

7^e JOURNEES DE L'HYDRODYNAMIQUE

MARSEILLE - 8, 9, 10 MARS 1999

ETUDE DES EFFETS D'ECHELLE SUR L'APPARITION ET LE DEVELOPPEMENT DE POCHE DE CAVITATION SUR DES SECTIONS D'AILES BIDIMENSIONNELLES

ASTOLFI J.A., DORANGE P., DENISET F., BILLARD J.-Y.

Laboratoire d'Hydrodynamique de l' Ecole Navale -
29240 BREST-NAVAL

mail : astolfi@ecole-navale.fr

Résumé

Ce travail décrit une expérience relative aux effets d'échelle sur l'apparition (disparition) de la cavitation et le développement des poches de cavitation sur des profils bidimensionnels. Les effets d'échelles ont été étudiés en comparant les résultats obtenus sur deux profils homothétiques l'un de corde 100 mm (N66-100), l'autre de corde 150 mm (N66-150). Une étude numérique en régime non cavitant prenant en compte les parois du tunnel a été menée en parallèle. Elle suggère que, pour le taux de confinement de l'expérience ($h/c = 1.92$ et $h/c = 1.28$), les effets des parois modifient les coefficients de portance et les valeurs de $-C_{p_{min}}$ par rapport à l'écoulement libre. En revanche, peu de différences apparaissent entre les deux profils. Les résultats expérimentaux montrent que dans la gamme de nombre de Reynolds choisi, pour un angle d'incidence fixé, le nombre de cavitation augmente avec le nombre de Reynolds. A part pour le profil de corde la plus grande et le nombre de Reynolds le plus grand, le nombre d'apparition (disparition) de cavitation est toujours inférieur à la valeur théorique de $-C_{p_{min}}$ obtenue par le calcul. L'étude du développement des poches de cavitation montre que la longueur réduite des poches, l/c , évolue sensiblement comme $[\sigma / (\alpha - \alpha_d(\sigma))]^{-m}$ avec m voisin de 2 et où $\alpha_d(\sigma)$ est l'angle de disparition de la cavitation à σ donné. Le comportement des poches reste stable tant que $l/c < 0.5$ et que $\sigma / (\alpha - \alpha_d(\sigma))$ reste supérieure à des valeurs d'environ 0.6 - 0.7.

Summary

The paper deals with an experiment concerning scale effects on the conditions of cavitation inception (desinence) and the development of attached sheet cavitation on two - dimensional hydrofoils. Scale effects have been studied by comparing the results obtained on two homothetical foils (N66-100 and N66-150), with respectively, 100 mm and 150 mm chord lengths. A numerical study has been also performed to study a possible effect of the tunnel walls (confinement) on the foil surface pressure distribution and lift coefficient. It is suggested that for the confinement rates of the experiment ($h/c = 1.92$ and $h/c = 1.28$), the walls modify the lift coefficient together with the values of $-C_{p_{min}}$ compared to the unbounded flow. On the other hand, no significant difference was recorded between the two foils. The experimental results showed that, for a given angle of incidence, the inception (desinent) cavitation number increased with Reynolds number. Excepted for the largest foil and for the largest Reynolds number, the inception cavitation number was found to be much smaller than the numerical value $-C_{p_{min}}$ obtained from computation. Sheet cavity development showed that the reduced cavity length, l/c , correlates quite well as $[\sigma / (\alpha - \alpha_d(\sigma))]^{-m}$ with m close to -2 and $\alpha_d(\sigma)$ is the angle for cavitation desinence for a given value of σ . The sheet cavity behavior appeared stable for $l/c < 0.5$ and $\sigma / (\alpha - \alpha_d(\sigma))$ larger to about 0.6 - 0.7.

1. Introduction

Le phénomène de cavitation doit être pris en compte autant que possible dès les premières étapes de la conception des machines hydrauliques. La conception des hélices marines, en particulier, requiert la sélection de sections de pales capables de retarder l'apparition de cavitation et si la cavitation est inévitable, d'éviter autant que possible le développement de cavités instables afin de réduire les problèmes d'érosion, de vibration et de bruit rayonné. Le choix d'une section nouvelle ou l'optimisation d'une section existante passe par l'étude conjuguée de ses performances hydrodynamiques (portance, traînée) et de son comportement vis à vis de la cavitation, (Valentine (1974), Eppler et Shen (1979, 1981), Mishima et Kinnas (1996)). Les approches pour répondre à ce type de problème sont expérimentales ou numériques, les deux approches devant se compléter autant que possible. Les expériences ont contribué pour beaucoup à la description physique du phénomène de cavitation, Arndt (1981), et les calculs pour leur part ont permis des avancées très prometteuses dans le domaine de l'optimisation, Kinnas (1998).

Les expériences sont pour la plupart réalisées en tunnel hydrodynamique, sur modèle réduit en milieu confiné. Une des difficultés des essais sur modèles réduits est le nombre de Reynolds relativement bas ($R_e \approx 10^5 - 10^6$) par rapport au réel ($R_e \approx 10^7 - 10^8$) et la présence des parois de la veine d'essais. Il est généralement accepté qu'à l'échelle réelle l'apparition de cavitation se produise quand la pression locale atteint la pression de vapeur du liquide. Ainsi l'apparition de la cavitation peut être prédite à partir de la distribution de pression puisque le nombre de cavitation à l'apparition, σ_i , est égal à l'opposé du minimum du coefficient de pression, $-C_{p_{min}}$. Cependant, sur modèle réduit de nombreux travaux expérimentaux montrent que cette dernière assertion n'est pas vérifiée et que l'apparition de la cavitation est fortement liée à la nature de la couche limite qui se développe sur l'obstacle. En particulier, les bulbes de décollement laminaire à nombres de Reynolds modérés ont une forte influence sur les conditions et la position de l'apparition de la cavitation. Et suivant que le bulbe est long ou court, la nature de la cavité de vapeur peut être différente, Kawanami et al. (1995). Arndt (1981), dans une revue de questions, indique que la différence entre σ_i et $-C_{p_{min}}$ est en partie due aux fluctuations de pression dans la zone de recollement. Ces effets d'échelle sont importants pour transposer au réel les prévisions obtenues en laboratoire (Huang et Peterson (1976), Billet et Holl (1981)).

D'autre part, la prise en compte des parois des veines d'essais (confinement) est nécessaire pour pouvoir comparer correctement les résultats obtenus dans différents tunnels hydrodynamiques ou par calculs numériques, Brewer et Kinnas (1998). Latorre et Baubeau (1990) ont montré des modifications importantes du comportement des couches limites et de la distribution de pression en présence des parois et estiment en conséquence qu'on peut s'attendre à des effets sur les conditions d'apparition de la cavitation. Récemment, concernant le développement des poches de cavitation, Brewer et Kinnas (1998) ont montré par le calcul que les parois du tunnel peuvent augmenter de façon très importante les longueurs de poche de cavitation.

D'un autre côté, dans la mesure où la cavitation est inévitable, on peut se poser la question de savoir si l'on peut établir un critère permettant de prévoir la stabilité des cavités de vapeur et en particulier des poches de cavitation. Un tel critère, s'il était établi, pourrait alors être intégré dans le processus de conception d'hélices et permettre d'élargir le domaine de fonctionnement de l'hélice sans que la cavitation soit trop pénalisante.

De notre point de vue, ces questions peuvent être traitées à partir d'une procédure expérimentale adaptée à l'étude de plusieurs sections d'ailes, et par la recherche de corrélations entre les conditions d'écoulement (nombre de cavitation, vitesse d'écoulement, angle d'incidence ou portance, confinement,...), les caractéristiques géométriques représentatives des sections (corde, épaisseur, cambrure, rayon de bord d'attaque,...) et les caractéristiques des cavités de vapeur (longueur, hauteur, volume,...). La recherche que nous avons entreprise se propose de traiter ces questions : déterminer dans quelle mesure les effets d'échelle influencent l'apparition et le développement des poches de cavitation ; possibilité d'établir (ou non) un critère de stabilité. Pour cela, une procédure expérimentale a été développée, mettant en œuvre des techniques élaborées d'analyse des poches de cavitation. L'expérience est fondée sur la détermination des conditions d'apparition (disparition) de la cavitation et sur l'analyse du développement des poches de cavitation (on s'intéresse en particulier à en déterminer la longueur). Cette dernière analyse a été menée jusqu'à une limite pour laquelle les poches devenaient visuellement fortement instables - larges fluctuations de la zone de fermeture avec éjections de grosses cavités de vapeur - correspondant à ce que nous avons défini comme étant une limite de stabilité. En parallèle, une étude numérique a été menée s'attachant à étudier les effets du confinement en régime non cavitant.

2. Approche numérique

L'étude numérique, réalisée en régime subcavitant, permet de compléter l'étude expérimentale. Son objectif est l'analyse de l'effet du confinement sur la répartition de pression à la surface des profils. Les effets d'échelle sont également analysés en testant l'influence de la longueur de la corde du profil sur cette répartition de pression. Pour cela, l'opposé du coefficient de pression minimal $C_{p_{min}}$ est calculé à la surface du profil et comparé au

nombre critique d'apparition de la cavitation σ_i mesuré lors des essais. Deux approches ont été menées: une approche en fluide parfait avec un code singularités et une approche en fluide visqueux à l'aide du logiciel Fluent-UNSTTM. Dans les deux cas, le maillage des profils reproduit fidèlement la configuration géométrique expérimentale. En particulier, les points du maillage des profils sont ceux qui ont été utilisés pour la fabrication du profil destiné aux essais en tunnel.

2.1. Approche en fluide parfait

L'écoulement tridimensionnel de fluide parfait est irrotationnel et permanent. Il est calculé à l'aide d'un code fondé sur la méthode intégrale aux frontières qui nécessite le recours à une double distribution de singularités (sources et doublets normaux). L'inconnue du problème est le potentiel de perturbation dans le domaine correspondant à l'écoulement. L'aile est discrétisée en facettes quadrilatères et le sillage est représenté par une nappe d'épaisseur nulle, constituée de lignes tourbillons issues du bord de fuite de l'aile. Ce sillage est déformé lors du calcul à l'aide d'une méthode lagrangienne. La condition de Joukowski non linéaire intégrée dans la résolution itérative par blocs permet d'assurer le raccord des pressions au bord de fuite.

Les parois de la veine d'essai sont prises en compte à l'aide de la méthode des images par une double série d'ailes rectangulaires, identiques à l'aile dans la section, mais disposées de part et d'autre des parois de la veine d'essai. Les positions de ces ailes images fictives sont déduites de celle de l'aile dans la section par des combinaisons de symétries et de translations par rapport aux quatre plans verticaux et horizontaux matérialisant les parois. Deux critères de convergence, le premier relatif aux valeurs des doublets normaux et le second relatif à la géométrie du sillage, doivent être satisfaits simultanément pour assurer la convergence du calcul. Le code a été validé lors d'une précédente étude, Deniset et Pellone, (1997).

2.2. Approche en fluide visqueux

Les calculs en écoulement de fluide visqueux sont réalisés avec le logiciel de thermo-hydraulique FluentTM dans sa version non structurée UNSTTM. Il s'agit d'un code de type volumes finis. L'aile étant rectangulaire, l'écoulement est bidimensionnel sauf près des parois latérales verticales. Un calcul 2D a donc été préféré à un calcul 3D, plus lourd à mettre en œuvre. De ce fait, seuls le plafond et le plancher de la veine ont été pris en compte. Le maillage se compose d'une région structurée autour de la section de l'aile étudiée – ce qui permet un meilleur contrôle de la densité du maillage dans la couche limite – et d'une région non structurée dans le reste du domaine de calcul de l'écoulement. Les maillages retenus comportent en moyenne 35000 cellules et sont le résultat de plusieurs allers et retours entre mailleur et solveur. L'influence de la densité du maillage sur le résultat du calcul a été testée. Le modèle de turbulence $k-\varepsilon$ standard est utilisé lors des calculs.

3. Approche expérimentale

3.1. Moyens expérimentaux et profils testés

Les essais ont été conduits dans la veine d'essais du tunnel de cavitation de l'école navale de 1 m de longueur et de section carrée de $h = 192$ mm de côté. La vitesse U de l'écoulement peut varier entre 3 m/s et 15 m/s, la pression P_o en mi - hauteur de veine peut varier entre 30 mbar et 3 bar. Un système de régulation permet de stabiliser les paramètres de fonctionnement suivant 3 modes de consigne: pression - vitesse, nombre de cavitation – vitesse, ou pression – nombre de cavitation. Le système permet une bonne stabilité des conditions d'écoulements pour un nombre de cavitation supérieur à 0.3 et une vitesse supérieure à 5 m/s.

Nomenclature

x = coordonnée suivant la corde	q = pression dynamique, $0.5\rho U^2$
c = longueur de corde	R_e = nombre de Reynolds, Uc/ν
e = épaisseur maximale	σ = nombre de cavitation, $(P_o - P_v)/q$
τ = épaisseur relative maximale, $e/c=0.06$.	σ_i = nombre de cavitation à l'apparition
f = cambrure relative, $=0.02$	σ_d = nombre de cavitation à la disparition
ρ_{te} = rayon de bord d'attaque relatif, 0.674τ .	l = longueur de poche
α = angle d'incidence	m = exposant
α_o = angle de portance nulle (théorique)	C_l = coefficient de portance
α_i = angle d'apparition de la cavitation	$C_{l\ inf}$ = coefficient de portance en milieu infini (sans parois)
α_d = angle de disparition de la cavitation	C_p = coefficient de pression sur la surface du profil
U = vitesse de l'écoulement	$C_{p\ min}$ = minimum de C_p
P_o = pression statique à mi - veine.	$C_{p\ min\ inf}$ = minimum de C_p en milieu infini
P_v = pression de vapeur	
ρ = masse volumique	
ν = viscosité cinématique	

Bien que le système de régulation soit performant, on note que le nombre de cavitation varie sensiblement de ± 0.04 autour de la valeur de consigne. La qualité de l'eau (concentration de germes de cavitation) n'a pas été contrôlée au cours de ce travail. Pour éviter d'éventuelles variations de celle-ci au cours des nombreuses expériences qui ont été menées une procédure de mise en eau a été adoptée à chaque changement de profils dans la veine d'essais, correspondant à la vidange de 5 m^3 d'eau par rapport au 65 m^3 de l'installation. Pour cela, le tunnel était mis en dépression aux alentours de 0.2 bar (vitesse de 8 m/s) pendant 4 heures environ, avant de commencer de nouvelles mesures. Deux profils de la série NACA66 ont été testés. Cette série est utilisée classiquement pour les pales d'hélices marines, Figure 1.

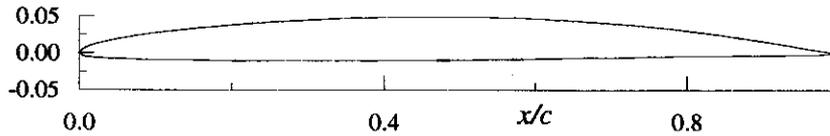


Figure 1. Section NACA 66 - TMB mod, $\tau = 6\%$, $a = 0.8$.

Les sections ont été établies à partir des données de Valentine (1974) et fabriquées par le Bassin d'essais des carènes. Elles sont définies par une ligne moyenne de paramètre $a = 0.8$, une épaisseur relative maximale $\tau = 6\%$ à 45% de la corde à partir du bord d'attaque et une cambrure $f = 2\%$. Le rayon de courbure du bord d'attaque divisé par la corde est donné par $\rho_e = 0.674 \tau$. L'angle de portance nulle théorique est $\alpha_0 = -2.35^\circ$. Les effets d'échelle ont été étudiés en augmentant la longueur de corde ; l'une des sections (N66-100) a une corde de $c = 100 \text{ mm}$ ($h/c = 1.92$) et l'autre (N66-150) (de même envergure) est 1.5 fois plus grande, $c = 150 \text{ mm}$ ($h/c = 1.28$). Les profils occupaient toute la largeur de la veine d'essais et étaient fixés sur les deux parois latérales à l'aide d'un système mécanique permettant leur rotation. Le système de mise en incidence équipé d'un moteur pas à pas permet un déplacement au 1/100 de degré avec une précision d'une seconde pour la lecture de l'angle. L'angle d'incidence nul était ajusté en alignant la corde du profil avec une ligne horizontale de référence tracée sur la paroi du fond de la veine. En parallèle, l'alignement est aussi vérifié en déplaçant un faisceau laser horizontalement du bord de fuite vers le bord d'attaque du profil. L'incertitude résultante sur l'angle d'incidence a été estimée à 0.14° .

Les paramètres fondamentaux caractérisant l'écoulement sont le nombre de Reynolds R_e , le nombre de cavitation σ et l'angle d'incidence α .

3.2. Apparition de la cavitation

L'apparition de la cavitation a été déterminée visuellement, sous éclairage stroboscopique. Le nombre de cavitation étant fixé, on augmente l'angle d'incidence très progressivement jusqu'à un angle α_c pour lequel on visualise l'apparition. L'opération inverse est faite pour détecter l'angle α_d pour lequel on a la disparition complète de la cavitation. Généralement l'apparition se manifeste soit sous forme d'une petite bande de vapeur attachée au voisinage du bord d'attaque, soit pour des incidences plus faibles ($\alpha < 2^\circ$), par des bulles entraînées par l'écoulement. En parallèle à la détection visuelle, une détection acoustique a été testée. Elle est fondée sur la détermination de l'angle α pour lequel on note une augmentation du bruit de fond généré par la cavitation à σ fixé.

3.3. Développement des poches de cavitation

Pour différents couples (α, σ) le type de cavitation (bulles, bande, poche,...) et les frontières approximatives entre les différents types ont été déterminés. Ceci a été réalisé en observant la cavitation pour une centaine de points de fonctionnement dans le plan (α, σ) à nombre de Reynolds constant. Le développement des poches a été analysé par illumination de la cavité de vapeur par une tranche laser. Pour des valeurs de α et σ fixées, plusieurs images ont été acquises par une caméra numérique et stockées sur une station de travail. Elles ont été ensuite traitées de façon à obtenir une image moyenne d'une tranche de la poche de cavitation. L'image moyenne permettait alors de déterminer, par interpolation polynomiale des pixels de la frontière moyenne de la poche et par superposition à la trace du profil sans cavitation, la longueur relative moyenne l/c pour chaque triplet (α, σ, R_e) . Il a été observé qu'à mesure qu'elle se développait (pour α fixé et σ décroissant progressivement) la poche passait, d'une poche fermée ($l \approx 0.1 c$) avec son point de fermeture sur la surface du profil, à une cavité ouverte (sur l'arrière) avec apport de structures de vapeur dans son sillage. Pour chaque angle d'incidence testé, les images de poches ont été réalisées jusqu'à une valeur de σ (défini comme étant la limite de stabilité) pour laquelle, les poches devenaient visuellement très instables avec des fluctuations pouvant être supérieure à 40% de la corde du profil. Cette situation correspond à celle pour laquelle la position de la zone de fermeture devenaient fortement fluctuantes avec l'éjection de grosses structures de vapeur à l'aval des poches. Les incertitudes sur les longueurs de poche sont de l'ordre de $\Delta l/l \approx 20\%$ pour des petites valeurs de σ voisines

de 1, correspondant aux poches les plus longues et les plus fluctuantes ($l \approx 0.5 c$) et de $\Delta l / l = 5 \%$ pour les petites poches ($l \approx 0.1 c$) pour des valeurs de σ de 2 à 3 environ. Ces différentes procédures ont été testées sur les deux profils et les résultats ont été comparés.

4. Résultats

4.1. Etude numérique en régime non cavitant

La présence des parois de la veine d'essai modifie les caractéristiques de l'écoulement, en particulier le coefficient de portance C_l . Pour cela, nous définissons le paramètre de confinement par le rapport h/c . Les faibles valeurs (h/c plus petit que 1) correspondent à des écoulements fortement confinés, Latorre et Baubeau (1990). Nous limitons le domaine d'étude à des angles d'incidence compris entre -6 et 6 degrés. En fluide parfait, nous avons vérifié en milieu infini et en milieu confiné que la présence des parois latérales verticales n'a pas d'effet sur C_l pour l'aile rectangulaire. Le coefficient de portance en l'absence de parois (milieu infini), $C_{l\ inf}$, sert de valeur de référence à incidence donnée. L'augmentation du coefficient de portance C_l en milieu confiné, relativement au $C_{l\ inf}$, permet alors de quantifier l'effet des parois horizontales – le fond et le plafond – sur l'écoulement. C_l est calculé pour 5 angles d'incidence (1, 2, 3, 4 et 5 degrés), le paramètre de confinement variant dans chaque cas de $h/c = 10$ à $h/c = 0.4$, ce qui correspond à une section d'essai de hauteur h comprise entre 1000 mm et 40 mm, sa largeur étant constante et fixée à 192 mm.

En milieu infini, le coefficient de portance C_l obtenu par le code potentiel a pour expression: $C_l = 0.10 \alpha + 0.23$ (Figure 2), indépendamment de la longueur de la corde de l'aile considérée, en accord avec Valentine (1974) qui propose $C_l = 0.10 \alpha + 0.235$.

Lorsque l'écoulement est confiné, C_l obtenu sur l'aile N66-100 est donné par: $C_{l\ 100} = 0.12 \alpha + 0.26$. Dans ce cas, $\alpha_0 = -2.15^\circ$. Les parois de la veine augmentent donc C_l de 16 % par rapport à $C_{l\ inf}$ ($C_{l\ 100} = 1.16 C_{l\ inf}$).

Pour l'aile N66-150, on a: $C_{l\ 150} = 0.13 \alpha + 0.27$, avec $\alpha_0 = -2.1^\circ$. On a donc: $C_{l\ 150} = 1.21 C_{l\ inf}$.

L'écart de 4 % entre $C_{l\ 100}$ et $C_{l\ 150}$ est faible mais peut être à l'origine de comportements différents des écoulements autour des ailes en régime cavitant. L'étude de $-C_{p\ min}$ présentée ci-après va permettre d'apporter des informations à ce propos.

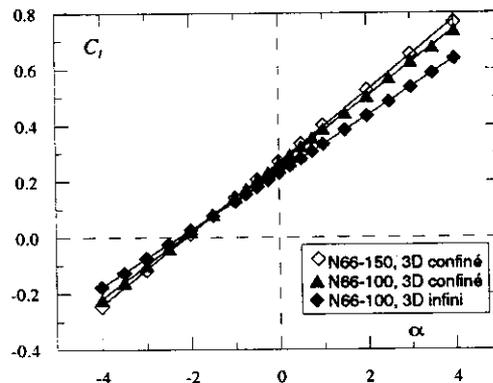


Figure 2. Coefficient de portance en fonction de l'angle d'incidence

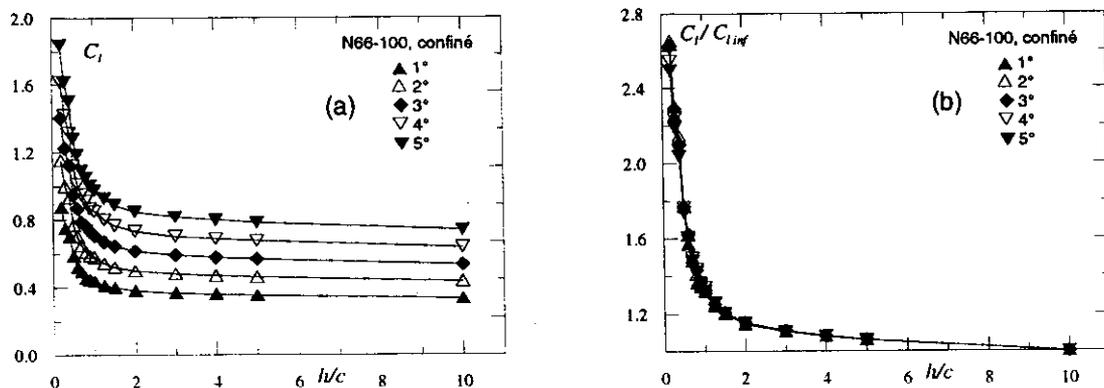


Figure 3. Influence du confinement sur le coefficient de portance.

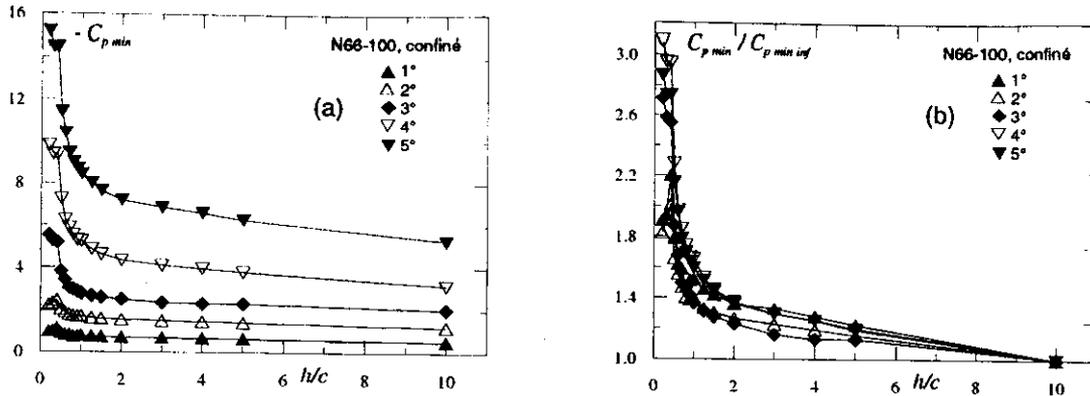


Figure 4. Influence du confinement sur le minimum du coefficient de pression.

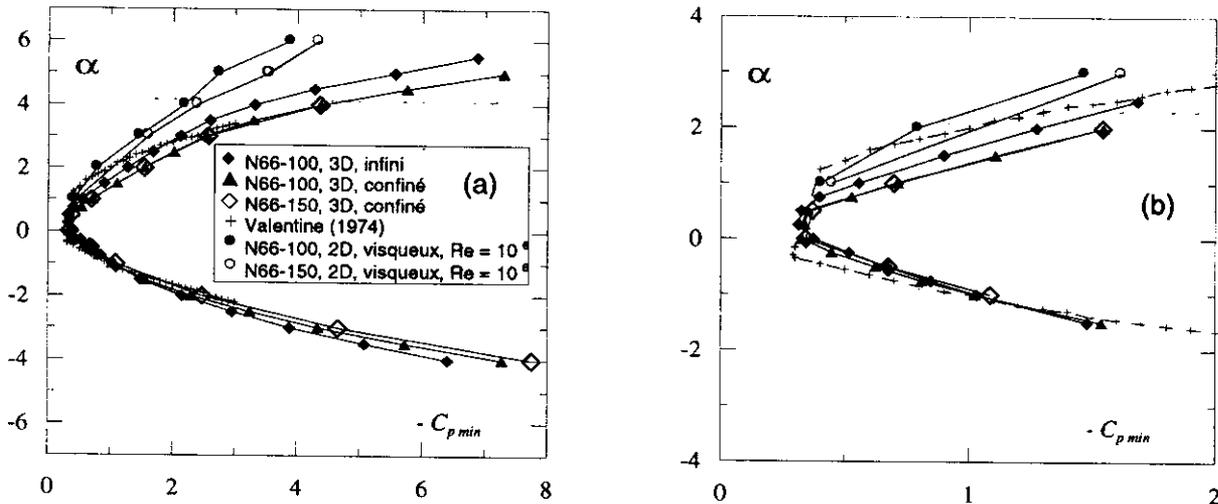


Figure 5. a) Enveloppe des minima du coefficient de pression : calcul potentiel (effet du confinement) et calcul visqueux. b) Agrandissement de la figure précédente pour $0 < -C_{p\min} < 2$.

La figure 3.a présente l'évolution de C_l en fonction de l'angle d'incidence α et du paramètre de confinement h/c pour l'aile N66-100. Le C_l obtenu à $h/c = 10$ est supérieur de 3 % à $C_{l\text{ inf}}$. Sur la figure 3.b, les mêmes courbes sont présentées en divisant C_l par $C_{l\text{ inf}}$ obtenu pour chaque incidence. La superposition des courbes obtenues à différentes incidences montre que l'effet de confinement est indépendant de l'angle d'incidence du profil. Cette courbe permet de quantifier de manière rapide l'augmentation relative de C_l par rapport à $C_{l\text{ inf}}$ en fonction du paramètre de confinement h/c .

Les variations de $-C_{p\min}$, en fonction de α et de h/c sont présentées sur la figure 4.a. Le comportement de $-C_{p\min}$ est analogue à celui de C_l . Pour chaque incidence, $-C_{p\min}$ est quasiment constant lorsque $h/c > 1$. Il évolue ensuite rapidement lorsque $h/c < 1$, son évolution étant d'autant plus rapide que l'incidence α est élevée. Ce phénomène est lié à l'augmentation de portance observée lorsque le niveau de confinement est augmenté, l'augmentation de C_l s'accompagnant d'une diminution de la pression sur l'extrados. Dans les configurations expérimentales ($h/c = 1.28$ et $h/c = 1.92$), le rapport $C_{p\min} / C_{p\min\text{ inf}}$ est de l'ordre de 1.3, Figure 4.b. On remarquera aussi que les courbes Figure 4.b sont moins bien superposées que pour le coefficient de portance associé représenté Figure 3.b, indiquant que les effets de confinement sur $C_{p\min}$ dépendent de l'angle d'incidence. La figure 5 présente la variation de $-C_{p\min}$ en fonction de α pour les profils N66-100 et N66-150 en milieu infini et en milieu confiné. Il apparaît que le confinement pourrait avancer l'apparition de la cavitation, dans l'hypothèse où cette dernière apparaît au point de pression minimale. Cette avance à la cavitation est nette aux incidences positives et quasiment inexistante aux incidences négatives. D'autre part, les résultats indiquent que les ailes N66-100 et N66-150 confinées ont des comportements très voisins du point de vue des valeurs de $-C_{p\min}$, excepté aux incidences négatives pour lesquelles l'aile N66-150 est susceptible de présenter une légère avance à la cavitation. La corde de l'aile n'a donc pratiquement pas d'influence sur la valeur de $-C_{p\min}$ en milieu confiné.

A faible incidence positive, la zone subcavitante prévue par Valentine est plus large que celle prévue par le code singularités 3D, Figure 5.b. La prise en compte de la couche limite avec le calcul réalisé par le logiciel Fluent-UNSTM, pour $Re = 10^6$, montre que la valeur de $-C_{p\min}$ est diminuée par rapport à l'approche fluide parfait pour

une incidence $\alpha > 2^\circ$, Figure 5. De plus le calcul visqueux indique un effet de confinement entre les deux profils avec $-C_{p_{min\ 150}} > -C_{p_{min\ 100}}$ à partir de 4° .

4.2. Apparition de la cavitation

La figure 6 représente l'angle d'apparition en fonction du nombre de cavitation pour différents nombres de Reynolds. Quand R_e augmente, la branche quasi - verticale de la carte de cavitation (cavitation par bulles) se déplace légèrement vers la droite (pour σ inférieur à 0.6 environ). De même la branche quasi - horizontale (cavitation par poches) est décalé et on observe que : à σ fixé, l'angle d'apparition diminue avec une augmentation de R_e . Entre $R_e = 0.5 \cdot 10^6$ et $R_e = 0.8 \cdot 10^6$, la différence est petite et devient très importante entre $R_e = 0.8 \cdot 10^6$ et $R_e = 1.2 \cdot 10^6$. Dans ce cas, elle est relativement constante en fonction de σ , elle est de l'ordre du demi - degré pour $\sigma > 1$. L'écart entre les courbes est observé à la fois sur l'extrados et l'intrados des profils. On peut noter également que pour le nombre de Reynolds le plus grand ($R_e = 1.2 \cdot 10^6$) la carte d'apparition de cavitation se rapproche de la courbe théorique de $-C_{p_{min}}$ en particulier pour $\alpha > 3^\circ$. Cependant dans les autres cas, les nombres de cavitation (apparition) sont toujours inférieurs aux valeurs théoriques de $-C_{p_{min}}$. Ces tendances sont assez similaires aux observations faites par d'autres, Billet et Holl (1981).

Un écart systématique entre l'angle d'apparition et de disparition de la cavitation a été observé sur les deux profils. Comme le montre la figure 7, l'angle de disparition est toujours inférieur à l'angle d'apparition. Cet écart est compris entre environ 0.5° et 1° suivant le nombre de cavitation et est quasiment indépendant du nombre de Reynolds, Figure 8.

La figure 8 montre, pour une corde donnée, l'influence du nombre de Reynolds sur le nombre de cavitation (apparition ou disparition). On note que pour α fixé, σ_i (ou σ_d) s'accroît avec le nombre de Reynolds. La figure 9 compare les conditions de cavitation entre les deux profils pour un même nombre de Reynolds. Alors que pour $R_e = 0.8 \cdot 10^6$ (Fig. 9.a) on observe un comportement comparable entre les deux profils, pour $R_e = 1.2 \cdot 10^6$ (Fig. 9.b) une nette différence existe entre les deux profils : pour un même nombre de Reynolds et même nombre de cavitation, l'angle d'apparition de la cavitation décroît avec l'augmentation de la dimension du profil. Ceci semble indiquer qu'à la fois le nombre de Reynolds et la dimension du profil sont tous deux des facteurs d'échelle importants. La figure 10 reprend un certain nombre de données de cavitation montrant la dispersion que l'on peut observer en fonction de nombre de Reynolds et de la longueur de corde considérée. On note également qu'à part pour le plus haut nombre de Reynolds et la plus grande corde, les données de cavitation sont éloignées des valeurs théoriques de $-C_{p_{min}}$. Ces écarts étant attribués pour une grande part aux effets de couche limite (bulbe de séparation laminaire en bord d'attaque), une étude a été menée en déposant une fine bande de rugosités le long du bord d'attaque du profil N66-100 de façon à déclencher artificiellement la transition. Les rugosités étaient composées de grains de sable fin déposés sur une fine couche de colle. La bande de rugosité occupait une zone de largeur égale à 5% de la corde depuis le bord d'attaque. Il est à noter que dans ce cas, la perception de l'apparition de la cavitation était plus difficile, elle n'apparaissait pas comme en régime lisse, sous forme d'une bande de cavitation le long du bord d'attaque, mais plutôt sous la forme d'un chapelet de petites bulles plus ou moins organisés le long de l'envergure "piégées" en aval des rugosités. L'angle de disparition a été déterminé comme l'angle pour lequel, il n'y avait plus de trace de cavitation. Dans ce cas, les essais menés au plus petit nombre de Reynolds ($R_e=0.5 \cdot 10^5$) montre que la disparition se produit pour des angles nettement plus petits qui se rapprochent des prévisions théoriques de $-C_{p_{min}}$ (Figure 10, ronds noirs).

La figure 11 compare les données précédentes aux prévisions numériques de $-C_{p_{min}}$ obtenues par le code visqueux. Comme on l'a vu précédemment, pour un angle donné, on observe que le code visqueux prévoit des valeurs de $-C_{p_{min}}$ nettement plus petites que l'approche potentielle. L'écart est d'autant plus important que l'angle d'incidence est grand. De plus, bien que la prévision visqueuse soit plus proche des valeurs de σ_i , la figure 12 reprenant les données de la figure 11 pour 3 angles d'incidences, montre que l'accord n'est pas vraiment satisfaisant sur la gamme d'angle d'incidence étudiée. Là encore, le désaccord peut être attribué au fait que le code visqueux ne prend pas en compte un éventuel décollement laminaire au niveau du bord d'attaque. Il apparaît qu'un calcul de couche limite avec décollement laminaire au bord d'attaque doit être mis en perspective pour valider ce dernier point.

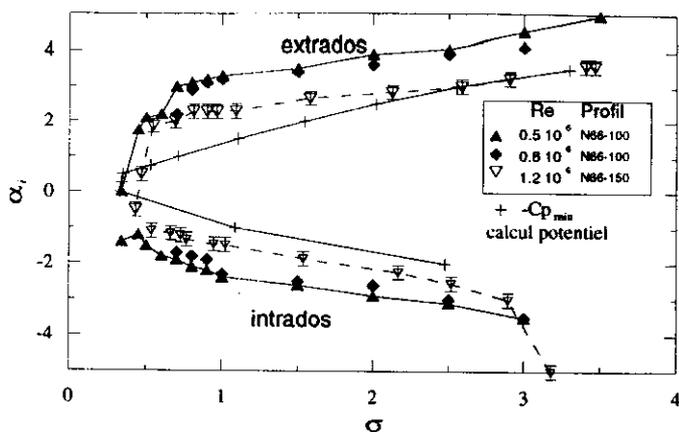


Figure 6. Carte de cavitation : angle d'apparition de la cavitation sur l'extrados et l'intrados à σ fixé pour les deux profils

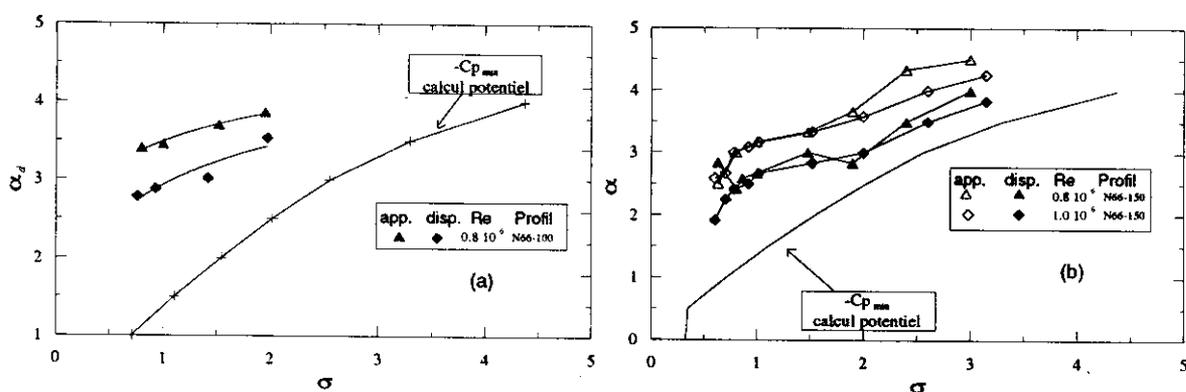


Figure 7. Carte de cavitation : comparaison entre angle d'apparition et de disparition de la cavitation sur l'extrados du profil N66-100 (a) et du profil N66-150 (b).

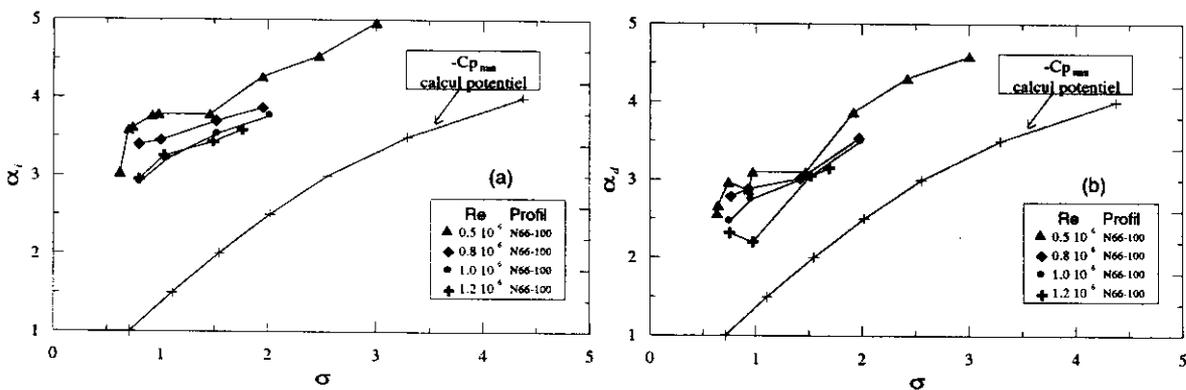


Figure 8. Carte de cavitation : effet du nombre de Reynolds sur l'angle d'apparition (a) et de disparition (b) de la cavitation sur l'extrados à σ fixé pour le profil N66-100.

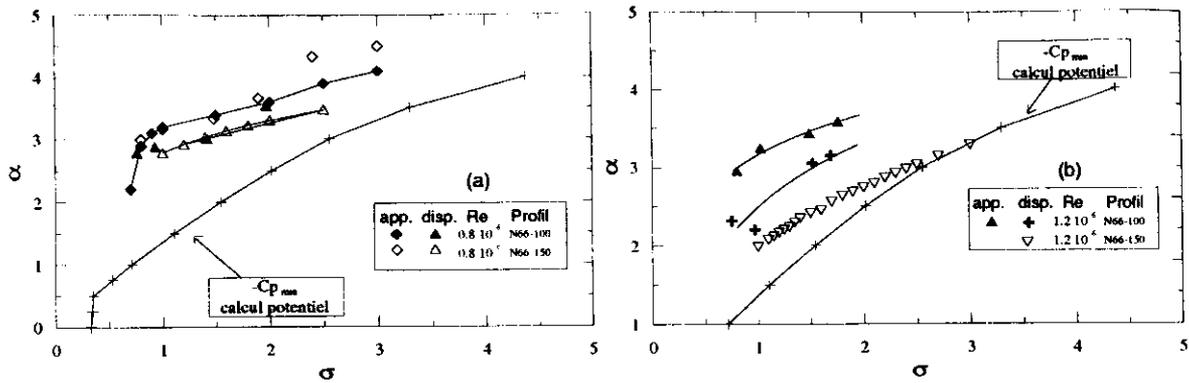


Figure 9 : Carte de cavitation : comparaison entre les profils N66-100 et N66-150 de l'angle d'apparition et de disparition de la cavitation sur l'extrados à même nombre de Reynolds. a) $Re = 0.8 \cdot 10^6$, b) $Re = 1.2 \cdot 10^6$.

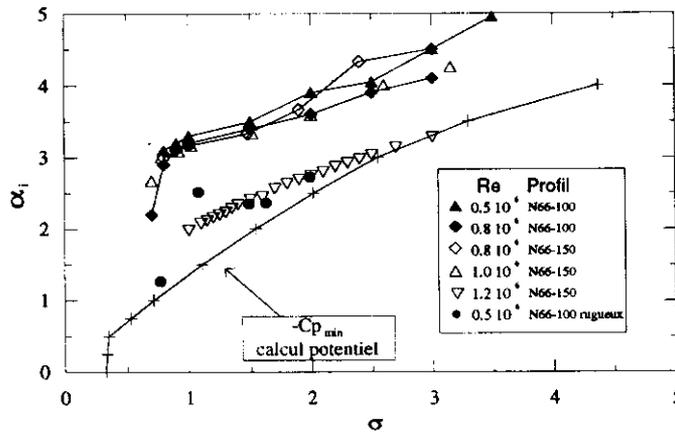


Figure 10. Carte de cavitation : angle d'apparition de la cavitation sur l'extrados pour différents nombres de Reynolds et comparaison avec $-Cp_{min}$ obtenu par le calcul potentiel.

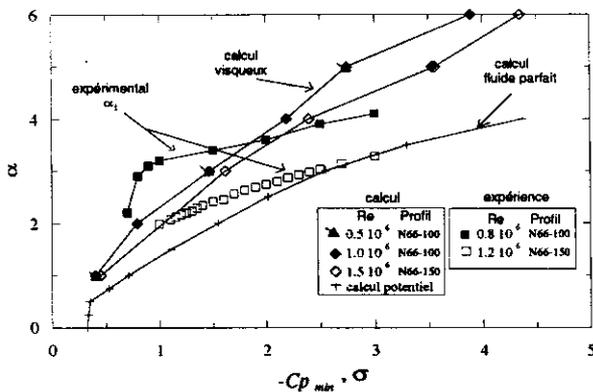


Figure 11. Comparaison expérience – numérique : opposé de Cp_{min} en fonction de l'angle d'incidence obtenu par calcul (code visqueux et code potentiel), comparaison avec l'apparition de la cavitation.

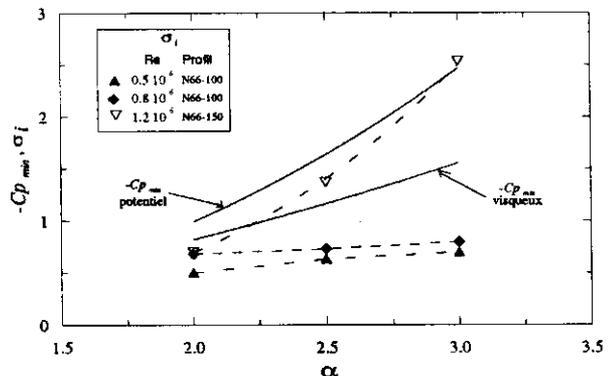


Figure 12. Idem que Figure 11 pour 3 angles d'incidence.

4.3. Développement des poches de cavitation

4.3.1. Observations

Plusieurs types de cavitation ont été observées. Les observations sont les mêmes sur les deux profils et quel que soit le nombre de Reynolds. La figure 13 résume les différents types de cavitation qui ont été observés avec leurs limites approximatives (lignes grises). Elle résulte de l'observation de plus d'une centaine de points de fonctionnement dans le plan (α, σ) . Les poches de cavitation de petite taille ($l/c < 0.1$) occupent sur l'extrados

une fine bande au voisinage de la ligne d'apparition. Ces poches sont stables et se referment sur la surface du profil. Les poches de cavitation de longueur modérée (l/c plus petit que 0.5 environ) ont également un comportement stable (quoique plus fluctuant) et sont couplées avec l'éjection de structures de vapeurs en forme de U à l'arrière de la poche. Ces dernières apparaissent bien organisées suivant l'envergure du profil et inclinées avec un angle de 45° par rapport à l'écoulement moyen. Leurs tailles et leurs "longueurs d'onde" transversales augmentent avec la longueur de la poche de cavitation. Elles sont analogues (mais largement plus grande en taille) aux structures en épingles à cheveux visualisées dans les couches limites turbulentes. Les longues poches de cavitation (l/c supérieur à 0,5) ont un comportement "pulsant" (mais pas vraiment périodique), chaque pulsation étant associée au lâché de grosses structures de vapeur. Dans ce cas, la longueur de la poche est fortement instable, la position de la zone de fermeture est fortement variable et les longueurs de poches sont très difficiles à déterminer avec précision. Quand la zone de fermeture atteint le bord de fuite, on observe un comportement périodique avec une succession d'apparition et de disparition de la poche. Ce comportement induit un intense phénomène d'interaction fluide – structure avec une forte mise en vibration du profil qui se communique à l'ensemble de l'installation. Dans ces conditions, si l'on diminue le nombre de cavitation, le phénomène périodique est supprimé et la poche se referme en aval du bord de fuite conduisant à une supercavitation. Les bulles de cavitation sont limitées à une zone correspondant à des petits nombres de cavitation et des angles d'incidence supérieurs à -2° environ.

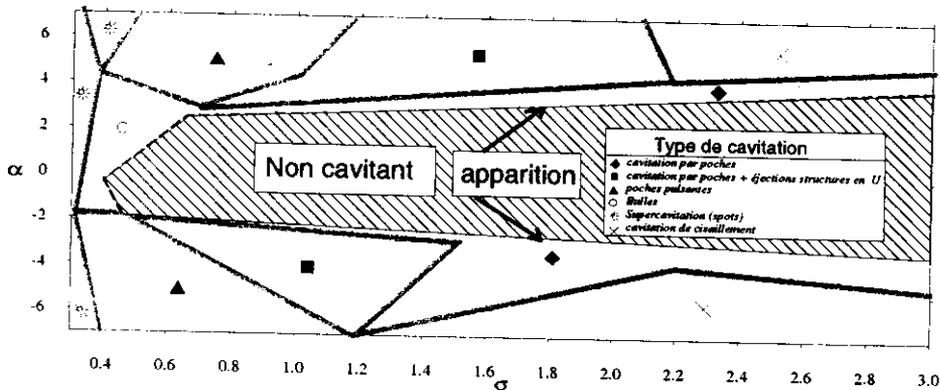


Figure 13 . Types de cavitation ($R_e = 0.8 \cdot 10^6$, profil N66-100).

4.3.2. Caractéristiques des poches de cavitation et corrélations

La figure 14 montre un exemple d'une image de la cavité telle qu'elle est visualisée sur le moniteur. L'extrados du profil apparaît comme une ligne continue blanche. La longueur de la cavité est calculée à partir de la moyenne d'une dizaine de ces images.



Figure 14 . Exemple d'image obtenue à partir de la superposition de la trace du profil (non cavitant) et de l'image de la cavité sur l'extrados du profil. L'écoulement vient de la droite.

La figure 15 présente nos résultats obtenus sur les longueurs de poches en fonction du paramètre σ/α avec un grand nombre de données que nous avons pu collectées dans la littérature (Le et al. (1993), Deshpande et al. (1994), Kinnas et al. (1994), Farhat (1994), Kawanami et al. (1998), Dang and Kuiper (1998), Dorange et al. (1998)). La plupart des données concerne des profils de la série NACA et la distinction est faite seulement entre les résultats numériques et expérimentaux. Comme on peut le voir, une assez forte dispersion existe sur les données. La figure 16 représente les longueurs relatives des poches de cavitation sur le profil N66-150 pour deux angles d'incidences proches 4.5° et 5° et pour deux nombres de Reynolds en fonction du paramètre σ/α . On observe une forte influence du nombre de Reynolds sur la longueur des poches. On note qu'en effet pour le nombre de Reynolds le plus grand, les longueurs de poches de cavitation ont quasiment doublé à σ/α donné.

Dans les deux cas, cependant les comportements sont quasiment parallèles et la limite de comportement stable des poches est atteinte pour des longueurs de poches voisines d'une demi - corde. La figure 17 reprend les mêmes données en fonction du paramètre $\sigma / (\alpha - \alpha_i(\sigma))$, où $\alpha_i(\sigma)$ représente l'angle d'apparition de la cavitation pour un nombre de cavitation donné (obtenu expérimentalement). On a vu auparavant que $\alpha_i(\sigma)$ était dépendant du nombre de Reynolds et de la dimension du profil. Par opposition à la représentation précédente en σ / α , ce type de corrélation permet d'introduire une donnée intrinsèque au profil étudié $\alpha_i(\sigma)$. Il est remarquable d'observer que dans ce cas l'écart précédent est fortement atténué et que les données sont corrélées pour les deux nombres de Reynolds. Dans le même ordre d'idée, la figure 18 représente les mêmes données de longueurs de poches en fonction de $\sigma / (\alpha - \alpha_d(\sigma))$, où $\alpha_d(\sigma)$ est l'angle de disparition de la cavitation à nombre de cavitation donné. On observe que la corrélation est encore meilleure sur l'ensemble des données, indiquant que les effets de Reynolds observés sur la figure 16 sont essentiellement dues aux effets du nombre de Reynolds observés sur les conditions de disparition de la cavitation. Les figures 19 à 21 reprennent la même démarche en comparant cette fois-ci les longueurs de poches se développent sur les deux profils fonctionnant à Re constant. Là encore alors que la figure 19 montre une dispersion des données quand σ / α est choisi comme paramètre de corrélation, les figures 20 et 21 montrent que $\sigma / (\alpha - \alpha_i(\sigma))$ ou $\sigma / (\alpha - \alpha_d(\sigma))$ sont des paramètres mieux adaptés à la représentation des longueurs de poches sur deux profils différents. Enfin, une interpolation des données des figures 18 et 21 montre que la longueur réduite (l / c) peut être assez bien représenté par une évolution du type,

$$\frac{l}{c} = K \left(\frac{\sigma}{\alpha - \alpha_i(\sigma)} \right)^{-m} \quad , \quad \frac{l}{c} < 0.5$$

où m est un exposant voisin de 2. Dans ce cas, les poches apparaissent stables tant que $\sigma / (\alpha - \alpha_d(\sigma))$ est supérieure à des valeurs comprises entre 0.6 - 0.7 et $l / c > 0.5$.

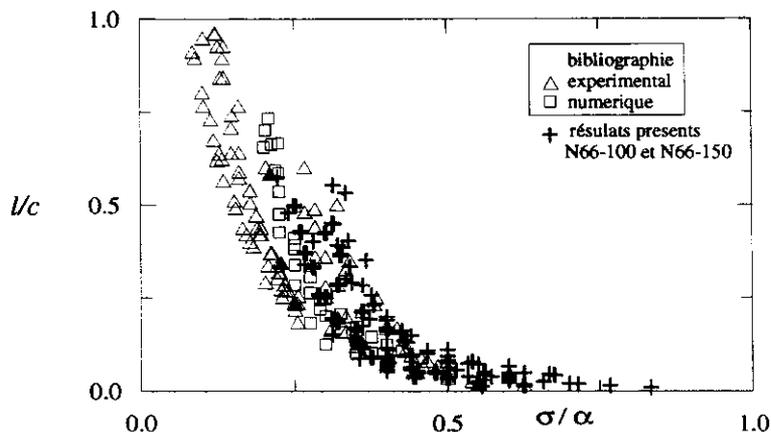


Figure 15. Longueur de poche en fonction du paramètre σ / α : issue de la littérature et comparaison avec les présents résultats, (α en degrés).

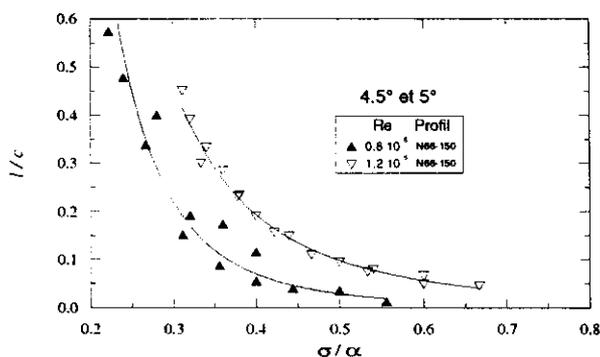


Figure 16. Longueur de poche en fonction du paramètre σ / α .

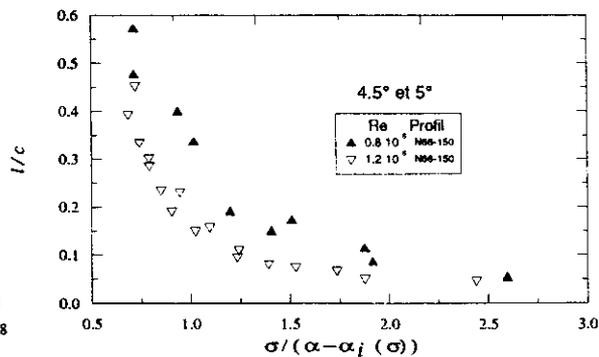


Figure 17. Idem que Figure 16 en fonction du paramètre $\sigma / (\alpha - \alpha_i(\sigma))$.

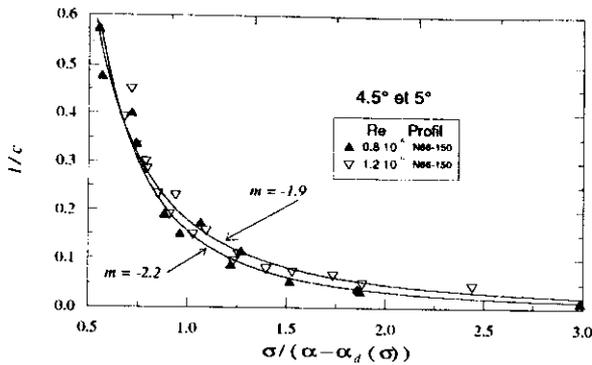


Figure 18. Idem que Figure 16 en fonction du paramètre $\sigma / (\alpha - \alpha_d(\sigma))$.

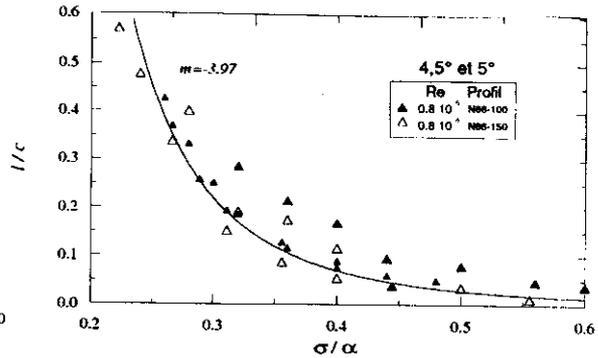


Figure 19. Comparaison des longueurs de poche en fonction de σ / α pour les deux sections à même nombre de Reynolds.

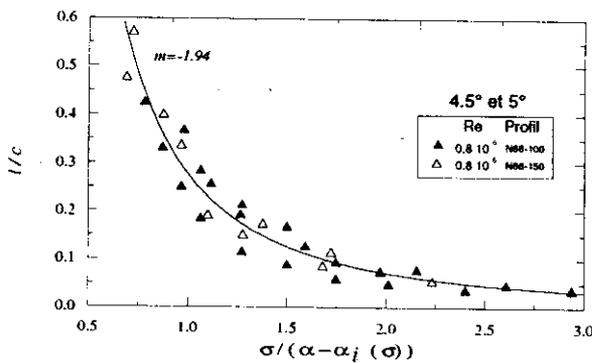


Figure 20. Idem que Figure 19 en fonction du paramètre $\sigma / (\alpha - \alpha_i(\sigma))$.

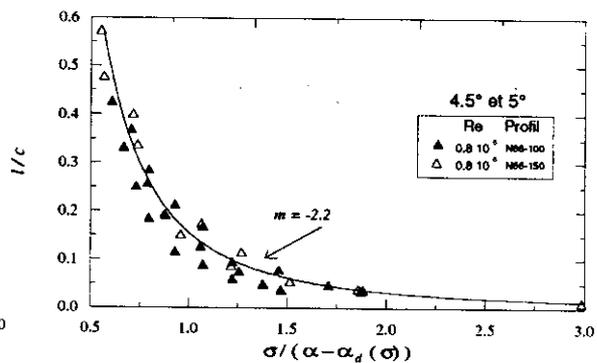


Figure 21. Idem que Figure 19 en fonction du paramètre $\sigma / (\alpha - \alpha_d(\sigma))$.

5. Conclusions

Ce travail décrit une expérience relative aux effets d'échelle sur l'apparition (disparition) de la cavitation et le développement des poches de cavitation sur des profils bidimensionnels. Les effets d'échelle ont été étudiés en comparant les résultats obtenus sur deux profils homothétiques l'un de corde 100 mm (N66-100), l'autre de corde 150 mm (N66-150). L'étude expérimentale a été complétée par une étude numérique prenant en compte les parois de la veine d'essais (effet du confinement).

Numériquement, en fluide parfait, l'effet du confinement sur l'écoulement autour de l'aile rectangulaire,

- se traduit par une augmentation de la portance de l'aile qui augmente avec le paramètre de confinement h/c ,
- est uniquement dû aux parois horizontales et est indépendant de l'angle d'incidence de l'aile,
- augmente la valeur de $-C_{p\min}$ et devrait avancer l'apparition de la cavitation.

De plus le calcul ne montre pas de différences significatives entre les deux profils testés.

D'un autre côté, le calcul visqueux ($Re = 10^6$) prévoit des valeurs $-C_{p\min}$ plus faible que le code fluide parfait pour $\alpha > 2^\circ$ et un effet de confinement entre les deux profils à partir de 4° .

Les résultats expérimentaux montrent qu'à l'apparition :

- pour un angle d'incidence fixé, le nombre de cavitation augmente avec le nombre de Reynolds.
- à part pour la corde la plus grande et le nombre de Reynolds le plus grand ($Re = 1.2 \cdot 10^6$), le nombre d'apparition (disparition) de cavitation est toujours inférieur à la valeur numérique de $-C_{p\min}$
- le nombre d'apparition (disparition) de cavitation s'approche de la prévision faite en fluide visqueux ($Re = 1.0 \cdot 10^6$) mais l'accord demeure insatisfaisant.

Il semble qu'un calcul prenant en compte la couche limite avec décollement éventuel en bord d'attaque doit être une solution pour améliorer la comparaison entre $-C_{p\min}$ et le nombre critique d'apparition de la cavitation.

L'étude du développement des poches de cavitation montre que :

- sur les deux profils et pour un même nombre de Reynolds, les longueurs de poches sont peu influencées par la différence de corde.

- b) Sur le profil N66-150, les longueurs sont plus importantes quand on passe de $R_e = 0.8 \cdot 10^6$ à $R_e = 1.2 \cdot 10^6$,
- c) Cependant pour tous les cas testés, les longueurs réduites, l/c , évoluent sensiblement comme $[\sigma / (\alpha - \alpha_d(\sigma))]^{-2}$.
- d) Leur comportement reste relativement stable tant que $[\sigma / (\alpha - \alpha_d(\sigma))]$ reste supérieure à environ 0.6 – 0.7 et $l/c < 0.5$.

L'extension de ces résultats à d'autres configurations est en cours d'étude.

6. Remerciements

Ce travail a reçu le support financier de la DRET. Les auteurs remercient particulièrement M. F. Desit. Ils ont apprécié la collaboration de J.-B. Leroux étudiant de D.E.A de l'école centrale de Nantes pour certaines des mesures présentées dans ce travail.

7. Références

- Arndt R. E. A., 1981, "Cavitation in fluid machinery and hydraulic structures", *Ann. Rev. Fluid Mech.*, 13: 273-328.
- Billet, M. L., et Holl, J. W., 1981, "Scale Effects on Various Types of Limited Cavitation", *Journal of Fluid Engineering*, Vol. 103, pp. 405-414.
- Dang, J., et Kuiper, G., 1998, "Re-entrant Jet Modelling of Partial Cavity Flow on Two Dimensional Hydrofoils", *Third International Symposium on Cavitation*, April 7-10, Grenoble, France.
- Deniset, F., et Pellone, C., 1997, "Modélisation de l'effet du confinement sur le tourbillon marginal d'une aile 3D", *La Houille Blanche*, N° 4/5, pp. 51-56.
- Deshpande, M., Feng, J., et Merkle, C. L., 1994, "Cavity Flow Predictions Based on the Euler Equations", *Journal of Fluid Engineering*, Vol. 116, pp. 36-44.
- Dorange, P., Astolfi, J. A., Billard, J.-Y., Fruman D. H., et Cid Tomas, I., 1998, "Cavitation Inception and Development on Two Dimensional Hydrofoils", *Third International Symposium on Cavitation*, April 7-10, Grenoble, France.
- Eppler, R. et Shen, Y. T., 1979, "Wing Sections for Hydrofoils-Part1. Symmetrical Profiles", *Journal of Ship Research*, Vol. 25, 3, 209-217.
- Eppler, R., et Shen, Y. T., 1981, "Wing Sections for Hydrofoils-Part2. Non-Symmetrical Profiles", *Journal of Ship Research*, 25, 3, 191-200.
- Farhat, M., 1994, "Contribution à l'étude de l'érosion de cavitation: mécanismes hydrodynamiques et prédiction", Thèse N°1273, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, Switzerland.
- Huang, T. T., et Peterson, F. B., 1976, "Influence of Viscous Effects on Model/Full-Scale Cavitation Scaling", *Journal of Ship Research*, Vol. 20, N°4, pp. 215-223.
- Kawanami, Y., Kato, H., et Yamaguchi, H., 1998, "Three-Dimensional Characteristics of the Cavities Formed on a Two-Dimensional Hydrofoil", *Third International Symposium on Cavitation*, April 7-10, Grenoble, France.
- Kawanami, Y., Kato, H., Yamaguchi, H., et Maeda, M., 1995, "An Experimental Investigation of Flow Field around Sheet Cavity on Foil Section." Private communication. Société hydrotechnique de France, Section cavitation, Réunion du 26 Octobre 1995. LEGI Grenoble.
- Kinnas, S. A., 1998, "The prediction of unsteady sheet cavitation", *Third International Symposium on Cavitation*, April 15-20, Grenoble, France.
- Kinnas, S. A., Mishima, S., et Brewer, W.H., 1994, "Non-linear Analysis of Viscous Flow Around Cavitating Hydrofoils", *20th Symposium on Naval Hydrodynamics*, August 21-26, University of California, Santa Barbara, C.A.
- Lattore, R., et Baubeau, R., 1990, "Numerical study of Wall Influence on Boundary-Layer Transition for Two-Dimensional NACA 16-012 and 4412 Hydrofoils Sections", *Journal of Ship Research*, Vol. 34, N°1, pp. 38-47.
- Le, Q., Franc, J.-P., et Michel, J.-M., 1993, "Partial Cavities: Global Behavior and Mean Pressure Distribution", *Journal of Fluid Engineering*, Vol. 115, pp. 243-248.
- Valentine, D.T., 1974, "The effect of Nose Radius on the Cavitation Inception Characteristics of Two-Dimensional Hydrofoils", Report 3813 of the *Naval Ship Research and Development Center*, Bethesda, Maryland 20034.
- Viot, X., Fruman D.H., Deniset F., et Billard, J.-Y., 1998, "Numerical Simulation of Tip Vortices Roll-Up", *Twenty-Second Symposium on Naval Hydrodynamics*, Washington, USA.

