la cavitation par poche en diminuant la pression. Profil de test : Naca 16020. $C = 15 \text{ m/s}$, $\alpha = 5.5$ | 51 |
| 4.7 | Départ des bulles périodiques sur une protubérance au bord d'attaque du profil Naca 16020 | 52 |
| 4.8 | Génération des bulles par les germes libres sur un profil Naca 0009. | 53 |
| 4.9 | Mesures de C_{tr} , C_{exp} , r_b et h en fonction de la position du centre de la bulle | 54 |
| 4.10 | Vue latérale du développement de la bulle sur l'extrados du profil Naca 0009. $C = 13 \text{ m/s}$, $\sigma = 0.42$, $\alpha = 1$ | 55 |
| 5.1 | Mesure de la tension dans le liquide au voisinage du bord d'attaque du profil Naca 0009 | 58 |
| 5.2 | Coefficient de pression mesuré pour différentes incidences du profil | 59 |
| 5.3 | Allée tourbillonnaire de <i>Von Karman</i> générées au bord de fuite du profil Naca 0009. Visualisation des vortex par la présence de vapeur. | 60 |
| 5.4 | Identification des trois premiers modes propres de vibrations du profil | 61 |
| 5.5 | Analyse spectrale des signaux de pression sur les capteurs à l'extrados du profil, $\alpha = 1$, $\sigma = 1.2$ | 62 |
| 5.6 | Signal de pression sur le capteur N°11 au cours de la formation d'une bulle, $C = 13 \text{ m/s}$, $\alpha = 1$, $\sigma = 0.3$ | 64 |
| 5.7 | Calcul potentiel du coefficient de pression autour d'une calotte sphérique. | 65 |
| 5.8 | Comparaison entre deux modes de naissance de la bulle | 65 |
| 5.9 | Visualisation de la formation d'un "spot" de cavitation, $C = 12 \text{ m/s}$, $\alpha = 2.3$, $\sigma = 0.5$ | 66 |
| 5.10 | Génération des bulles périodiques, Influence des vibrations du profil | 68 |
| 5.11 | Signaux de pression dans le domaine temporel et spectral illustrant l'influence des vibrations du profil sur la génération des bulles périodiques. Cas A : $C = 13 \text{ m/s}$, $\alpha = 1$, $\sigma = 0.42$. Cas B : $C = 13 \text{ m/s}$, $\alpha = 1$, $\sigma = 0.51$. Cas C : $C = 12.5 \text{ m/s}$, $\alpha = 1.75$, $\sigma = 0.52$ | 69 |
| 5.12 | Cavitation par poche sous forme de queues en amont de la bulle | 70 |

| | | |
|------|---|-----|
| 5.13 | Visualisation à multiples expositions de la bulle et signal pression sur les capteur N°1 et 2. $C = 13 m/s$, $\alpha = 1.5$, $\sigma = 0.3$ | 71 |
| 5.14 | Variations de pression sur les capteurs due au passage des bulles | 72 |
| 6.1 | Figures de cavitation sur le profil Naca0009 non poli ($\sigma = 1$, $\alpha = 3^\circ$). Tableau : Distance depuis le bord d'attaque du détachement de la poche. Graphe : Profils de pression en absence de la poche. | 74 |
| 6.2 | Figure de cavitation sur le profil Naca0009 poli-miroir | 75 |
| 6.3 | Figures de cavitation sur le profil Naca0009 poli-miroir ($\sigma = 1$, $\alpha = 3^\circ$) | 76 |
| 6.4 | Cohabitation, sur le profil Naca65012, d'une poche de cavitation lisse due au décollement laminaire et d'un "spot" initié par la nucléation de surface sur une indentation placée artificiellement sur le bord d'attaque du profil ($C = 11 m/s$, $\alpha = 4$, $\sigma = 1.1$) | 76 |
| 6.5 | Figures de cavitation pour la configuration 3 ($\sigma = 1$, $\alpha = 3^\circ$) | 78 |
| 6.6 | Figures de cavitation pour la configuration 4 ($\sigma = 1$, $\alpha = 3^\circ$) | 79 |
| 6.7 | L'hystérésis entre l'apparition et la disparition de la cavitation. Configurations 2 et 4 | 80 |
| 6.8 | Indentation sous forme de cube étudiée par Bohn (cf. Arndt [1981]) | 82 |
| 6.9 | Les paramètres locaux p_m et σ_a au moment d'apparition de la cavitation | 82 |
| 6.10 | Les paramètres locaux p_m et σ_d au moment de disparition de la cavitation | 83 |
| 6.11 | Filaments de vapeur restant attachés à l'indentation ($p_m = 1bar$, $\alpha = 3$) | 84 |
| 6.12 | Vitesse correspondant à la disparition en fonction de la profondeur des indentations | 85 |
| 6.13 | Attachement de la cavitation aux éléments de rugosité isolés | 86 |
| 6.14 | Tenseur de contraintes dans un liquide en mouvement | 87 |
| 7.1 | Équilibre d'une goutte sur une surface solide | 91 |
| 7.2 | Goutte d'eau posée sur une surface rugueuse. | 92 |
| 7.3 | Emprisonnement du gaz dans une indentation conique (Jones [1999]). | 92 |
| 7.4 | Stabilité d'un volume de gaz ancré dans une cavité solide | 93 |
| 7.5 | Schéma de formation d'une bulle sur un site de nucléation par diffusion gazeuse dans un liquide au repos. | 95 |
| 7.6 | Comparaison entre le mécanisme d'apparition des bulles séparées et le mécanisme de formation d'une poche attachée | 99 |
| 7.7 | Cisaillement simple du liquide à côté d'une plaque plane | 102 |
| 7.8 | Comparaison entre c_p et c_f pour $k_s = 50 \mu m$. (Aitbouziad) | 102 |
| 8.1 | Bulle ancrée dans la cavité solide | 106 |
| 8.2 | Les graphes de $f(h)$ sur l'intervalle $[h_0, h_1]$ en fonction de la nature du matériau et de la profondeur de la cavité | 109 |
| 8.3 | p_{min} en fonction de h_0 pour différentes valeurs du rayon de l'orifice a | 110 |
| 8.4 | p_{max} en fonction de θ_Y pour différentes valeurs du rayon de l'orifice a | 111 |
| 8.5 | La fréquence d'oscillations ω_0 , comparaison entre différents modèles théoriques | 112 |
| 8.6 | Les graphes de $f(z)$ sur l'intervalle $[-1, z_1]$ en présence du gaz neutre | 113 |
| 8.7 | p_{min} en fonction du rayon de l'orifice pour différents angles de Young, $h_0 = 30 \mu m$ et $p_{g0} = 1bar$ | 114 |
| 8.8 | Cas d'une bulle dégagée de la cavité | 114 |

| | | |
|------|--|-----|
| 8.9 | Graphes de $g(z)$ pour une faible présence de gaz neutre | 116 |
| 8.10 | Graphes de $g(z)$ pour une forte présence de gaz neutre | 116 |
| 8.11 | Classification de la cavitation sur un profil isolé suivant le mécanisme d'apparition | 121 |

Liste des tableaux

| | | |
|-----|---|-----|
| 3.1 | Valeurs moyennes de R_a , R_z et R_m | 27 |
| 3.2 | Choix de la résolution des images en fonction de la cadence de la caméra | 30 |
| 5.1 | Vitesse de translation de l'interface de la bulle | 67 |
| 5.2 | Intervalles de temps entre les images A, B, C, D et E | 71 |
| 6.1 | Valeurs de p_2 correspondant à $p_m = 1 \text{ bar}$ pour différentes valeurs de vitesses | 84 |
| 8.1 | Pressions limites de p_∞ en fonction de la nature du matériau et de la profondeur de la cavité | 108 |

Index

- angle
 - d'avancée, 92, 93
 - de recule, 92, 93
 - de Young, 91
- attachement de la vapeur
 - à la surface du capteur, 65
 - à la surface du profil, 47
 - à une protubérance, 50
- cavitation par bulles
 - due au germes libres, 53
- cinématique de la bulle, 54
- coefficient c_p , 58
- contraintes de cisaillement, 50
- couche limite, 70
- débit de vaporisation, 67
- diagramme thermodynamique des états de l'eau, 4
- diamant de Berkovich, 28
- flexion, 61
- flexion-torsion, 61
- fluctuations de la pression, 61
- forces capillaires, 12
- fréquences
 - de génération des bulles, 47, 68
 - des Von Karman, 60, 63
 - propres, 61, 63, 68
- hydrophile, 13, 91, 108, 116
- hydrophobe, 13, 91, 108, 116
- laser vibromètre, 60
- limite spinodale, 4
- modes de vibrations du profil, 60
- mouillabilité, 91, 93
- nucleation
 - homogene, 13
- oscillation de la bulle, 110
- postulat, 17
- pression critique, 13
- pression de la vapeur saturante, 57
- profil poli-miroir, 26, 53
- propriétés physico-chimiques, 91
- rayleigh-plesset, 14, 111
- rayon critique, 13
- rugosité
 - maximale, 26
 - moyenne, 26
 - moyenne arithmétique, 26
 - sous forme de protubérance, 50
- strouhal, 60
- temps de transit du germe libre, 13
- tension
 - superficielle, 111
- torsion, 61
- transition à la cavitation par poche, 50
- travail d'adhésion, 91
- tunnel de cavitation, 21
- vitesse d'expansion
 - de l'interface vapeur, 67
 - de la bulle, 54, 63
- vitesse de translation de la bulle, 54, 63
- von karman, 6

Curriculum Vitae de l'auteur

Nom : GUENNOUN Mohamed Faical

Age : 29 ans

Etat civil : Marié

Nationalité : Marocaine

Adresse : 24, Bélvédère, Casablanca, Maroc.

FORMATION ET DIPLOMES

2004 : Formation continue dans le domaine de création d'entreprise. Participation au programme venture challenge : Analyse Swot, écriture du Business Plan, marketing, communication, ventes et négociation, comptabilité et finances.

1999-2001 : Ecole Mohammed VI d'ingénieurs (EMI), Rabat, Maroc.

Diplôme d'ingénieur en Mécanique, option Energétique.

1996-1998 : Mathématiques Supérieures et Mathématiques Spéciales.

Lycée Moulay Idriss, Fès, Maroc.

1995 : Baccalauréat, série Sciences Mathématiques, Fès, Maroc.

EXPERIENCE PROFESSIONNELLE

Depuis Février 2006 : Chargé d'affaires chez TPSM/KSB (Fourniture installation et réparation de pompes). Développer le portefeuille client de KSB au Maroc. Répondre aux appels d'offre et consultations des clients. Planification et exécution de projets. Encadrement d'une équipe de 12 techniciens.

2001-2005 : Assistant Doctorant au Laboratoire de Machines Hydrauliques de l'Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne. Responsabilités d'encadrement des élèves ingénieurs, mesures expérimentales et maintenance d'un stand d'essai (Tunnel de cavitation).

LANGUES

Arabe : Parlé et écrit (langue maternelle)

Français : Parlé et écrit

Anglais : Parlé et écrit