

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

Nantes, 7, 8 et 9 mars 2005

**ETUDE DE L'ÉCOULEMENT SUR UN HYDROFOIL EN  
MOUVEMENTS FORCÉS :  
APPLICATION A LA PROPULSION CYCLOIDALE**

***STUDY OF FLOW ON HYDROFOIL UNDERGOING UNSTEADY  
FORCED MOTIONS:  
APPLICATION TO CYCLOIDAL PROPULSION***

**S. BEN RAMDANE, T. DAMAY, F. HAUVILLE, F. DENISET, J.-A. ASTOLFI**

Groupe Hydrodynamique et Systèmes Propulsifs, Institut de recherche de l'Ecole navale, IRENav, EA 3634,  
Lanvéoc Poulmic, B.P. 600 29240 BREST ARMEES

**Résumé**

La prédiction des performances des propulseurs cycloïdaux nécessite l'analyse expérimentale et numérique des efforts auxquels sont soumis des surfaces portantes en mouvements forcés. Cet article présente les éléments et les premiers résultats d'un programme de recherche relatif à l'étude des propulseurs cycloïdaux. Nous y décrivons la cinématique du rotor Lipp et présentons le prototype à deux pales réalisé à l'IRENav qui est en cours d'essais en tunnel hydrodynamique du point de vue de la cavitation. Nous présentons les résultats d'une étude numérique relative à l'étude d'une surface portante en mouvement forcé proche de celui du rotor Lipp. La modélisation s'appuie sur une approche multi-domaine bidimensionnel dans laquelle nous avons intégré un mouvement couplé de tangage et de pilonnement. Les résultats numériques sont comparés à des résultats issus de la littérature récente.

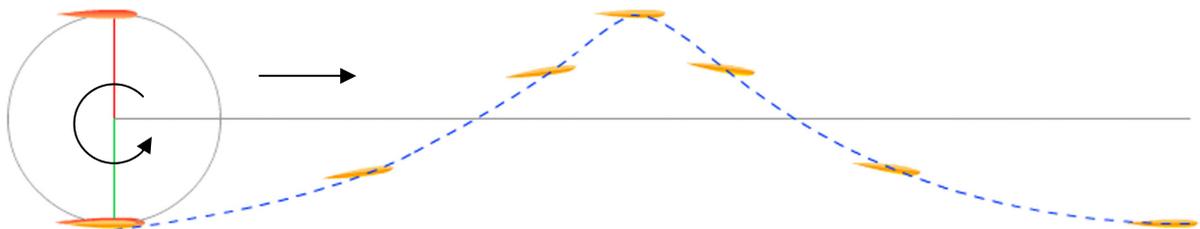
**Summary**

The prediction of cycloidal propulsion devices requires both experimental and numerical analysis of forces acting on lifting surfaces undergoing unsteady forced motions. The paper presents the first results of a research program aimed to study an innovative cycloidal propulsion system. We describe the kinematics of the Lipp rotor and the main characteristics of the model which has been developed at IRENav and that is currently tested in the hydrodynamic tunnel for cavitation studies. The results of a numerical study of the hydrodynamic characteristics of a lifting surface undergoing forced motions of heave and pitch close to the kinematics of the Lipp rotor are presented. The numerical results based on a two dimensional multidomain resolution method are compared to the recent literature.

## I-INTRODUCTION

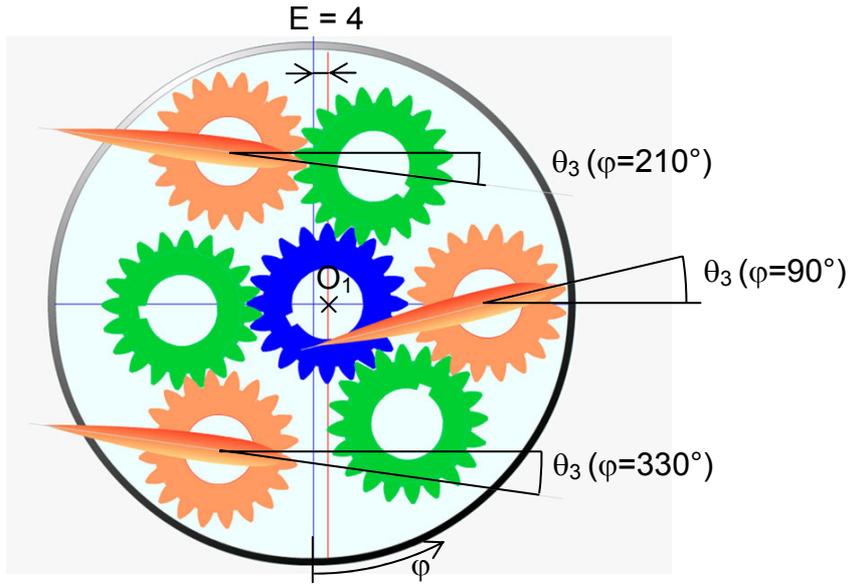
Un thème de recherche en biomimétique vise à comprendre comment certains animaux aquatiques utilisent des mouvements particuliers pour produire une force propulsive leur permettant de manœuvrer facilement (Walker, 2004, Mittal 2004, Lauder et Drucker, 2004). Le transfert de ces recherches vers des applications technologiques ouvre la voie à de nouveaux systèmes de propulsion et de manoeuvrabilité fondés sur l'utilisation de surfaces portantes animées d'une cinématique particulière (Licht et al., 2004). Du point de vue technologique, les propulseurs cycloïdaux dont la cinématique des pales utilise un type de mouvements forcés existent depuis longtemps dans l'industrie (Voith, Bose & Lai...). Cependant, si le principe est acquis, des études amonts concernant en particulier la compréhension du fonctionnement et la simulation de tels systèmes restent nécessaires. Du point de vue hydrodynamique ceci conduit à s'interroger sur les écoulements autour de surfaces portantes animées de mouvements combinés, soumis à des variations de vitesse et d'incidence en régime d'écoulement instationnaire et pose en particulier des questions sur le comportement des couches limites soumises à des conditions d'instationnarité forcée et sur le phénomène du décrochage dynamique. Du point de vue mécanique, ces systèmes posent des problèmes souvent complexes relatifs aux mécanismes à mettre en œuvre pour générer ces mouvements. C'est dans ce cadre qu'un programme de recherche relatif à l'étude des surfaces portantes en mouvement forcé a été initié. Ce programme s'appuie sur la réalisation d'un système propulsif, le rotor Lipp -du nom de son inventeur- dont les pales décrivent une trajectoire trochoïdale. L'intérêt de ce système repose sur la possibilité d'obtenir un grand rendement pour des grands degrés d'avance (Pichon, 1999) correspondant à des grandes vitesses, proches de celles des navires de surface par opposition à d'autres systèmes comme le propulseur Voith par exemple développé pour sa grande manoeuvrabilité à des faibles vitesses d'avance. Au-delà de cet aspect, ce système original nous permet de disposer d'un dispositif relativement compact permettant de générer, de contrôler dans une certaine mesure et d'étudier précisément des mouvements combinés de tangage, pilonnement, cavement. Cet article présente les éléments et les premiers résultats de ce programme. Nous y décrivons la cinématique du rotor Lipp et présentons le prototype à deux pales fabriqué à l'IRENav qui est actuellement testé en tunnel hydrodynamique du point de vue de la cavitation, phénomène encore mal connu sur les systèmes de propulsion instationnaire (Triantafyllou et al., 2003). Nous présentons les résultats d'une étude numérique relative à l'étude d'une surface portante en mouvement forcé dont la cinématique s'approche de celle du rotor Lipp. La modélisation s'appuie sur une approche multi-domaine bidimensionnel (Shen 1993, Roux 1999) dans laquelle nous avons intégré un mouvement couplé de tangage et de pilonnement. Les résultats numériques sont comparés à des résultats issus de la littérature.

## II DESCRIPTION DU ROTOR LIPP



**Figure 1 Exemple de trajectoire trochoïdale**

Nous décrivons ici les éléments principaux du mécanisme du rotor Lipp (Damay 2004). Les pales du propulseur suivent une trajectoire trochoïdale (Figure 1). Elles sont entraînées par un mécanisme faisant l'objet d'un brevet, constitué principalement d'un tambour en rotation et d'un assemblage de pignons (Figure 2).



**Figure 2 Illustration d'un rotor Lipp à trois pales pour une excentrication  $E = 4$  mm,  $2R_e = 96$  mm**

Trois degrés de mobilité définissent la cinématique des pales : la vitesse de rotation  $N$  (tr/min), l'excentrication  $E$  (mm), et l'orientation du pignon central  $\theta_1$  (rd). La loi de calage définissant l'orientation de la pale au cours du mouvement, pour une orientation  $\theta_1$  fixe et arbitrairement nulle, est donnée en fonction de l'excentrication  $E$  par la variation angulaire  $\theta_3$  de la pale :

$$\theta_3 = 2\left(1 + \frac{r_i}{r_1}\right) \cdot \left\{ \arccos\left(\frac{\sqrt{1 + e^2 - 2 \cdot e \cdot \sin \varphi}}{2 \cdot (r_1 + r_i)}\right) - \arccos\left(\frac{1}{2 \cdot (r_1 + r_i)}\right) \right\} \quad (1)$$

où  $r_i = \frac{R_i}{R_e}$  ;  $r_1 = \frac{R_1}{R_e}$  ;  $e = \frac{E}{R_e}$ , avec  $R_e$  le rayon d'entraînement des pales en rotation lié au tambour (mm),  $R_1$  le rayon primitif du pignon central et du pignon de pale rigoureusement identiques (mm),  $R_i$  le rayon primitif du pignon intermédiaire (mm),  $E$  l'excentrication (mm),  $\varphi$  l'angle moteur (rd) et  $\frac{d\varphi}{dt} = \frac{2\pi N}{60}$ .

On note que pour une excentrication nulle ( $E=0$  mm), le calage est nul lors de la rotation du tambour ; la pale est alors en translation circulaire (Figure 3.a pour  $E=0$ ). Pour des excentrications non nulles, on constate que plus cette excentrication est élevée, plus le calage maximal est élevé et que la loi de calage perd son caractère symétrique au cours d'un cycle. La cinématique de la pale entraîne de fortes variations de vitesse et d'incidence caractérisant l'instationnarité du régime de l'écoulement au cours d'une rotation. La figure 3.b décrit l'évolution de l'angle d'incidence et de la vitesse apparente au bord d'attaque au cours d'un cycle. La Figure 3.c montre la distribution de vitesse apparente sur le profil pour  $\varphi=170^\circ$ .

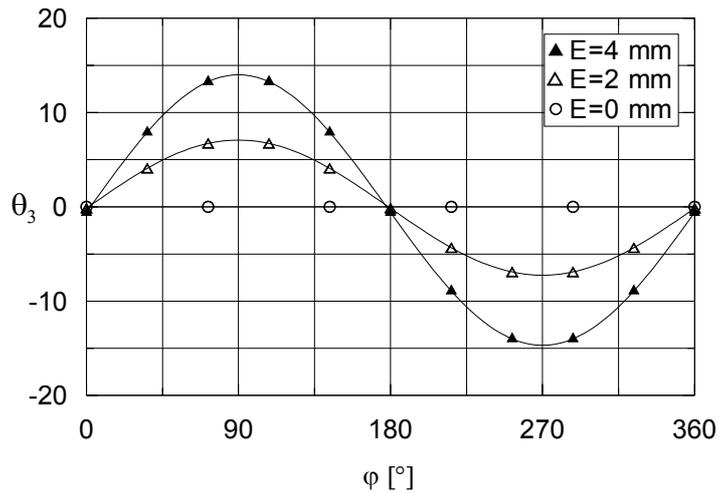


Figure 3.a Evolution de l'angle de calage pour différentes excentrations.

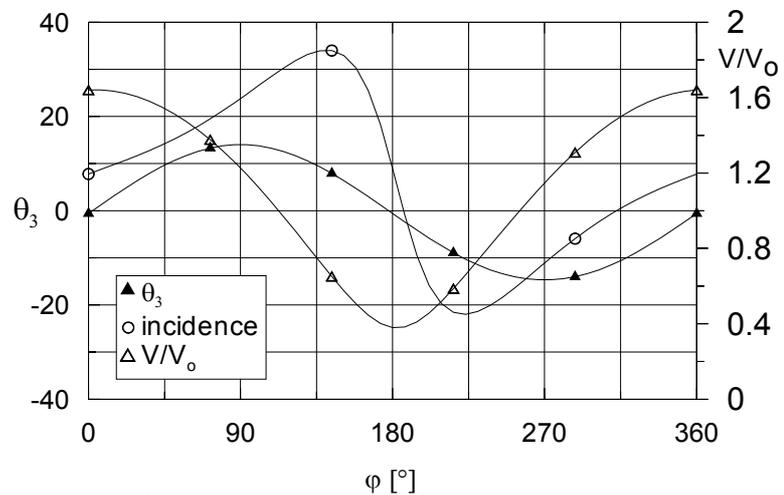


Figure 3.b Evolutions de l'angle de calage, de l'incidence et de la vitesse apparente, (E=4,  $\lambda=1.6$ )

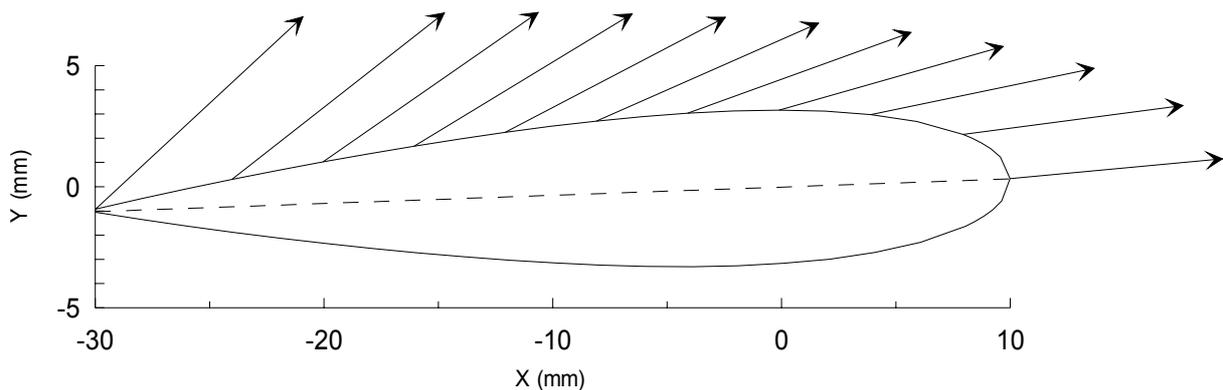
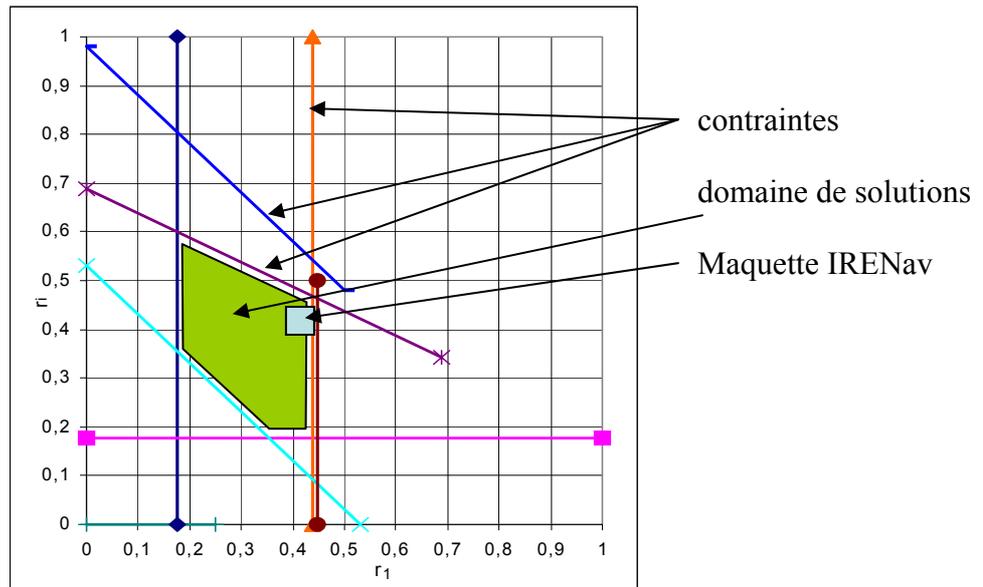


Figure 3.c Distribution de la vitesse apparente le long de la section à  $\phi=170^\circ$

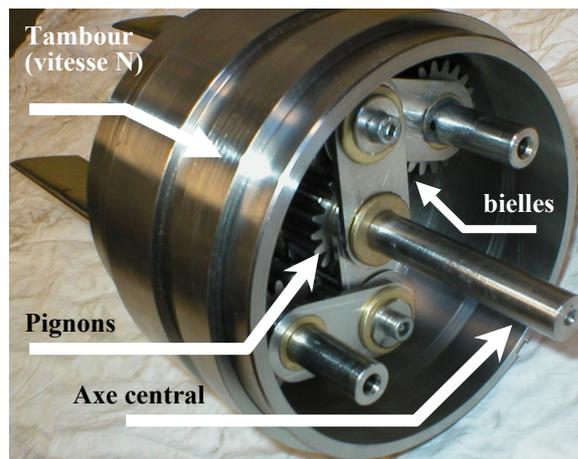
Une étude de prédimensionnement de ce propulseur permet de connaître les limites des déplacements du mécanisme en fonction des paramètres. Elle intègre des contraintes d'encombrement, des contraintes de non collision, ainsi que des contraintes visant à s'éloigner des singularités. Les paramètres du dimensionnement peuvent être liés à la

géométrie de la cinématique, à certains choix d'assemblage, ainsi que le nombre de pales, la surface des pales, la position du centre de rotation, la section de pale.

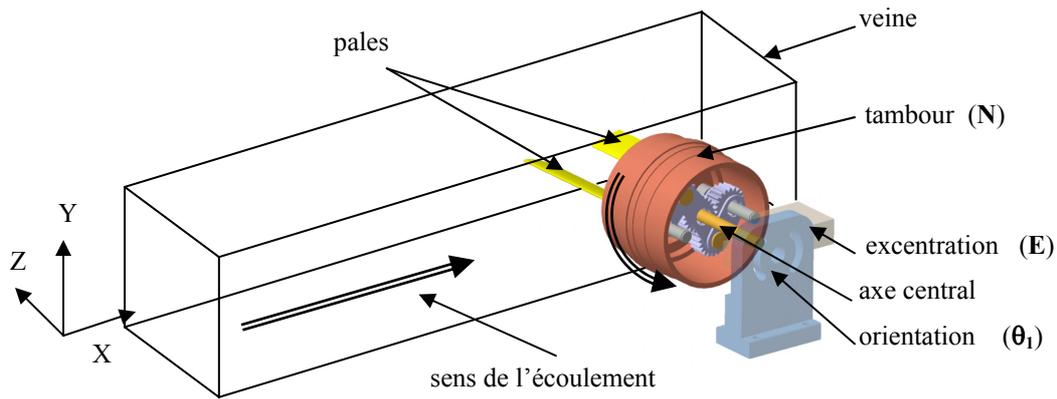
Nous présentons sur la figure 4 le domaine admissible de solutions en  $r_1$  et  $r_2$  pour un rotor à deux pales ( $e$  fixé). Les contraintes sont modélisées graphiquement par des droites séparant deux demi-espaces (contrainte respectée / non respectée). L'intersection des ces demi-espaces constitue le domaine admissible de solution. Le choix des paramètres pour la maquette de l'IRENav est déterminé par des critères de conception qui ne sont pas présentés dans cette approche.



**Figure 4** Domaine admissible de solutions pour un rotor Lipp à 2 pales



**Figure 5.a** Vue du mécanisme du rotor Lipp à deux pales



**Figure 5.b Installation du rotor Lipp à deux pales dans la veine d'essais (transmission par courroie synchrone non représentée)**

Une série d'essais en boucle hydrodynamique à surface libre (Pichon, 1999) a permis de réaliser des mesures d'efforts et de rendement sur le propulseur, pour des vitesses d'écoulement allant de 0,15 à 0,6 m/s, avec une et deux pales. La maquette a été dimensionnée sur la base de ces résultats pour être testée dans le tunnel de cavitation pour les mêmes paramètres d'avance  $\lambda$  (Figure 5.a et tableau 1). Grâce à un système d'excentration de l'axe central (E) et un système d'orientation ( $\theta_1$ ), le réglage du calage des pales (orientation par rapport à l'écoulement) est effectué mécaniquement depuis l'extérieur de la veine (Figure 5.b).

Vitesse écoulement (U)	3 - 15 m/s
diamètre d'entraînement des pales ( $2.R_e$ )	96 mm
Vitesse de rotation du tambour (N)	0 - 1000 tr/mn
paramètre d'avance ( $\lambda = \frac{V_a}{R_e \cdot \omega}$ )	0,6 - 1,6
Nombre de Strouhal ( $St = \frac{f Re}{U} = \frac{1}{\lambda \pi}$ )	0,2 - 0,5
excentration maximale ( $E_{max}$ )	4 mm
$e_{max}$	0,083
Section profil	NACA0016
envergure	160 mm
corde	40 mm

**Tableau 1 Caractéristiques du rotor Lipp pour essais en tunnel de cavitation**

### III APPROCHE NUMERIQUE

La méthode de résolution utilisée trouve son originalité dans la décomposition du domaine de calcul en trois régions (Figure 6). Dans la région  $\Omega_D$  proche de l'obstacle, où les termes diffusifs dominent les termes convectifs, nous effectuons une description Eulérienne de l'écoulement, permettant une description détaillée de la couche limite, du sillage proche et des points de décollement, par une méthode de volumes finis. Dans la région  $\Omega_p$  éloignée de l'obstacle, où inversement, les termes convectifs dominent les termes diffusifs, nous effectuons une description Lagrangienne de l'écoulement par une méthode particulière. La troisième région intermédiaire, basée sur la génération (et l'absorption) de particules au niveau de la frontière des deux domaines par un transfert de vorticité, permet le passage de la description Eulérienne à la description Lagrangienne.

Nous introduisons l'équation du tourbillon écrite dans le repère relatif associé à l'obstacle  $(O, \underline{x}_c, \underline{y}_c, \underline{z})$  dans les domaines  $\Omega_D$  et  $\Omega_p$  ainsi que les conditions aux limites sur l'obstacle, sur la frontière  $\Gamma_D$  des deux domaines et à l'infini. Les quantités ayant pour exposant  $r$  sont exprimées dans le repère relatif et celles ayant pour exposant  $a$  sont exprimées dans le repère absolu.

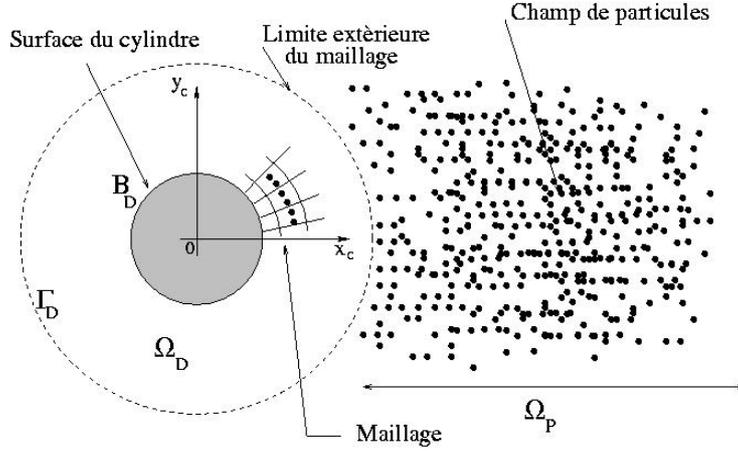


Figure 6 Domaine Eulérien  $\Omega_D$  / domaine Lagrangien  $\Omega_p$  (Roux 1999)

### Domaine $\Omega_D$

$(\underline{\dot{\alpha}}, \underline{V}_0)$  sont les éléments de réduction du torseur cinématique du mouvement de l'obstacle dans le référentiel Galiléen  $(O, \underline{x}_g, \underline{y}_g, \underline{z})$ . L'équation de transport de la vorticité exprimée dans le repère relatif s'écrit :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \omega^a}{\partial t} + \underline{u}^r \cdot \nabla \omega^a &= \frac{2}{\text{Re}} \Delta \omega^a \\ \Delta \psi^r &= \omega^r \\ \underline{u}^r &= -\nabla \wedge \psi^r \\ \omega^a &= \omega^r + 2\dot{\alpha} \end{aligned} \quad (2)$$

Le maillage de la couronne cylindrique est assuré par la transformation conforme de Joukowski. Le module de cette transformation,  $J$ , permet le passage du maillage cylindrique dans le plan physique  $\xi_c$  de coordonnées  $(x_c, y_c)$  au maillage orthogonal dans le plan complexe  $\xi_m$  de coordonnée  $(x_m, y_m)$ .

$$\begin{cases} \frac{\partial \omega^a}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_m} \left( \omega^a \frac{\partial \psi^r}{\partial y_m} \right) - \frac{\partial}{\partial y_m} \left( \omega^a \frac{\partial \psi^r}{\partial x_m} \right) = \frac{2}{J \text{Re}} \Delta \omega^a \\ \Delta \psi^r = J(\omega^a - 2\dot{\alpha}) \end{cases} \quad (3)$$

### Domaine $\Omega_p$

Les particules libres, porteuses de vorticité, sont suivies dans leurs mouvements. L'intensité, la vitesse et la position de ces particules sont calculées à partir de l'équation du tourbillon :

$$\begin{cases} \frac{d \underline{x}_i^r}{dt} = \underline{u}^r(\underline{x}_i^r) \\ \frac{d \Gamma^a}{dt} = \frac{2}{\text{Re}} \Delta \Gamma^a \end{cases} \quad (4)$$

Des particules équivalentes sont calculées en chaque point du maillage par une méthode d'interpolation de type C.I.C. qui permet de prendre en compte la contribution du domaine  $\Omega_D$  dans calcul de la vitesse et de la circulation des particules libres dans le domaine  $\Omega_p$ . La position des particules libres est calculée par la relation de Biot et Savart et l'équation de diffusion est résolue par une méthode proposée par Huberson et al, (1998).

### Conditions aux limites

La condition d'adhérence est imposée à la paroi et les conditions limites à la frontière des deux domaines imposent le calcul de la fonction de courant ainsi que ses dérivées en prenant en compte les particules libres dans le sillage et les particules équivalentes du domaine Eulérien.

La frontière  $\Gamma_D$  est la zone d'émission et d'absorption des particules libres.

### Création de particules

Les particules sont émises sur toute la périphérie du maillage. La circulation d'une particule libre émise est calculée par intégration de l'équation de transport de la vorticité sur un élément de surface  $ds$ . Ainsi, lorsque la vitesse relative radiale  $\underline{u}^r$  est sortante, une nouvelle particule est émise avec une circulation, une position et une surface :

$$\Gamma^a(t + \delta t) = \delta t \frac{\partial \Gamma^a}{\partial t} \quad ; \quad \underline{x}_p(t + \delta t) = \underline{x}_{emi} + \frac{\delta t}{2} \underline{u}^r \quad ; \quad s_p = \delta t \underline{u}^r \cdot \underline{dl} \quad (5)$$

### Absorption de particules

Les particules libres proches de la frontière  $\Gamma_D$  peuvent pénétrer dans le domaine  $\Omega_D$ . Cette absorption est assurée par un schéma T.S.C. qui consiste à redistribuer aux neuf nœuds les plus proches la vorticité de la particule entrante.

### Calcul des efforts

Les termes de pression et de frottement sont estimés à partir des dérivées discrètes exprimées sur le maillage où  $\omega_p^r$  correspond à la vorticité sur l'obstacle :

$$\begin{aligned} p(y_m) &= \int_0^{y_m} \ddot{a}r \sqrt{J} dy + \int_0^{y_m} \dot{V}_{Ox} \sin(\pi y) \sqrt{J} dy - \int_0^{y_m} \dot{V}_{Oy} \cos(\pi y) \sqrt{J} dy + \int_0^{y_m} \frac{2}{\text{Re}} \frac{\partial \omega_p^r}{\partial x_m} dy + p(0) \\ C_D &= -\frac{2}{\text{Re}} \int_0^2 \omega_p^r \sin(\pi y) \sqrt{J} dy - \int_0^2 p(y_m) \cos(\pi y) \sqrt{J} dy \\ C_L &= \frac{2}{\text{Re}} \int_0^2 \omega_p^r \cos(\pi y) \sqrt{J} dy - \int_0^2 p(y_m) \sin(\pi y) \sqrt{J} dy \\ C_m &= -\frac{2}{\text{Re}} \int_0^2 r_c \omega_p^r \sqrt{J} dy \end{aligned} \quad (6)$$

## IV CONDITIONS DE CALCUL ET RESULTATS

Koochefahani (1989) a démontré dans ses travaux sur les foils en tangage que suivant la fréquence d'oscillation, le sillage tourbillonnaire présentait un arrangement composé de deux lâchers par cycle en allée de Von-Karman inversée formant un profil de vitesse dans le sillage en forme de jet (de nature propulsif). A partir d'une analyse de stabilité d'un profil de vitesse en forme de jet Triantafyllou (1991, 1992) sur la base des travaux de Koochefahani détermina les fréquences qui contribuent à l'amplification maximale des instabilités linéaires dans le sillage en supposant que ces fréquences soient celles pour lesquelles le rendement

propulsif est maximal. Il identifia ainsi un nombre de Strouhal,  $St = \frac{f^* A}{U}$ , où  $f$  est la fréquence des oscillations,  $A$  la largeur du sillage, prise généralement comme étant le double de l'amplitude maximale de pilonnement et  $U$  la vitesse de l'écoulement amont comme étant un critère de sélection des modes propulsifs ou non propulsifs. Il détermina que les valeurs du nombre de Strouhal comprises entre 0.25 et 0.35 étaient celles pour lesquelles le rendement était maximal. Des observations révélèrent que beaucoup d'espèces de poissons se propulsent avec un nombre de Strouhal entre 0,25 et 0,35 tel que l'analyse de stabilité l'a démontré. Anderson (1996) et Anderson et al. (1998) ont étudié expérimentalement le mécanisme de création des efforts sur un profil en mouvements de tangage et de pilonnement combinés et ont déterminé des rendements propulsifs pouvant atteindre 87%.

### a) paramètres de l'étude et principaux résultats

Il existe dans la littérature des études qui ont porté sur l'influence des différents paramètres intervenant dans le type de mouvements (pilonnement, tangage) auquel nous nous intéressons (Anderson, 1996. Anderson & al, 1998. Pedro & al. 2003). Du point de vue de la cinématique des pales, le rotor Lipp, est une combinaison des trois mouvements élémentaires (tangage, pilonnement et cavement) cycliques mais pas nécessairement sinusoïdaux en particulier pour de grandes excentrations (voir Fig 3.a-b pour  $E=4$ ). Dans cette étude préliminaire, nous avons réduit la cinématique aux deux mouvements élémentaires dominants dans la génération de poussée : tangage et pilonnement en supposant des lois sinusoïdales. Le cavement n'est pas pris en compte dans cette étude, mais fera l'objet d'une étude visant à combiner les trois mouvements, en vue de modéliser correctement la cinématique du rotor Lipp.

$$Y(t) = Y_0 \sin(2\pi ft - \psi) \quad (7)$$

avec  $Y_0$ , l'amplitude des oscillations, choisie comme étant égale à une corde pour tous les calculs,  $f$ , la fréquence d'oscillation et  $\Psi$  un déphasage constant de  $90^\circ$  entre le pilonnement et le tangage qui obéit à la loi :

$$\theta = \theta_0 \sin(2\pi ft) \quad (8)$$

avec  $\theta_0$ , l'amplitude de tangage, choisie à  $30^\circ$  pour tous nos calculs

Nous avons limité notre investigation dans ce travail à l'effet du nombre de Strouhal sur le coefficient de poussée et sur le sillage tourbillonnaire créé derrière le foil. Pour cela, les calculs ont été effectués à des nombres de Strouhal de 0.1, 0.2, 0.3, 0.5 et 0.7 dans la gamme de fonctionnement du rotor Lipp. A ce stade de notre étude, le nombre de Reynolds basé sur la corde et la vitesse amont est de 1100 pour toutes les simulations afin de les confronter à ceux de la littérature récente (Pedro et al., 2003). Le coefficient de poussée par unité d'envergure est définie par :

$$C_T = \frac{T}{\frac{1}{2} \rho s U_\infty^2} = -C_D \quad (9)$$

La figure 7 montre les résultats des calculs effectués en comparaison avec les résultats de Pedro & al. (2003) sous forme du coefficient de poussée moyen en fonction du nombre de Strouhal. Nous remarquons que le coefficient de poussée  $C_T$  augmente avec le nombre de Strouhal. Dans notre cas, il est positif, c'est-à-dire qu'il y a production de poussée à partir de  $St=0,2$ . Ceci est en accord avec les résultats numériques obtenus par Pedro et al. (2003) et expérimentaux par Anderson (1996).

Dans le cas propulsif  $St=0,7$ , l'évolution du coefficient de poussée au cours d'un cycle (Figure 8.a), montre qu'il y a principalement deux pics positifs, car le mouvement est

symétrique par rapport à l'axe  $Y=0$ . Ces deux pics, correspondent aux moments où le foil est en incidence intermédiaire, juste avant le lâcher du Tourbillon de Bord d'Attaque (TBA). On note un petit pic avant chaque grand pic de poussée. Ceci peut être attribué aux lâchers secondaires de tourbillons qui fusionnent très rapidement avec le TBA, comme le montre la Figure 9.a.

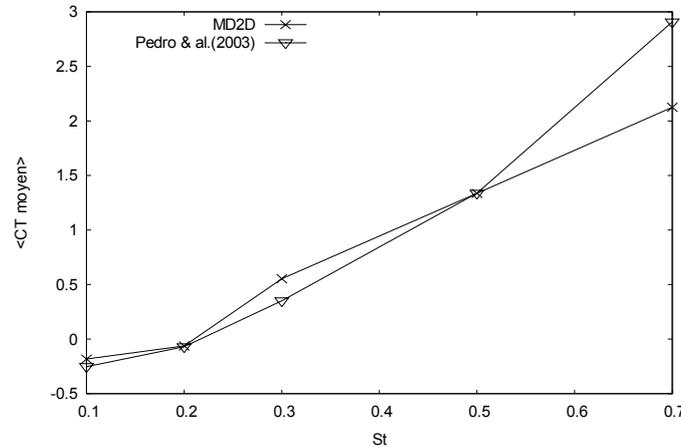


Figure 7 Coefficient de poussée moyen en fonction du nombre de Strouhal

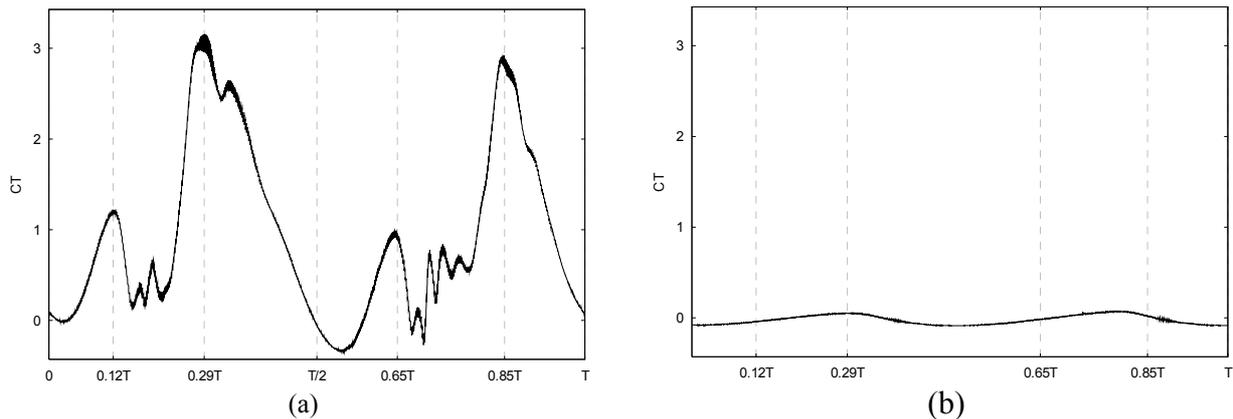
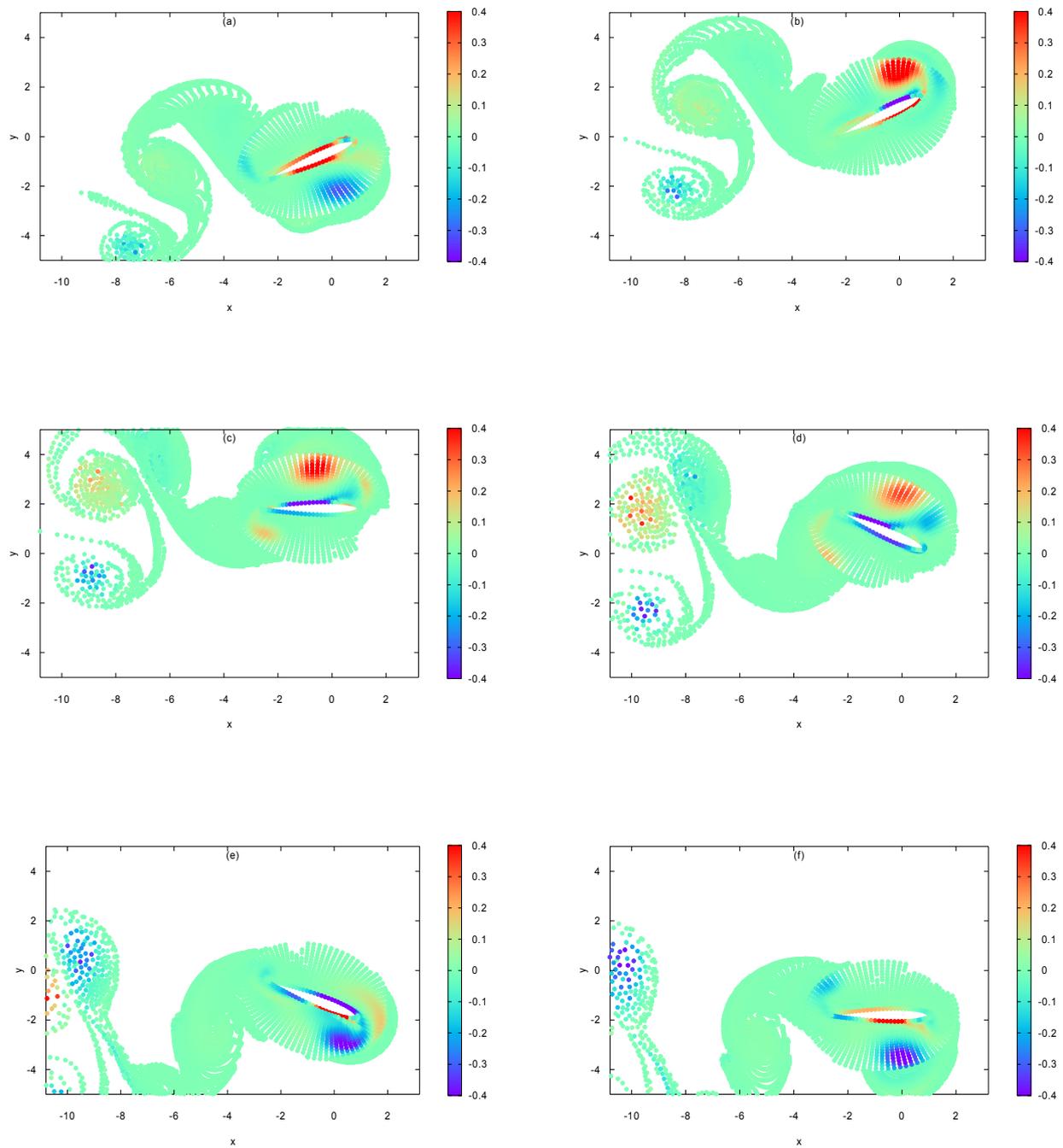


Figure 8 Coefficient de poussée au cours d'un cycle  
a)  $St=0.7$ , b)  $St=0.2$

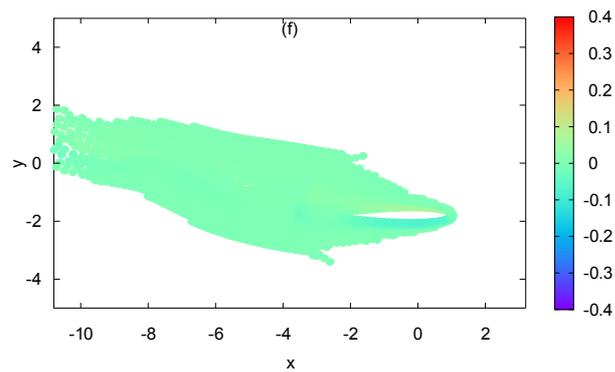
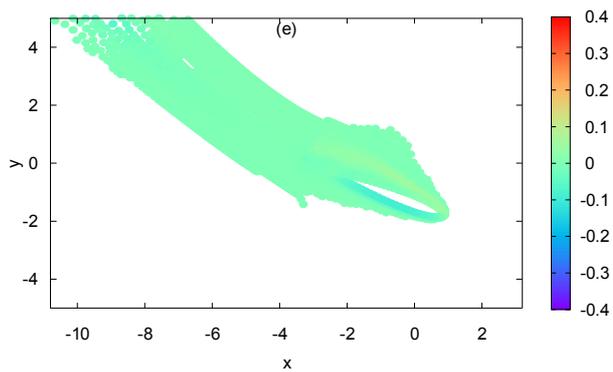
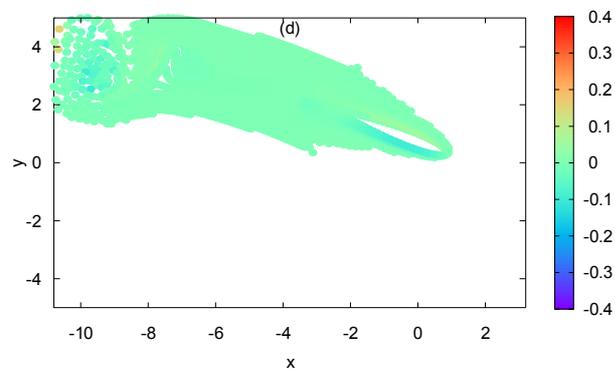
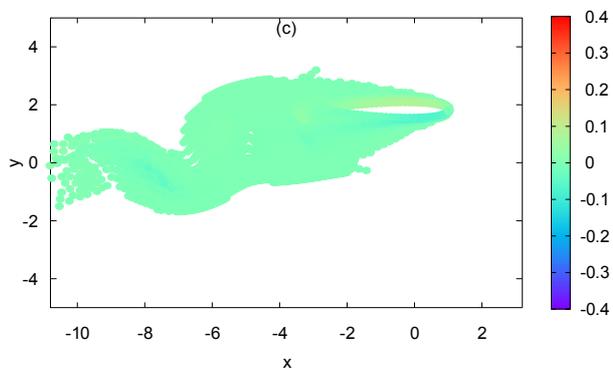
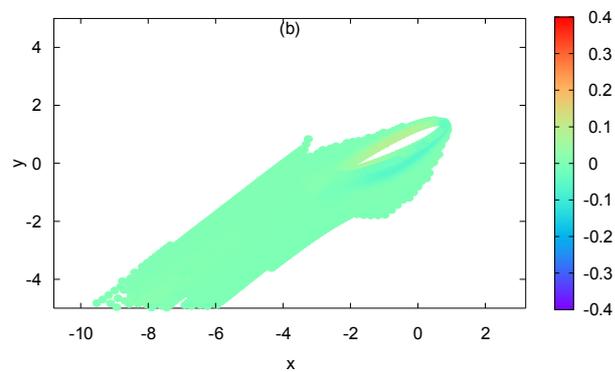
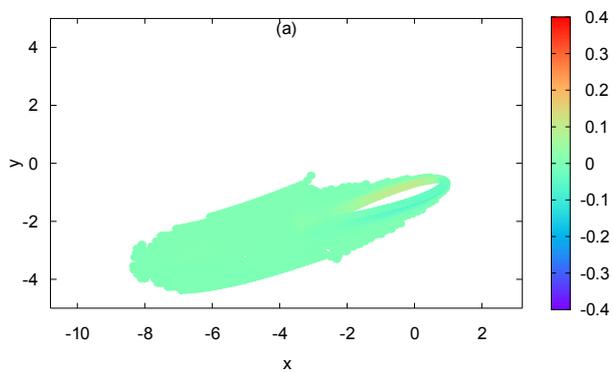
Globalement, sur toutes les simulations effectuées, la configuration du sillage présente deux TBA principaux par cycle. Ceci concorde avec les résultats expérimentaux de Anderson (1996) qui présente, dans les résultats de ses expériences sur des foils animés d'une cinématique analogue à la nôtre, l'allure tourbillonnaire du sillage en fonction du Strouhal et de l'amplitude de tangage.

Les figures 7 et 8.b montrent que pour  $St=0.2$ , le coefficient de poussée est quasiment nul et que la cinématique imposée n'est pas propulsive. On observe dans ce cas Figure 9.b que le tourbillon de bord d'attaque n'est pas émis.

Nous pouvons à partir de cette étude tirer un certain nombre de conclusions. Le coefficient de poussée est positif, c'est-à-dire que le système est propulsif, à partir d'un nombre de Strouhal égal à 0.2. Le coefficient de poussée augmente avec le nombre de Strouhal dans la plage 0.2-0.7. Pour un nombre de Strouhal propulsif situé entre 0.2 et 0.7, le sillage présente deux tourbillons par cycle d'oscillation issus du décrochage dynamique au bord d'attaque. L'analyse de la vorticité indique que le lâcher du TBA est le phénomène prédominant dans la formation du sillage tourbillonnaire.



**Figure 9.a** Champ de vorticité au cours d'un cycle  $St=0.7$  : a)  $t=0.12T$ , b)  $0.29T$ , c)  $0.5T$ , d)  $0.65T$ , e)  $0.85 T$ , f)  $T$ ;  $St=0.7$ .  $Re=1100$ ,  $\theta_0=30^\circ$



**Figure 9.b** Champ de vorticité au cours d'un cycle,  $St=0.2$ : a)  $t=0.12T$ , b)  $0.29T$ , c)  $0.5T$ , d)  $0.65T$ , e)  $0.85T$ , f)  $T$ ;  $St=0.7$ ,  $Re=1100$ ,  $\theta_0=30^\circ$

## **IV-CONCLUSION**

Nous avons présenté les premiers résultats d'une étude d'un programme de recherche relatif aux propulseurs cycloïdaux. L'étude de ces systèmes conduit à s'interroger sur les écoulements autour de surfaces portantes animées de mouvements combinés, soumis à des variations de vitesse et d'incidence en régime d'écoulement instationnaire. La présente étude est menée sur la base d'un prototype - le rotor Lipp- dont nous présentons le principe et les caractéristiques de la maquette en cours de tests en tunnel hydrodynamique du point de vue de la cavitation. L'étude s'appuie sur une modélisation simplifiée de la cinématique à l'aide d'une approche multi-domaine bidimensionnelle dans laquelle a été intégré un mouvement couplé de tangage et de pilonnement qui s'approche de la cinématique du rotor Lipp. Les résultats de la modélisation comparés à la littérature récente dans le domaine sont très encourageants et permettent d'envisager l'intégration de la cinématique complète du rotor. Les résultats seront comparés aux essais en tunnel hydrodynamique relatifs à la cavitation et à la mesure des caractéristiques de l'écoulement autour du rotor.

## **V-REFERENCES**

Walker, J., 2004 Kinematics and performance of maneuvering Control surfaces in Teleost Fishes, *Journal of Oceanic Engineering*, VOL. 29, NO. 3, 572-584, July 2004.

Mittal R., 2004 Computational modelling in biohydrodynamics: trends, challenges, and recent advances, *Journal of Oceanic Engineering*, VOL. 29, NO. 3, 595-604, July 2004.

Lauder, G. V. & Drucker E. G., 2004 Morphology and experimental Hydrodynamics of fish fin control surfaces, *IEEE Journal of Oceanic Engineering*, VOL. 29, NO. 3, 556-571, July 2004.

Licht S., Polidoro V., Flores M., Hover F. S. & Triantafyllou M. S., 2004 Design and Projected Performance of a Flapping Foil AUV, *Journal of Oceanic Engineering*, VOL. 29, NO. 3, 786-794, July 2004.

Pichon T., 1999 Etude des performances d'un propulseur cycloïdal à axe vertical : Le rotor Lipp. Final Year Project, Conservatoire National des Arts et Métiers, Paris.

Triantafyllou M. S. Techet A. H. & Hover F. S., 2003 Review of Experimental Work in Biomimetic Foils. Proc. 13th Inter. Symp. Unmanned Untethered Submersible Technology (UUST03), August 24-27, 2003, Durham, New Hampshire.

Wen-Zhong Shen , 1993 Calculs d'écoulements tourbillonnaires visqueux incompressibles par une méthode de couplage différence finies/particulaire. PhD thesis, Université Paris XI, Orsay.

Roux Y., 1999 Etude de l'amortissement visqueux dans les problèmes de tenue à la mer d'un flotteur immergé. PhD thesis, Université du Havre.

Huberson S. & Choquin, J.P. 1998 Particules simulation of viscous flow. *Computers and fluid*.

Damay, 2004 Conception d'une aide pédagogique informatisée en ligne sur la propulsion instationnaire, <http://www.ecole-navale.fr/fr/irenav/cv/damay/>.

Koochefahani, M 1989 Vortical patterns in the wake of an oscillating airfoil. AIAA Journal 27, 1200-1205.

Triantafyllou G. S., Triantafyllou M. S. & Gopalkrishnan, R., 1991 Wake mechanics for Thrust generation in oscillating foils. Physics of Fluids A 3,2835-2837.

Triantafyllou G. S., Triantafyllou M. S. & Grosenbaugh, M. A. 1993 Optimal Thrust Development in oscillating foils with application to fish propulsion.

Anderson J. M., 1996 Vorticity Control for efficient propulsion. PhD Thesis of the MIT and Woods Hole Oceanographic Institution.

Anderson J. M, Streitlien K, Barrett D. S. & Triantafyllou M. S. 1998, Oscillating foils of high propulsive efficiency. J. Fluid Mech. (1998), vol. 360, pp. 41-72

Pedro G, Suleman A. & Djilali N. 2003, A numerical study of the propulsive efficiency of a flapping hydrofoil. Int. J. Numer. Meth. Fluids 2003 ; 42 :493-526.

## **VI-REMERCIEMENTS**

Les auteurs remercient MM. Botte, Dubouchet, Saget et Quenot pour la réalisation des maquettes du propulseur. Grâce à eux, le Commandant Lipp a pu, avant de nous quitter, prendre connaissance de la concrétisation des études menées à l'IRENav / Ecole navale sur la propulsion instationnaire et particulièrement sur le rotor Lipp. Lauréat du prix du Ministère de la Défense au concours Lépine de l'an 2000, ses contacts réguliers nous manqueront. Ses remarques pertinentes et renouvelées caractérisaient le dynamisme de cet inventeur. Nous saluons ici sa mémoire dans le souvenir quotidien de son inventivité.