

7^e JOURNEES DE L'HYDRODYNAMIQUE

MARSEILLE - 8, 9, 10 MARS 1999

Vibration induite par un écoulement uniforme sur un cylindre. Aspects numériques et expérimentaux

Yann Roux, Elie Rivoalen & Ludovic Labat

Laboratoire de Mécanique

Université du Havre,

Quai Frissard, BP 540, 76058 Le Havre Cedex, France

e-mail: roux@peste.cher.univ-lehavre.fr

Tel: 00.33.02.35.53.69.47

1 Résumé

Ce papier présente l'étude des vibrations d'un cylindre de section circulaire soumis aux actions d'un écoulement hydrodynamique. Le seul mouvement autorisé par le cylindre immergé de flottabilité nulle est comparable à celui d'un pendule.

Une première étude concerne l'effet de l'amortissement visqueux en eau calme lorsque le cylindre est lâché hors de sa position d'équilibre.

Dans la deuxième étude, le cylindre est soumis aux actions d'un écoulement incident de vitesse uniforme. Des résultats numériques et expérimentaux sont présentés et comparés en faisant varier les caractéristiques géométriques du cylindre.

2 Abstract

This paper presents the study of a circular cylinder's vibration induced by a uniform flow. The submerged cylinder's motion is comparable to that of a pendulum.

The first study is concerned with the non linear viscous damping behaviour in a steady flow when the cylinder is moving around its balance position.

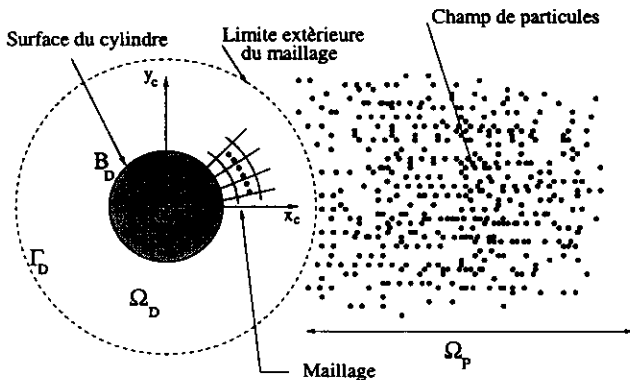
In the second study, the motion of the cylinder is given by the hydrodynamic forces induced by the uniform flow. Numerical and experimental results are compared for different geometrical characteristics of the cylinder.

3 Introduction

Le problème étudié est celui d'un cylindre de section circulaire dans un écoulement au repos ou uniforme et dont le mouvement peut être assimilé à celui d'un pendule. En eau calme, le mouvement du cylindre est donné par ses caractéristiques géométriques. L'étude permet alors de quantifier l'amortissement de la structure en fonction des caractéristiques du fluide et du pendule et de mettre en évidence son caractère non linéaire. En écoulement uniforme, lorsque le nombre Reynolds est supérieur au Reynolds critique, l'allé classique de Von-Karman apparait dans le sillage. Elle a pour particularité d'engendrer des efforts instationnaires qui peuvent mettre en mouvement le cylindre [1]. Celui-ci se comporte donc comme un oscillateur dont les propriétés dépendent des caractéristiques de l'écoulement (vitesse, viscosité, masse volumique) et du pendule (masse, inertie, rayon du cylindre, ...). L'évolution de la position du cylindre, est étudiée pour un écoulement et une géométrie du pendule donnés. Ce problème permet d'aborder par exemple l'évaluation des actions mécaniques sur une corde vibrante [2], l'étude du mouvement d'une section de sous-marin immergée ou encore certains problèmes liés à la vibration de câbles immergés. Nous mettons également en évidence le couplage existant entre l'évolution du sillage tourbillonnaire instationnaire [3] et la représentation des efforts agissant sur la structure.

4 Etude numérique

Le problème d'écoulement incompressible en domaine non borné peut être résolu de différentes manières. Pour la modélisation du sillage, les méthodes particulières sont bien adaptées [4]. L'écoulement est alors décrit par un champ de particules tourbillonnaires que l'on suit dans leur mouvement. Cependant, cette méthode est moins efficace que les méthodes Eulerienne pour décrire les conditions aux limites sur l'obstacle et en particulier la génération de vorticité. Ces méthodes nécessitent un maillage qui peut être grand lorsque le développement du sillage est important. De plus, le maillage introduit de la diffusion numérique. Nous proposons une méthode multidomaine permettant de combiner les avantages des deux approches, [5].



Nous utilisons une méthode Eulerienne pour une description de l'écoulement au voisinage de l'obstacle, domaine Ω_D . Dans un domaine plus éloigné, domaine Ω_P , nous utilisons une méthode Lagrangienne. Dans le domaine Ω_D l'écoulement est décrit à partir d'une formulation vorticité-fonction de courant et vorticité-vitesse dans le domaine Ω_P

Soit $(0, x_c, y_c)$ le repère relatif associé au cylindre. Les quantités ayant pour exposant r sont exprim es dans le repère relatif et celles ayant pour exposant a sont exprim es dans le repère absolu. Soit $\alpha, \dot{\alpha}$ et $\ddot{\alpha}$ la position, la vitesse et l'accélération angulaire du repère relatif par rapport au repère absolu. Dans le repère du cylindre, l'équation de transport de la vorticité s'écrit [6, 7] :

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

La résolution de ce système est adapt e suivant le domaine considéré.

4.1 Domaine Ω_D

Dans cette région proche de l'obstacle, ce sont les termes de diffusion qui dominent les termes de convection. Les méthode Eulerienne avec leur maillage sont bien adaptées à la description de l'écoulement. Le système d'équations différentielles est écrit en formulation (ψ^r, ω^a) :

$$\begin{cases} \frac{\partial \omega^a}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_c} \left(\omega^a \frac{\partial \psi^r}{\partial y_c} \right) - \frac{\partial}{\partial y_c} \left(\omega^a \frac{\partial \psi^r}{\partial x_c} \right) = \frac{2}{\mathcal{R}e} \Delta \omega^a \\ \Delta \psi^r = (\omega^a - 2\dot{\alpha}) \end{cases}$$

Le maillage de la couronne cylindrique est assuré par une transformation conforme. Soit $J(x_m, y_m)$ le module de cette transformation. Dans le plan de calcul, les équations de Navier Stokes en formulation (ψ^r, ω^a) s'écrivent comme :

$$\begin{cases} \frac{\partial \omega^a}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_m} \left(\omega^a \frac{\partial \psi^r}{\partial y_m} \right) - \frac{\partial}{\partial y_m} \left(\omega^a \frac{\partial \psi^r}{\partial x_m} \right) = \frac{2}{J \mathcal{R}e} \Delta \omega^a \\ \Delta \psi^r = J(\omega^a - 2\dot{\alpha}) \end{cases} \quad (1)$$

La fonction de courant est calculée en utilisant la condition de continuité de la pression sur l'obstacle. La vorticité sur l'obstacle est estim e à partir de la relation de Woods.

L'équation de transport dans (1) est résolue par une méthode des volumes finis d velopp e par [8] alors que l'équation de Poisson est résolue par une méthode Hermitienne d'ordre 4 propos e par Daube [6].

4.2 Domaine Ω_P

Pour la région (Ω_P), la description Lagrangienne est bien adapt e. Les particules libres sont caract ris es par leurs positions, \mathbf{x}_i , leurs circulations Γ_i et leur vitesses \mathbf{u}_i . La position et la circulation des particules libres dans Ω_P sont estim es par la résolution du système (2) :

$$\begin{cases} \frac{d\mathbf{x}_i}{dt} = \mathbf{u}(\mathbf{x}_i) \\ \frac{d\Gamma_i}{dt} = \frac{2}{\mathcal{R}e} \Delta \Gamma_i \end{cases} \quad (2)$$

La position des particules libres est calcul e par relation de Biot et Savart g n ralis e. L'équation de diffusion est résolue par une méthode propos e par Choquin et Huberson, [9] :

$$\Gamma_i(t + \delta t) = \Gamma_i(t) + \sum_{j \neq i} \frac{\mathcal{R}e}{8 \pi \delta t} (\Gamma_j S_i - \Gamma_i S_j) \exp\left(\frac{-\mathcal{R}e |\mathbf{x}_i - \mathbf{x}_j|}{8 \delta t}\right)$$

Le calcul de la vitesse et de la circulation des particules libres dans le domaine Ω_P nécessite la connaissance de la contribution du domaine Ω_D . Pour ce faire, chaque maille du domaine Ω_D est d compos e en deux surface s_i , dont la circulation Γ_i est estim e comme : $\Gamma_i^a = \int \int_{s_i} \omega^a ds$. Les particules dans Ω_D représentent les particules équivalentes. La circulation de chaque particule est calcul e en fonction de la vorticité connue en chacun des points du maillage à partir d'une méthode d'interpolation de type CIC (Cloud In Cell). Pour réduire le temps de calcul, une méthode de parallélisation [10] est utilis e dans le calcul de la vitesse et de la diffusion des particules libres contenues dans le domaine Ω_P .

4.3 Conditions aux limites pour Γ_D

4.3.1 Pour Ω_D

Pour Ω_D , la frontière Γ_D représente la limite du domaine Ω_D . Sur ce contour, il est nécessaire d'imposer des conditions aux limites pour la fonction de courant, la vitesse et la vorticité. La fonction de courant est calcul e à partir de la deuxième identité de Green. La vitesse est estim e par la

relation de Biot et Savart généralisée et la vorticité est calculée à partir d'un schéma d'interpolation de type Triangular Shaped Cloud scheme (T.S.C.) appliquée à l'ensemble des particules libres et équivalentes situées dans le voisinage de Γ_D .

4.3.2 Pour Ω_P

Pour Ω_P , la frontière Γ_D représente la zone où s'effectue l'émission et l'absorption des particules libres. 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 :

$$\int \int_{s_i} \frac{\partial \omega^a}{\partial t} ds = - \int \int_{s_i} \nabla (\mathbf{u}^r \omega^a) ds + \frac{2}{Re} \int \int_{s_i} \nabla \cdot (\nabla \omega^a) ds$$

$$\frac{\partial \Gamma^a}{\partial t} = - \int_{dl_i} \omega^a \mathbf{u}^r \cdot \mathbf{n} dl + \frac{2}{Re} \int_{dl_i} \nabla \omega^a \cdot \mathbf{n} dl$$

Ainsi, lorsque la vitesse relative radiale \mathbf{u}^r est sortante, une nouvelle particule est émise avec une circulation, une position et une surface calculées comme :

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

Où, \mathbf{x}_{emi} et δt , représente respectivement les coordonnées du point d'émission sur Γ_D et le pas en temps. Si la vitesse radiale relative est entrante, la particule est absorbée. L'absorption de la particule est assurée par un schéma T.S.C. Cette méthode permet de redistribuer aux 9 noeuds les plus proches de la particule la vorticité de la particule entrante.

5 Etude expérimentale

Le système étudié est composé d'un cylindre de section circulaire et de ses barres de fixation.

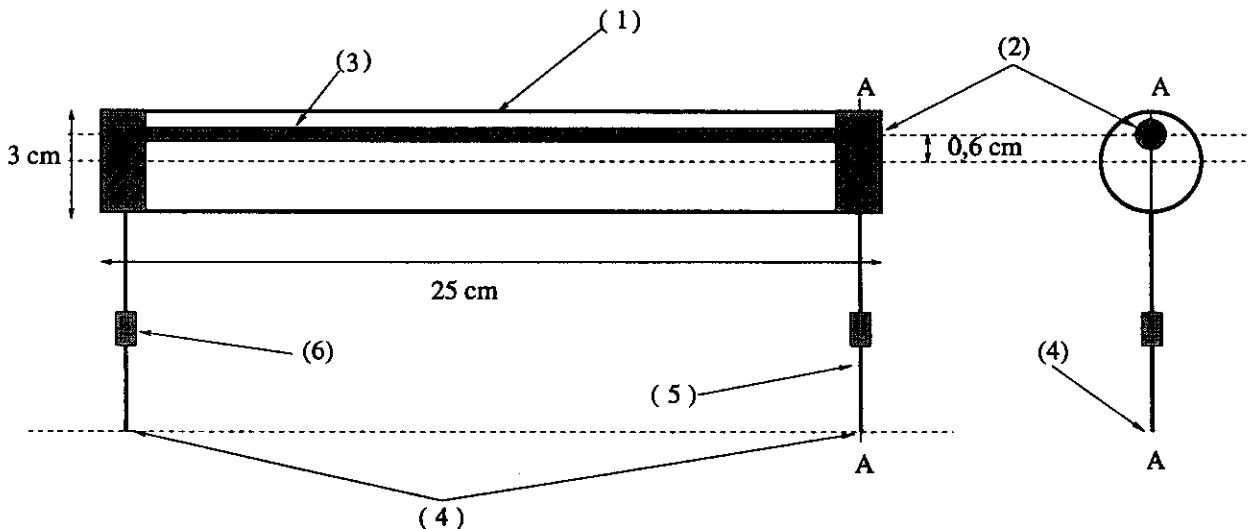


Figure 2.1 : Coupes longitudinale et transversale du cylindre

Le cylindre (1) est en aluminium. Il est creux et ses extrémités sont obturées par deux bouchons (2) en aluminium. Il contient une tige filetée (3) qui est parallèle à l'axe longitudinal du cylindre mais décentrée. Ce décentrement a pour effet de créer un décalage entre le centre de gravité et de poussée du cylindre. Le seul mouvement autorisé au système est une rotation autour de l'extrémité

(4) des tiges de fixation (5). Ces dernières sont filetées et supportent des masselottes (6) que l'on déplace par vissage.

Le pendule est construit de telle manière que son poids soit égale à celui de l'eau. Un réglage plus fin est assuré par les vis (2) qui permettent de contrôler la nullité de la flottabilité par variation du volume intérieur du cylindre. Le montage des masselottes (6) sur les tiges filetées permet un réglage précis du décalage entre le centre de gravité et le centre de poussée. La masse totale du pendule est de 182.8 grammes et celle des 2 masselottes est de 6.86 grammes.

6 Etude 1.

On se propose d'étudier le mouvement d'un cylindre pouvant pivoter autour d'une liaison pivot P_c dans un fluide au repos, Figure 1. Le mouvement du cylindre, de flottabilité nulle, est assuré par ses caractéristiques géométriques. Le centre de poussée et de gravité du cylindre sont positionnés de telle façon que la position d'équilibre du cylindre soit verticale. Lorsque le cylindre est écarté de sa position d'équilibre, il oscille autour de celle-ci de la même façon qu'un oscillateur amorti.

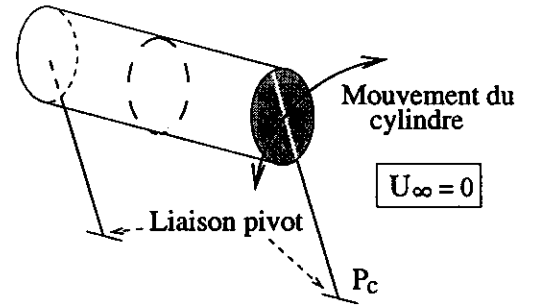


Figure 1: Etude 1

6.1 Mise en équation et adimensionnalisation

Les paramètres géométriques définissant la position du cylindre à un instant donné sont les suivantes : La position du centre de gravité G du système { cylindre + tiges (Σ) } se situe à une distance δ sur l'axe x_c du centre de poussée C . Le poids du cylindre, \underline{F}_p , s'exerce en G alors que la poussée d'Archimède, \underline{F}_a , s'exerce au centre géométrique C de la section, (voir Figure 2). Bien que les deux forces \underline{F}_p et \underline{F}_a soient égales (le cylindre est à flottabilité nulle), le système cylindre-tige subit un couple de rappel proportionnel à δ . Lorsque le cylindre se déplace, les efforts hydrodynamiques $\underline{F}h$ et le moment de friction \underline{M} apparaissent et modifient le mouvement du cylindre.

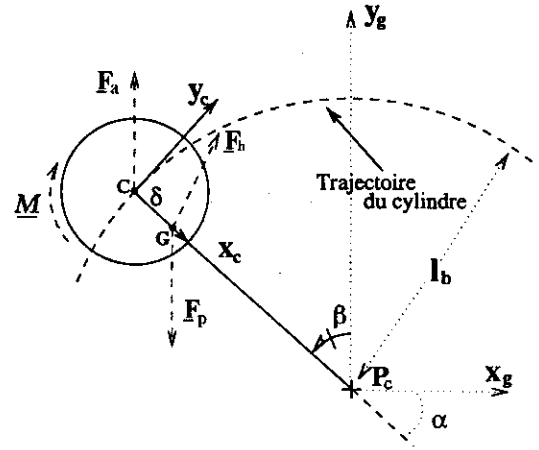


Figure 2: Descriptif de l'étude 1

Dans le cas où la vitesse de l'écoulement est nulle $U_\infty^* = 0$, le mouvement du cylindre est du type oscillateur amorti. En considérant l'équation dimensionnelle du mouvement du pendule à partir du principe fondamental de la dynamique, on a :

$$\mathcal{I}^* \ddot{\beta}^* = \mathcal{M}^* - (l_b^* - \delta^*) F h_y^* - F p^* \delta^* \sin(\beta) \quad (3)$$

Lors de la simulation numérique, c'est cette équation (3) écrite sous forme adimensionnelle qui est résolue. Les efforts hydrodynamiques ($\mathcal{M}, F h_y$) sont estimés à partir de la résolution du système d'équations (1). Les paramètres géométriques dimensionnels comme l'inertie \mathcal{I}^* , la masse m^* , les longueurs l_b^* et δ^* sont ceux du cylindre utilisé pour les expériences.

Les différents termes intervenant dans l'équation (3) peuvent être facilement interprétés. Une fraction des efforts hydrodynamiques s'opposent au mouvement et sont dus aux effets visqueux. L'autre fraction des efforts hydrodynamiques est directement proportionnelle à l'accélération angulaire et est du même ordre que $\mathcal{I}^*\ddot{\beta}^*$. La période d'oscillation est en partie contrôlée par le dernier terme de l'équation (3). Un modèle très simplifié de pendule non amorti permet de quantifier le temps caractéristique de cette oscillation. L'équation (3) devient :

$$\mathcal{I}^*\ddot{\beta}^* + Fp^*\delta^* \sin(\beta) = 0 \quad (4)$$

En approchant $\sin(\beta) \simeq \beta$ et l'inertie $\mathcal{I}^* = m^*l_b^{*2}$, l'équation (4) peut s'écrire :

$$\ddot{\beta}^* + \omega_0^2\beta = 0 \quad \text{avec} \quad \omega_0^* = \frac{\sqrt{g^*\delta^*}}{l_b^*} \quad (5)$$

La vitesse caractéristique du cylindre est estimée à partir du rayon du cylindre et de la pulsation du système, on déduit : $U_c^* = r_c^*\omega_0^*$

Nous proposons la définition suivante pour le nombre de Reynolds : $Re = \frac{\omega_0^*r_c^{*2}}{\nu^*}$.

Finalement, ce système est caractérisé principalement par Re , $\frac{l_b^*}{r_c^*}$ et β_0 qui est l'angle initial de lâcher du pendule sans vitesse initiale.

6.2 Données initiales

Pour cette étude réalisée en eau calme l'ensemble des résultats expérimentaux ont été réalisés pour une barre $l_b^* = 75\text{mm}$ soit $l_b = l_b^*/r_c^* = 5$. Les caractéristiques géométriques du pendule dépendent de la position des masselottes (Figure 2-1). Nous indiquons dans le tableau 1 les évolutions de l'écart entre le centre de poussée et le centre de gravité δ^* du temps caractéristique T_c^* , de l'inertie I adimensionnelle et du nombre de Reynolds Re en fonction de la position de la masselotte X_1^* mesurée à partir de l'axe de rotation. (Nous rappelons que l'inertie d'un pendule constitué d'un cylindre homogène de section circulaire relié par une tige sans masse à l'axe de rotation est $\bar{I} = \pi(1/2 + l_b^2) = 80.1$ pour $l_b = 5$). Expérimentalement l'erreur absolue estimée sur la position X_1^* des

$X_1^*(\text{mm})$	49.5	49	46.5	41.5	37	30	21.5	11
$\delta^*(\text{mm})$	0	0.02	0.1	0.27	0.44	0.67	0.98	1.35
$T_c^* = l_b^*/\sqrt{g^*\delta^*}$	∞	5.40	2.41	1.47	1.15	0.93	0.77	0.66
I	77.22	77.2	77.07	76.88	76.65	76.42	76.17	76
Re	0	50	100	150	200	250	300	350

Table 1: Evolution des différents paramètres de l'expérience en fonction de la position des masselottes

masselottes est de 1 mm soit une erreur absolue sur δ^* de environ 0.1 mm. L'erreur relative sur δ^* sera d'autant plus faible que δ^* sera grand. Pour un Reynolds de 300 l'erreur relative sur δ^* est de 10%.

Nous avons fait varier l'angle initial β_0 de lâcher du pendule sans vitesse initiale. ($\beta_0 = 10^\circ, 20^\circ, 30^\circ$)

et 40°). L'évolution en temps de la position du pendule ($\beta = \beta(t)$) est mesurée par une camera linéaire de 1024 pixels. La barette de photoéléments est horizontale et capte par simple contraste les différentes positions du cylindre. La résolution est de 0.114 mm/pixel et le signal est ensuite converti en angle par traitement connaissant la position de la caméra par rapport au pendule. La fréquence d'échantillonnage est de 50 Hz, le nombre de points acquis est de 4096 soit un temps total d'acquisition de 82 secondes.

6.3 Résultats et comparaisons

Les résultats numériques et expérimentaux sont présentés sous forme adimensionnelle. La comparaison porte dans un premier temps sur l'évolution en temps de l'amortissement et la fréquence d'oscillation du pendule quand il est lâché de 10° (Figure 6.3) pour un Reynolds de 300. Nous précisons que les résultats sont obtenus sans ajustement et sans lissage. Les périodes d'oscillations sont les mêmes et nous n'observons pas en particulier de glissement de celle ci en fonction du temps. Les effets d'inertie sont dominants et le signal peut être observé sur environ 10 périodes. Pour $\beta_0 = 10^\circ$ l'enveloppe peut être approchée par une exponentielle amortie qui montre le caractère linéaire de l'amortissement. Le temps caractéristique d'amortissement T_{ca} obtenu par ajustement de la fonction exponentielle de type $(\exp(-2\pi t/T_{ca}))$ est de 102 pour les résultats expérimentaux et de 130 pour les résultats numériques, alors que la pseudo période d'oscillation du pendule est de 9.1. Les résultats sont très proches sur la première demi période. L'écart sur le premier minimum ($\beta = -8^\circ$) est inférieur à 0.5 degré.

La Figure 6.3 donne l'évolution en temps du signal en angle $\beta(t)$ pour différents angles initiaux de lâcher du pendule ($\beta_0 = 40^\circ, 30^\circ, 20^\circ$ et 10°). Les deux premières périodes sont représentées car ensuite les courbes se confondent et reprennent l'évolution décrite précédemment. La pseudo-période est très peu modifiée quelque soit l'angle initial et le pendule atteint après seulement une période le régime *linéaire*. A partir de la représentation du champ de vorticité calculé numériquement, nous avons observé que l'écoulement devient décollé à partir d'un angle initial de 20° alors qu'il ne l'était pas pour un angle de 10° . Ceci explique un amortissement plus important et une saturation de l'angle qui atteint son premier minimum à -15° lors des simulations numériques et à -17° lors des expériences. Des effets non linéaires d'amortissement par décollement ont donc pu être mesurés, calculés et comparés. Les effets 3D doivent être quantifiés par visualisation pour essayer d'apporter une réponse à la surestimation des effets visqueux calculés numériquement.

7 Etude 2

Lorsque un cylindre fixe est placé dans un écoulement uniforme il apparaît, pour un nombre de Reynolds supérieur au Reynolds critique ($Re \approx 40$), un sillage tourbillonnaire. Ce sillage s'organise en formant une allée de structures tourbillonnaires appelée allée de Von Karman. La fréquence d'émission des structures tourbillonnaires dans le sillage est relativement constante dans la gamme des Reynolds étudiés ($St \simeq 0.2$).

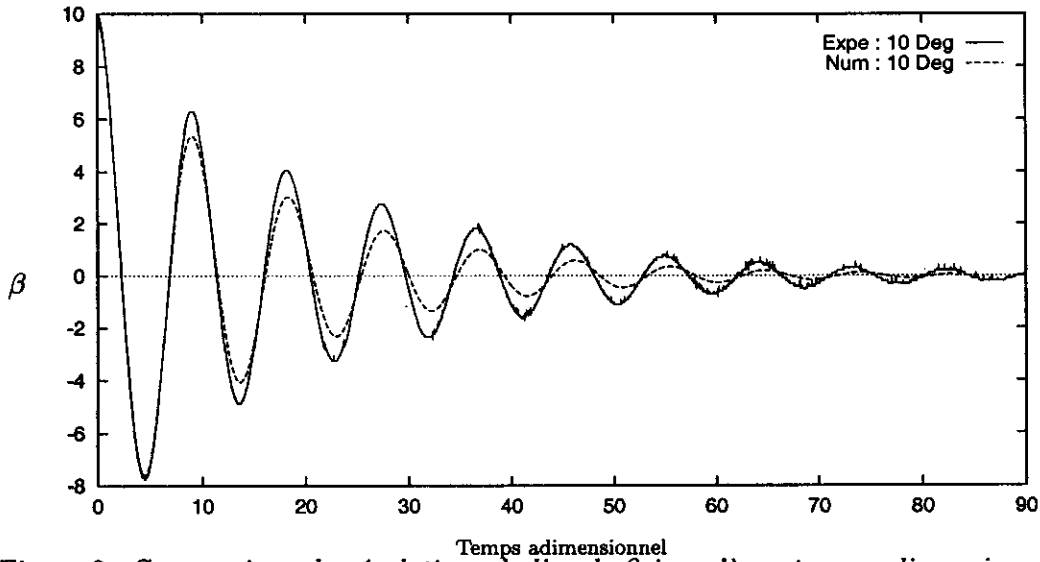


Figure 3: Comparaison des évolutions de l'angle β jusqu'à un temps adimensionnel de 90. L'angle initial de lâcher du pendule est de 10° . Le Reynolds est fixé à 300.

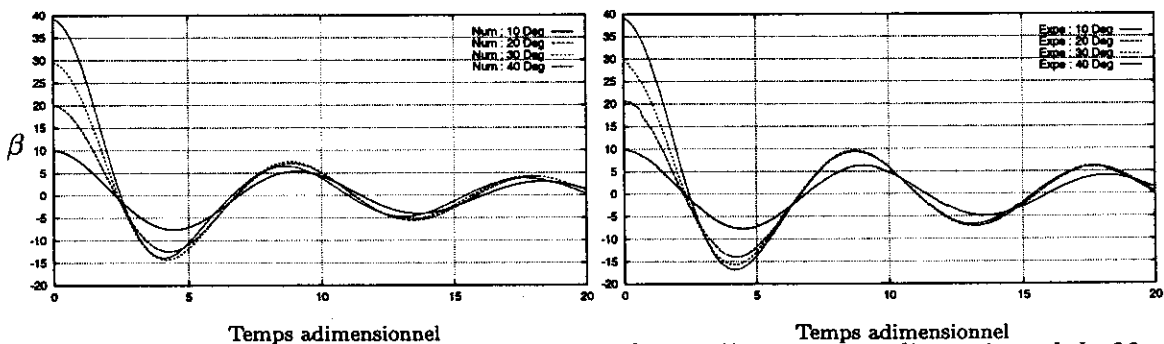


Figure 4: Comparaison des évolutions de l'angle β jusqu'à un temps adimensionnel de 20. L'angle initial de lâcher du pendule varie de 10° à 40° . Le Reynolds est fixé à 300.

On se propose d'étudier le mouvement d'un cylindre pivotant autour d'une liaison pivot P_c dans un écoulement uniforme, Figure 5. Dans cette étude, le mouvement du cylindre (de flottabilité nulle et dont les centres de poussée et de gravité sont confondus) est assuré par l'émission des tourbillons, provoquant une fluctuation des efforts de trainée et portance.

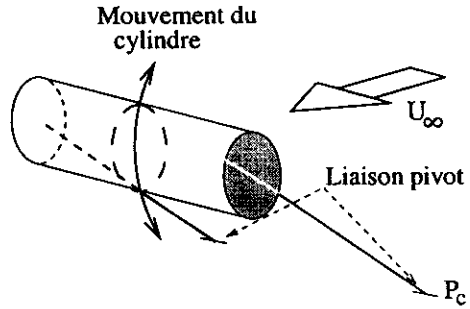


Figure 5: Etude 2

7.1 Etude théorique du mouvement du cylindre

Dans cette étude, le mouvement du cylindre est déterminé par la fluctuation des efforts de portance et de trainée. Le centre de gravité du cylindre ainsi que son centre de poussée sont confondus, voir Figure 6. La position du cylindre est repéré à partir de l'angle α . Le nombre de Reynolds utilisé dans cette étude est défini à partir de l'écoulement incident, du diamètre du cylindre et de la viscosité cinématique du fluide : $Re = \frac{2 U_\infty^* r_c^*}{\nu^*}$

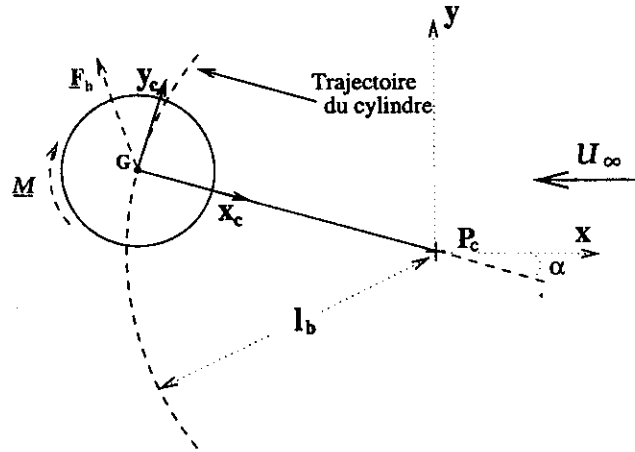


Figure 6: Descriptif de l'étude 2

La cinématique du pendule est connue à chaque instant en résolvant l'équation différentielle suivante qui est construite de la même manière que pour l'étude 1 et qui ne fait intervenir que les efforts hydrodynamiques :

$$\mathcal{I}\ddot{\beta} = \mathcal{M} - l_b F h_y \quad (6)$$

7.2 Résultats

L'analyse des résultats numériques portent d'une part sur l'évolution temporelle des différents signaux comme l'angle (α) la portance (C_l) et la trainée (C_d) et d'autre part sur l'analyse détaillée du sillage tourbillonnaire proche du cylindre. L'ensemble des simulations ont été réalisées à un Reynolds de 2000. Le seul paramètre que nous faisons varier lors des différentes simulations est la longueur de la tige l_b , il a pour effet en particulier de modifier l'inertie \mathcal{I} et le couple induit par les forces hydrodynamiques $F h_y$ agissant sur le cylindre. Les différentes longueurs de barre testées sont les suivantes $l_b = 3, l_b = 4, l_b = 4.5, l_b = 5, l_b = 5.5$ et $l_b = 7$. Nous allons focaliser notre interprétations sur le pendule ayant une longueur de barre $l_b = 5$ après les quelques remarques suivantes qui donnent une première idée du comportement général du pendule quand on fait varier l_b :

- Le pendule ne subit aucune autre force que les efforts hydrodynamiques agissant sur le cylindre. La trainée C_d agit donc comme une force de rappel au même titre que la pesanteur pour

un pendule pesant. La particularité ici est la variation temporelle du C_d qui s'adapte à chaque instant en fonction de l'écoulement et de la position du cylindre. La trainée en particulier peut exciter le pendule par un mécanisme de type excitation paramétrique. La portance C_l est une force qui agit transversalement à l'écoulement et force le pendule à s'écarter de la position $\alpha = 0$.

- La fréquence d'oscillation du pendule (f_{cy}) ne varie pas et s'accroche sur celle du lâcher de tourbillon du cylindre fixe (f_{St}). Il y a donc synchronisation entre le lâché tourbillonnaire et le mouvement du cylindre $f_{cy}/f_{St} \approx 1$. Ce résultat a été vérifié expérimentalement dans un canal à flux continu, avec le cylindre décrit dans l'étude 1, quand la largeur de la veine est voisine de la longueur du cylindre (Figure 7).
- L'évolution des différentes quantités (α , C_l et C_d) n'est pas monochromatique et peut subir de fortes modulations que nous détaillons pour le cas $l_b = 5$. Néanmoins l'amplitude d'oscillation est bornées et n'excède pas un rayon. Ce résultat a pu également être vérifié expérimentalement en faisant varier la longueur l_b .

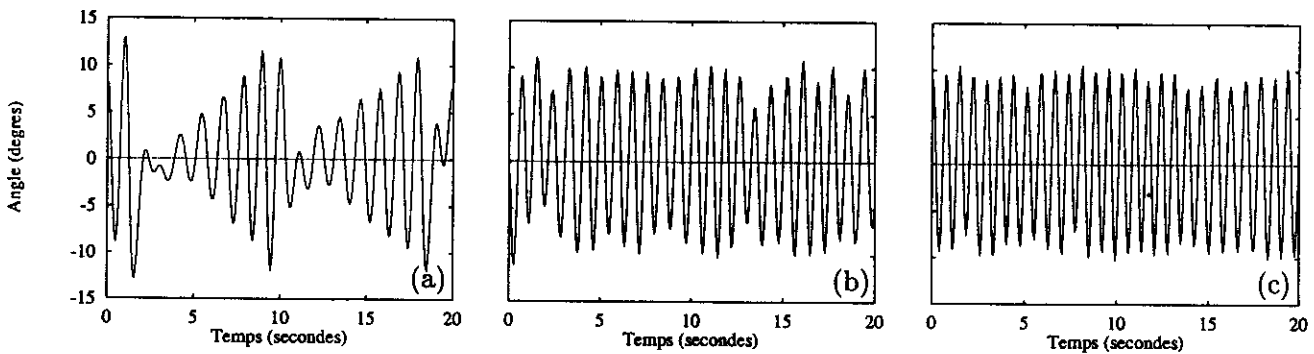


Figure 7: Effets du confinement du cylindre dans la veine d'essai. Mise en évidence des effets tridimensionnels. La longueur du cylindre est fixée ($l_c = 25\text{cm}$) et trois largeurs de veine, l_{vi} , sont testées : (a) $l_{v1} = 30.2\text{cm}$, (b) $l_{v2} = 25.6\text{cm}$, (c) $l_{v3} = 25.1\text{cm}$. Les fréquences adimensionnalisées par le Strouhal sont : (a) $f_1 = 0.73$, (b) $f_2 = 0.91$, (c) $f_3 = 1.06$

Nous détaillons maintenant le cas $l_b = 5$. Pratiquement le pendule n'est libre d'osciller, que quand l'allée de Von Karman du cylindre fixe est bien établie dans le sillage, soit après un temps adimensionnel choisi ici égal à 103.7. Ensuite il est libre de pivoter autour de P_c . La Figure 8 donne l'évolution des coefficients hydrodynamiques C_d et C_l . Le signal temporel de l'évolution de l'angle est donnée Figure 9 quand le pendule devient mobile. On constate immédiatement une forte augmentation de la trainée qui est plus que doublée : la valeur moyenne de la trainée augmente (de $\bar{C}_d = 1.5$ à $\bar{C}_d = 2.6$) et l'écart type croît également (de $\sigma_{C_d} = 0.15$ à $\sigma_{C_d} = 0.9$). La portance ne subit pas de fortes variations par rapport au cylindre fixe : l'écart type varie peu (de $\sigma_{C_l} = 1.04$ à $\sigma_{C_l} = 0.98$) et la moyenne reste nulle

Une simple analyse en fréquence ne permet pas de capter l'évolution de l'amplitude de ces différents signaux au cours du temps. Nous avons utilisé une technique de démodulation du signal par transformée de Hilbert [11] qui permet d'extraire l'évolution temporelle de l'amplitude sur un signal localement sinusoïdal.

Nous remarquons que le signal peut être décomposé en deux parties :

Pour un temps compris entre $103 < tps < 320$, le signal présente des variations d'amplitudes assez régulières (succession de petites et de grandes amplitudes du C_d). Pour un temps compris entre

$320 < tps < 550$, les signaux de trainée et de portance sont très fortement modulés en amplitude. Il apparaît nettement 5 variations caractérisées en particulier par des valeurs minimum d'amplitudes du C_l dont un exemple est représenté au temps $tps = 477.1$ Figure 13.

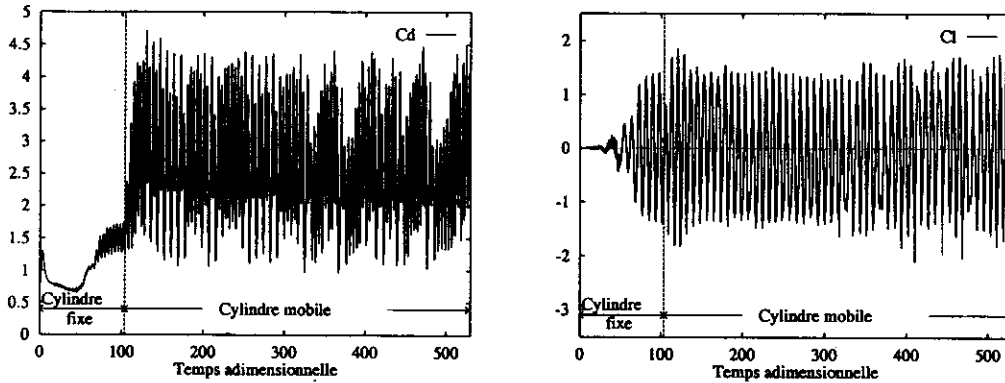


Figure 8: Signaux temporels des coefficients de trainée et portance pour une longueur de barre $l_b = 5$ et un nombre de Reynolds de 2000

Le signal temporel de la position angulaire du cylindre, Figure 9, présente aussi de fortes variations d'amplitudes. La fréquence moyenne d'oscillation du cylindre, f_{cy} , est la même que celle de la fréquence du Strouhal ($f_{cy} = f_{St} = 0.24$). Il y a donc synchronisation entre le lâché tourbillonnaire et le mouvement du cylindre. Lorsque l'allée de Von Karman se développe derrière un cylindre immobile, il apparaît dans le sillage une succession de tourbillons de circulation positive et négative. Suivant la nomenclature de Williamson et Roshko [3], ce sillage se développe suivant une structure de type 2S.

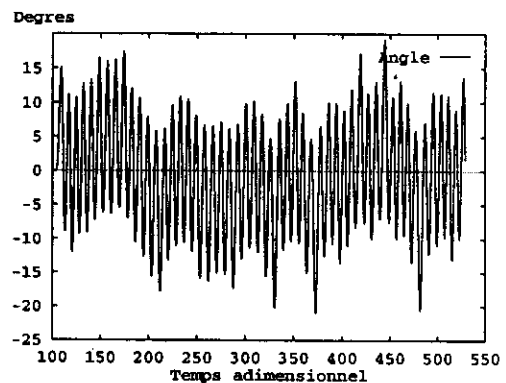


Figure 9: Position angulaire, $\alpha(t)$

Lorsque le cylindre est libre de se déplacer en oscillant autour de la liaison pivot P_c , le sillage peut prendre plusieurs configurations :

1. Une structure P+S, à savoir qu'il y a émission de deux tourbillons positifs et d'un tourbillon négatif. Le premier tourbillon positif est émis au voisinage du tourbillon négatif, sous l'axe $y = 0$, alors que le deuxième est émis au dessus de l'axe, Figure 10, Temps= 163.7
2. Une structure S+P, qui est l'inverse de la structure P+S. Cette configuration est illustrée sur la Figure 10, Temps=255.1
3. Une structure P+S + S+P qui se caractérise par l'apparition des structures P+S et S+P dans le sillage. Cette structure ressemble à une structure 2P, à savoir que les tourbillons sont émis par paires. Mais au lieu d'être émis de part et d'autre de l'axe du sillage suivant une symétrie par rapport à l'axe vertical, ils sont émis suivant une symétrie par rapport à l'axe horizontal, voir Figure 11, Temps=196.5

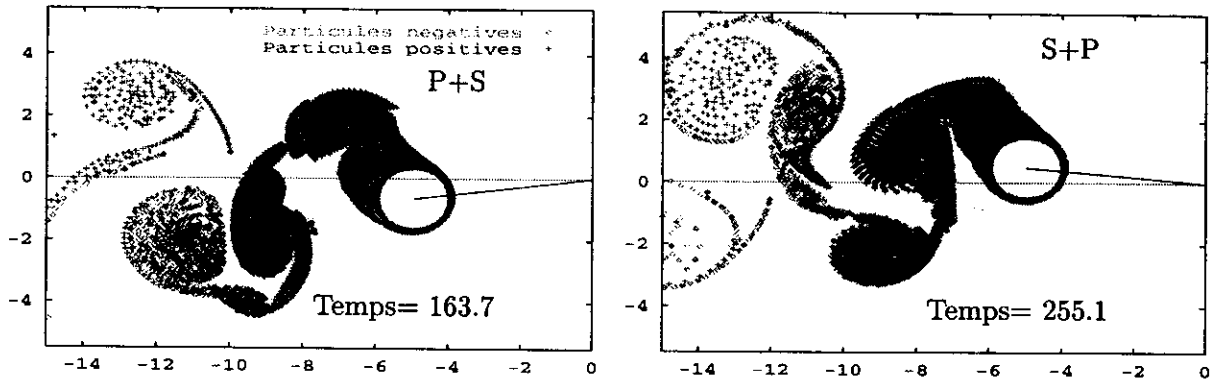


Figure 10: Champs particulaires pour les structures P+S et S+P

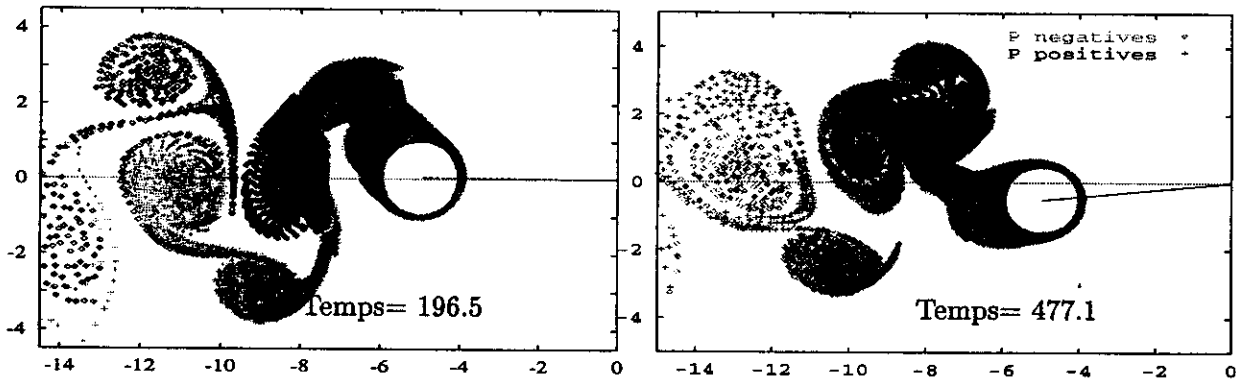


Figure 11: Champ particulaire pour les structures P+S + S+P

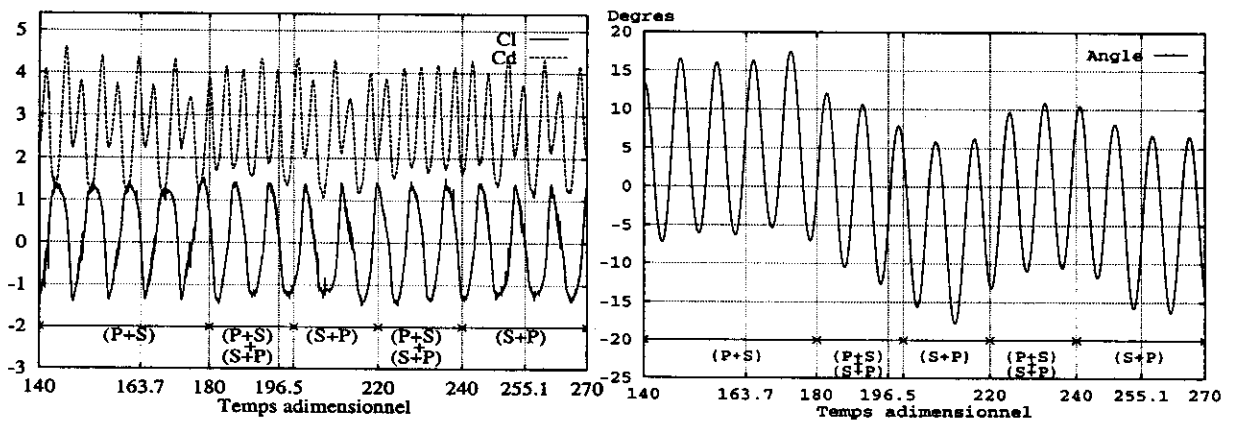


Figure 12: Signaux temporels des coefficients hydrodynamiques et position angulaire

La Figure 12 présente l'évolution des signaux de portance et de trainée. Nous indiquons également le type de configuration tourbillonnaire que nous observons dans le sillage. Nous essayons ainsi de mettre en évidence le lien entre le type de structure présente dans le sillage et la représentation des efforts. Le passage d'une configuration P+S à la structure S+P en passant par une structure

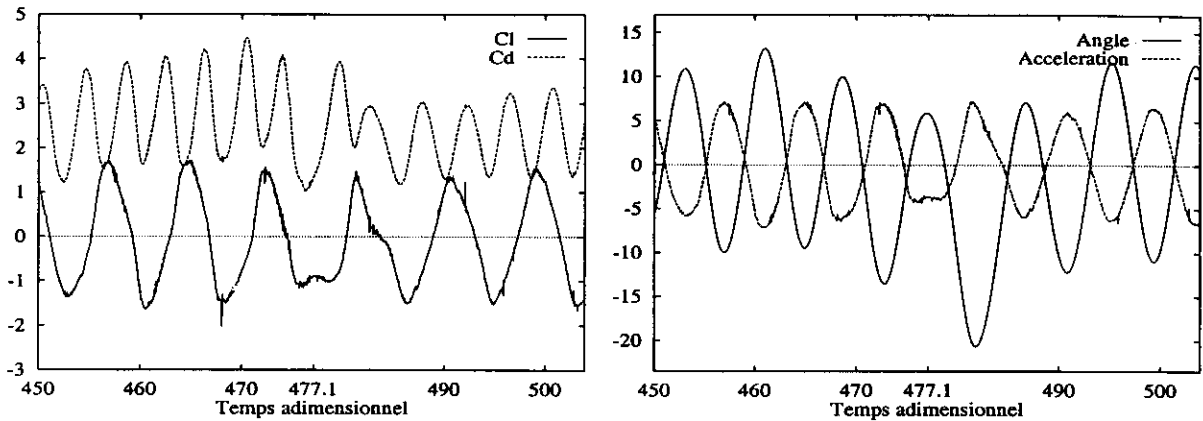


Figure 13: *Signaux temporels des coefficients hydrodynamique , accélération et position angulaire*

intermédiaire de type P+S + S+P s'illustre par une modification des signaux de traînée et de portance :

Dans le cas P+S l'évacuation d'un seul tourbillon négatif se matérialise par un pic négatif au niveau du signal de portance. L'émission des deux tourbillons positifs est matérialisée par un maximum positif de la portance plus *arrondie*. Dans le cas S+P se processus est inversé, l'émission d'un seul tourbillon positif est représenté par un pic positif au niveau du signal de portance et l'évacuation des deux tourbillons négatifs se matérialise par une valeur négative de la portance plus arrondie. On remarque des comportements similaires au niveau du signal de traînée. Pour celui-ci les petites variations d'amplitudes dans le cas P+S deviennent de grandes variations d'amplitudes dans le cas S+P. Dans le cas d'une configuration P+S + S+P, les signaux de traînée et portance deviennent symétriques.

Nous reprenons l'analyse de la deuxième partie du signal de la Figure 8 pour $320 < tps < 550$. Le passage d'une structure P+S à S+P ne se fait pas toujours de façon lente et régulière comme nous venons de le décrire. La structure P+S + S+P ne conduit pas à la structure S+P (ou P+S) (voir Figure 11 au Temps 477.1). Dans ce cas de figure les tourbillons sont chassés dans l'écoulement. Ceci provoque une diminution de la traînée et de la portance et une variation de l'angle d'oscillation. Le système, émet alors des structures tourbillonnaires différentes qui se caractérisent par de fortes fluctuations des efforts et de position angulaire, Figure 13.

Nous avons remarqué le même type de comportement pour des longueurs de tiges différentes. Le système passe d'une structure tourbillonnaire à une autre. Ces structures n'étant pas symétriques par rapport à l'axe du sillage le système n'est pas en équilibre. Cependant, lorsque le sillage est symétrique (type allée de Von Karman), nous avons remarqué que les fluctuations d'amplitude et de fréquence étaient pratiquement inexistantes. C'est le cas pour la barre de 7 et celle de 4.5. Pour la barre de 7 le sillage reste de type 2S, identique à celui du cylindre immobile. Pour la barre de 4.5 par contre le cylindre commence par avoir un comportement semblable aux autres et émet une structure 2S qu'il conserve.

8 Conclusion

L'originalité de cette étude est d'abord le système étudié qui permet d'extraire certaines difficultés qui portent sur l'étude des phénomènes de vibration de structure. Le système, simple par le faible nombre de paramètres qui le caractérisent, possède un degré de liberté : il permet au cylindre par un mouvement de translation et de rotation de se déplacer. Cette étude à la fois expérimentale et numérique nous a permis de mettre en évidence des effets non linéaires de l'amortissement d'un cylindre en eau calme. Quand l'écoulement est uniforme nous proposons une interprétation du

couplage entre le sillage, le mouvement du cylindre et les efforts. Les perspectives de ce travail sont la visualisation expérimentale des structures tourbillonnaires dans le sillage proche du cylindre, et l'application de ce montage quand l'écoulement est non uniforme de type houle.

REMERCIEMENTS : Nous remercions le Centre de Ressources Informatiques de Haute Normandie (C.R.I.H.A.N) pour les heures de calcul sur le super calculateur Illiac 8.

References

- [1] Yann Roux & Elie Rivoalen. Study of the motion of a submerged cylinder in free oscillation. In *EuroMech 374*, 1998.
- [2] A. Khalak and C.H.K. Williamson. Dynamics of a hydroelastic cylinder with very mass and damping. *Journal of Fluids and Structures*, 10:455-472, 1988.
- [3] C.H.K. Williamson and Roshko. Vortex formation in the wake of an oscillating cylinder. *Journal of fluid and structure*, 1988.
- [4] A. Leonard. Vortex methods for flow simulation. *J. of Comp. Physics*, (37):289-335, 1980.
- [5] Wen-Zhong Shen. *Calculs d'écoulements tourbillonnaires visqueux incompressibles par une méthode de couplage différences finies / particulière*. PhD thesis, Univ Paris XI Orsay, 1993.
- [6] L.Ta Phuoc O.Daube and A.Dulieu. Numerical simulation and hydrodynamic visualization of transient viscous flow around an oscillating aerofoil. *International Journal For Numerical Methods In Fluids*, 9:891-920, 1989.
- [7] Charles G.Speziale. On the advantages of the vorticity-velocity formulation of the equations of fluid dynamics. *Journal of computational physics* 73, pages 476-480, 1987.
- [8] Yuguo Li and Lisa Balacchino. Implementation of some higher-order convection schemes on non-uniform grids. *International journal for numerical methods in fluids*, 21, 1995.
- [9] S. Huberson J.P. Choquin. Particules simulation of viscous flow. *Computers and Fluid*, 1988.
- [10] Frédéric Hauville. *Optimisation des méthodes de calculs d'écoulement tourbillonnaires instationnaires*. PhD thesis, Université du Havre, janvier 1996.
- [11] Patrick Bot. *Modes d'instabilités secondaires et supérieurs dans le système de Taylor-Dean*. PhD thesis, Université du Havre, 1998.