

**MESURE ET ANALYSE DES EFFORTS TRANSVERSAUX
SUR UN CYLINDRE EN ACCELERATION**

D.R. RAJAONA

LHN - URA 1217

ENSM 1 Rue de la Noë 44072 Nantes Cédex

Résumé

On présente les résultats de mesure et l'analyse des efforts transversaux appliqués sur un cylindre circulaire entraîné dans un mouvement uniformément accéléré dans un fluide au repos. Les différents régimes d'écoulement observés sont décrits dans le cas de vitesse initiale nulle ou non. Les effets du caractère critique de l'écoulement sont mis en évidence. Le régime subcritique est étudié en utilisant une généralisation du modèle obtenu en mouvement uniforme. Les oscillations sont caractérisées par un nombre de Strouhal voisin de 0.2. Certaines similitudes entre les caractères oscillatoires des efforts en écoulements uniforme, accéléré et impulsif sont discutées.

Summary

The transverse forces acting on a circular cylinder towed at a uniformly accelerated motion in a fluid at rest are measured and analyzed. The various flow regimes are described in the case of zero or nonzero initial velocities; specifically the effect of the critical flow is evidenced. The oscillatory forces related to the subcritical flow are analyzed by using a generalization of the model for the uniform flow. This leads to a Strouhal number value close to 0.2. Some similarities between the oscillatory forces related to the uniform, accelerated and impulsive motions are discussed.

I. INTRODUCTION

L'évaluation des efforts appliqués sur un cylindre placé dans un écoulement instationnaire est un sujet d'intérêt pour l'ingénierie offshore (T.L. Shaw,1982 ; T. Sarpkaya , 1982). En effet, les corps cylindriques du fait de la simplicité de leur géométrie sont fréquemment utilisés sur les structures marines ou offshore. Ces dernières sont placées dans un environnement marin où les courants et/ou la houle sont le siège d'écoulement instationnaire. C'est pourquoi il est utile de proposer une prédiction des efforts auxquels les structures sous marines ou certains de ses éléments constitutifs sont soumis. Faute de modèle purement numérique capable de prendre en compte les conditions d'écoulement des cylindres considérés, l'approche proposée est expérimentale et concerne un écoulement uniformément accéléré.

Les études concernant les écoulements uniformément accélérés autour de cylindre circulaire sont peu nombreuses. Citons les travaux de Sarpkaya [2] - travaux expérimentaux réalisés en tunnel hydrodynamique - et ceux de Tatsuno et Taneda [3] qui sont des visualisations montrant la complexité de l'écoulement . Les prédictions fondées sur les calculs directs de l'écoulement sont peu nombreuses et se limitent le plus souvent à des nombres de Reynolds assez faibles [4]. Par ailleurs les efforts transverses ont une contribution non négligeables sur les efforts induits par l'écoulement [10].

L'objet du travail présenté consiste à mesurer et à analyser les forces de portances instationnaires appliquées sur un cylindre entraîné en mouvement uniformément accéléré en eau calme. Les principaux résultats concernant la force en ligne (ou force de trainée) ont été présentés dans Sulmont et Rajaona [6] [7] [8]. L'accent est mis dans cette étude sur les caractérisations des régimes observés et du lâcher de tourbillons par une méthode d'interpolation spectrale et les premiers résultats obtenus dans le cas du mouvement accéléré avec vitesse initiale nulle seront présentés.

II. RAPPEL DE LA METHODOLOGIE EXPERIMENTALE ET PLAGE DES PARAMETRES DE MESURE

Il convient de rappeler la méthodologie expérimentale et la plage des paramètres de mesure.

Un cylindre de 20 cm de diamètre et de 2 mètres de long est instrumenté dans sa partie centrale ($L = 0.50$ m) pour permettre la mesure de la force de trainée et de portance. Les différentes étapes de la procédure expérimentale sont décrits en détail dans Rajaona [8]. On peut cependant rappeler que le cylindre est monté horizontalement sur un bâti fixé lui-même sur le chariot du bassin des carènes du LHN (3m x 5m x 70 m) . Le mouvement uniformément accéléré est obtenu en réglant l'accélération lors de la phase de mise en mouvement du chariot. Cette

accélération est réglable entre les valeurs de 0.2 à 0.6 m/s^2 . Au cours d'une expérience on mesure au moyen d'une chaîne d'acquisition la vitesse instantanée, la force de trainée et la force de portance. La procédure utilisée est la suivante :

- le pas de temps d'acquisition est choisi de façon telle que l'on puisse au minimum disposer d'une centaine de points de mesure.

- l'acquisition est lancée manuellement avant l'instant initial de la phase d'accélération. Elle est également arrêtée manuellement en fin de parcours.

- après chaque essai un tracé des paramètres est réalisé. Les graphes correspondants serviront au dépouillement qui en raison des multiples interprétations essayées n'a pas été rendu entièrement automatique (Sulmont et Rajaona 1986.1987). Les mesures ont été réalisées sur un APPLE II, transférées sur PC puis sur Vax 8700. Le schéma d'ensemble de la chaîne de mesure et de traitement est représenté sur la figure 1.

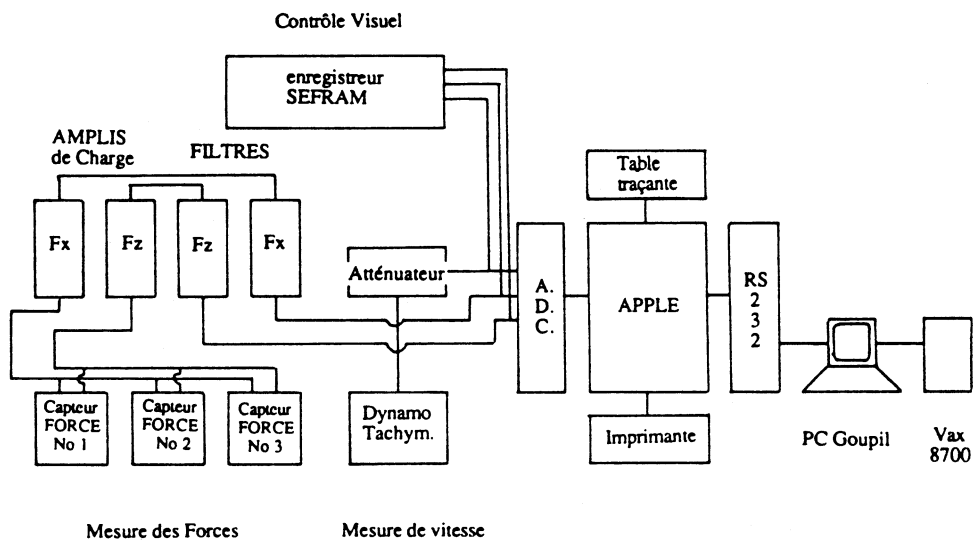


Figure 1 : Schéma d'ensemble de la chaîne de mesure et de traitement .

La campagne de mesures a été réalisée pour explorer l'ensemble des paramètres physiques suivants, intervenant dans l'écoulement :

- l'intensité de l'accélération a
- la vitesse initiale V_0
- l'angle α de l'axe du cylindre avec la direction du déplacement.

Les plages de définition des paramètres sont reportées sur le Tableau I.

Tableau I : Valeurs des paramètres de l'écoulement

Intensité de l'accélération (m/s^2)	0.2	0.38	0.50	0.577
Vitesse initiale	0.	0.25	0.50	0.75

(m/s) 1. 1.25 1.50 1.75 2.

Un exemple des résultats de l'acquisition est illustré sur la figure 2

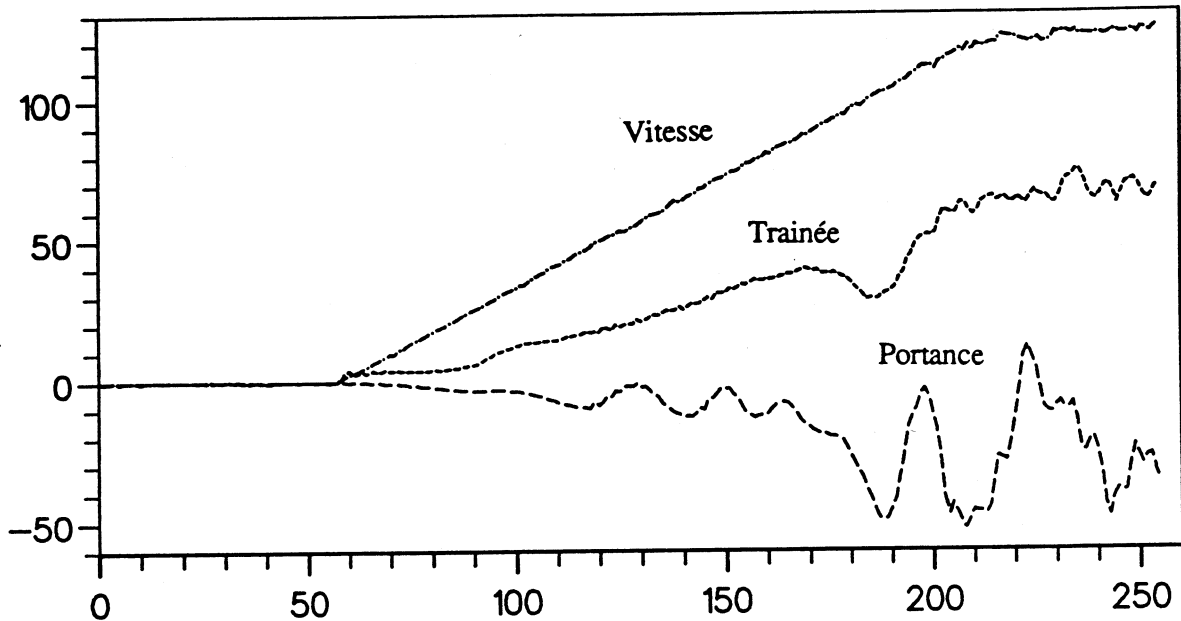


Figure 2 : Exemple d'acquisition tracée après un essai :
 $\alpha = 0 ; V_0 = 0 \text{ m/s} ; a = 0.38 \text{ m/s}^2$.

III. RAPPELS SUR L'EVOLUTION DES EFFORTS TRANSVERSES ET EN LIGNE EN ECOULEMENT UNIFORME

Avant de présenter le modèle des efforts transversaux dans le cadre de l'étude nous rappelons quelques résultats connus obtenus en mouvement stationnaire.

a) - Les régimes de l'écoulement autour d'un cylindre lisse en mouvement stationnaire de vitesse V_0 dans un liquide au repos peuvent être résumés de la manière suivante selon la valeur du nombre de Reynolds $Re = V_0 D / \nu$ (ν = viscosité cinématique de l'eau) [8] :

* Aux très faibles nombres de Reynolds ($Re \leq 40$), on n'observe pas de décollement sur le cylindre ; l'écoulement est laminaire ; le sillage est laminaire . On n'observe pas de forces transversales. L'écoulement est symétrique. (Régime 1).

* Pour les nombres de Reynolds compris entre 40 et 1000 le décollement apparaît et on constate une augmentation de la trainée moyenne due à l'apparition du sillage (Régime 2) alors que les forces transverses sont nulles puisque l'écoulement est encore symétrique.

* Entre les valeurs de Re comprises entre 1000 et 320000 environ apparaît le régime subcritique . La caractéristique de l'écoulement réside alors dans les positions relatives du point de

séparation SL de la couche limite et du point de transition T de laminaire à turbulent dans la couche de cisaillement libre. Dans ce cas SL est en amont de T. (Régime 3)

Au fur et à mesure que le nombre de Reynolds augmente le point de transition se rapproche du point de séparation S qui peut être considéré comme fixe sur le cylindre et situé à environ 80 degrés en arrière du point d'arrêt (Figure 3.a). Sur la figure, les flèches placées à la frontière de la couche de cisaillement indiquent l'entraînement des particules fluides de l'écoulement externe et de la zone de recirculation vers l'intérieur de la couche de cisaillement. On observe une fluctuation de la pression sur le cylindre qui se traduit par l'apparition d'oscillations sur les forces transversales. Le coefficient de traînée C_{D0} définie par le rapport traînée divisée par $0.5 \rho L D V_0^2$ évolue au voisinage de 1.2. Une évolution de la force de portance dans ces conditions est représentée sur la figure 4.

* En régime critique, l'écoulement au voisinage immédiat du point de séparation est représenté sur la figure (3.b). On constate que le point de séparation a reculé jusqu'à atteindre une position correspondant à un angle d'environ 110° par rapport au point d'arrêt. Un phénomène observé par certains auteurs est l'apparition d'une dissymétrie de l'écoulement qui se traduit par une force de portance oscillatoire à moyenne non nulle. Cette dissymétrie qui n'a pas encore été complètement étudiée pourrait être due soit à la présence d'une bulle de séparation - réattachement (Basu-Vickery) soit à des positions dissymétriques des points de séparation sur les deux faces du cylindre. Pour cette deuxième configuration la dissymétrie de l'écoulement peut être aussi observée en régime subcritique (Schewe [5]). Le sillage ne présente pas de caractère oscillatoire particulier puisque l'on n'observe aucune fréquence dominante. (Régime 4)

* En régime supercritique, on constate un resserrement de la couche de cisaillement libre. Les points de transition T et de séparation ST sont intervertis au sens où le point de transition est maintenant en amont du point de séparation. La conséquence est une diminution de la largeur du sillage et une séparation turbulente (Régime 5).

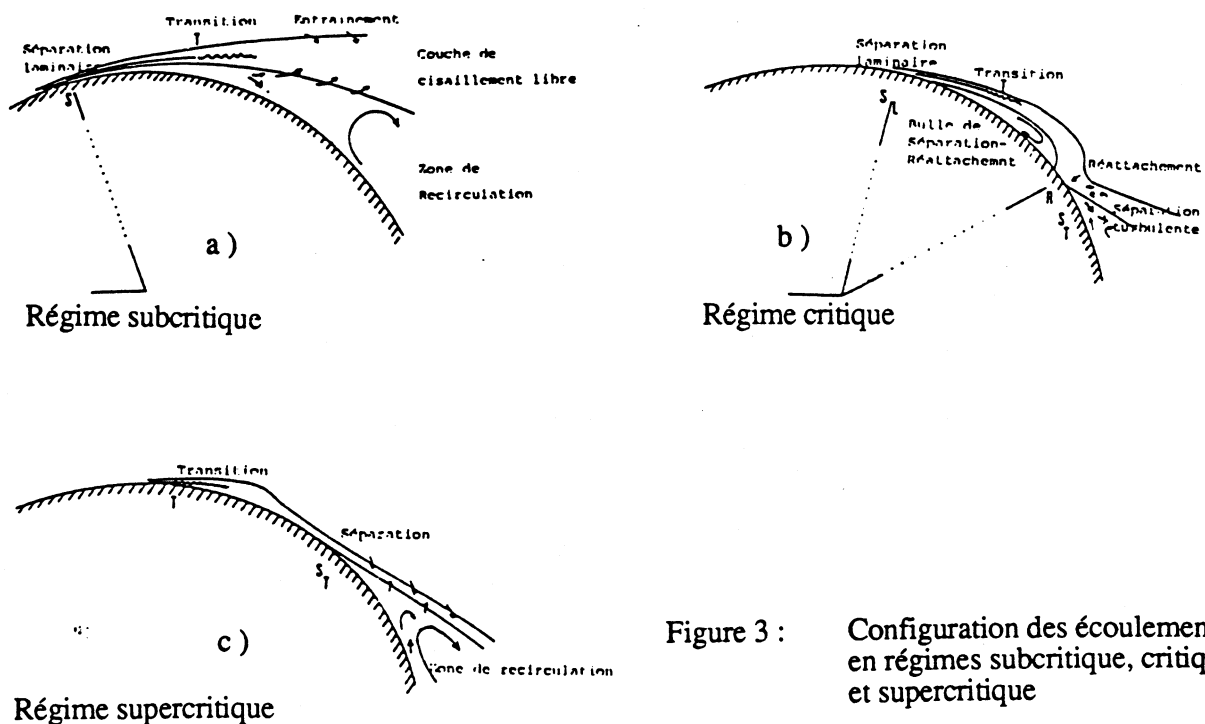


Figure 3 : Configuration des écoulements en régimes subcritique, critique et supercritique

b) - Mécanisme de lâcher des tourbillons et Nombre de Strouhal

La description du mécanisme de lâcher de tourbillon qui est habituellement admise est due à GERRARD (1966). Ce mécanisme repose sur les actions mutuelles des couches de cisaillement libres de vorticité de signes contraires qui se développent dans le sillage. Dans la plage des nombres de Reynolds subcritiques, le lâcher s'effectue de façon régulière. Les résultats de mesure du nombre de Strouhal S_0 dans ce régime sont très stables S_0 étant défini par le rapport $S_0 = fD/V_0$ où f est la fréquence de lâcher des tourbillons, prend des valeurs très voisines de 0.2. La figure 4 illustre l'évolution des forces de portance dans ce cas. Les valeurs du coefficient de portance font apparaître des écarts d'un auteur à l'autre entre autres raisons par les effets tridimensionnels. Le caractère presque périodique du lâcher de tourbillons disparaît en régime critique et supercritique . Dans ce cas les spectres de portance des forces dues au lâcher font apparaître une largeur de bande plus grande. Le nombre de Strouhal peut atteindre 0.5 . Le caractère périodique réapparaît ensuite pour les nombres de Reynolds transcritiques et le sillage est de nouveau organisé mais plus étroit.

Le modèle des forces transversales en régime subcritique utilisé par un certain nombre d'auteurs est :

$$F_z(t) = F_{z0} \cos (2\pi f t + \phi) \quad (1)$$

- où
- V_0 = vitesse d'avance uniforme
 - f = fréquence de lâcher des tourbillons
 - ϕ = phase mesurée par rapport au début des acquisitions
 - F_{z0} = amplitude des forces transverses.

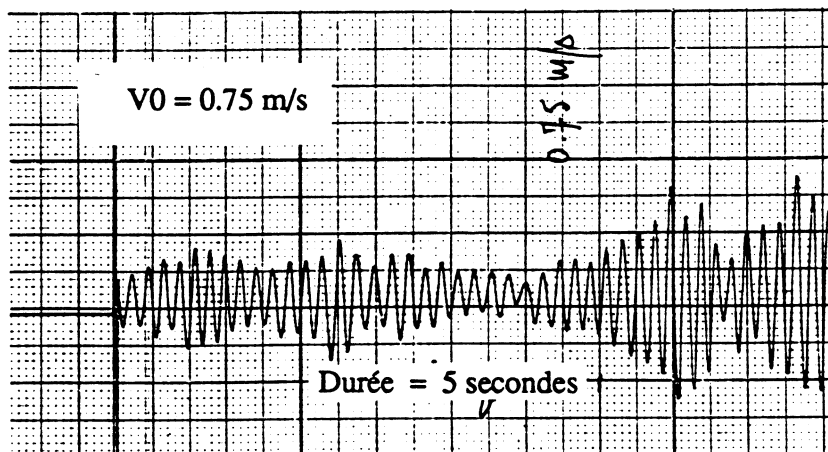


Figure 4 : Evolution des forces de portance en mouvement uniforme
Régime subcritique

IV . LES REGIMES OBSERVES EN MOUVEMENT ACCELERE

Lors du mouvement uniformément accéléré à partir d'une vitesse initiale nulle , l'écoulement autour du cylindre passe par les différents régimes que nous avons décrits précédemment (Régime 1 à 5). La figure 5 illustre les évolutions de F_x et F_z dans ce cas . Les régimes R1 et R2 correspondent aux nombres de Reynolds trop faibles et ne sont pas observables ; on peut cependant noter qu'elles correspondent à une évolution quasilineaire de la force transverse . Nous focaliserons notre étude sur les régimes R3 et R4 qui correspondent à un écoulement subcritique et critique . Le régime R3 s'observe sur la figure 5 par une évolution faiblement parabolique de la force de trainée et sur la force transversale par des oscillations dues aux lâchers de tourbillons alternés. La fin de ce régime est marquée par une chute brutale des efforts en raison du caractère critique de l'écoulement (Régime R4).

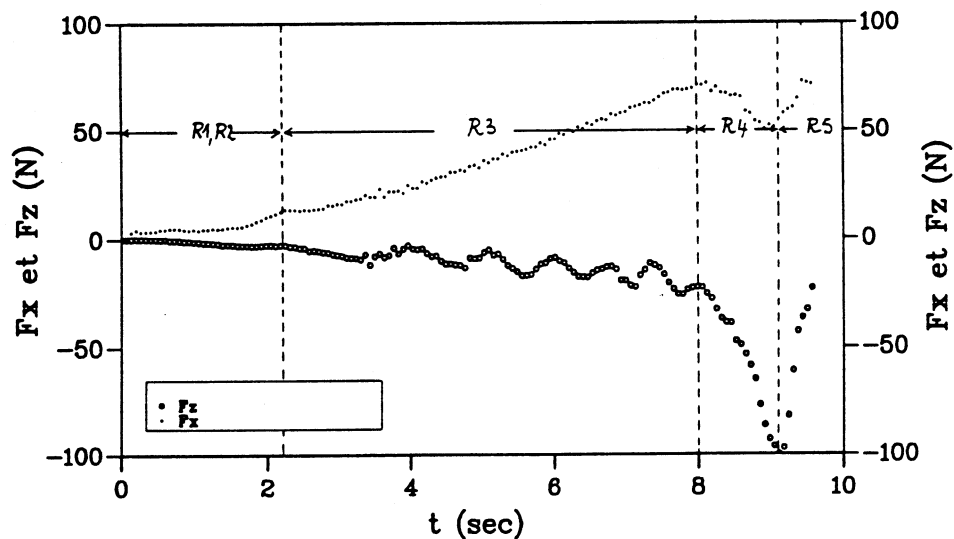


Figure 5 : Evolution des forces de trainée-portance et les régimes de l'écoulement .
 $A = 0^\circ$, $V_0 = 0$, $V_f = 2$ m/s ; Série I10; $\Delta t = 66$ ms ; $a = 0.2$ m/s²

Pour illustrer ces différents régimes nous avons tracé sur les figures 6 en fonction du nombre de Reynolds instantané le coefficient de portance C_l défini en équation (2) :

$$C_l(t) = \frac{F_z(t)}{\rho L \frac{\pi D^2}{4} a} \quad (2)$$

Le signe de ces coefficients a été fixé par le fait que l'axe z est dirigé vers le bas. Ces courbes sont tracées pour les vitesses initiales $V_{0i} = 0, 0.5, 1.125, 1.75$ et 2 m/s . Ces courbes font

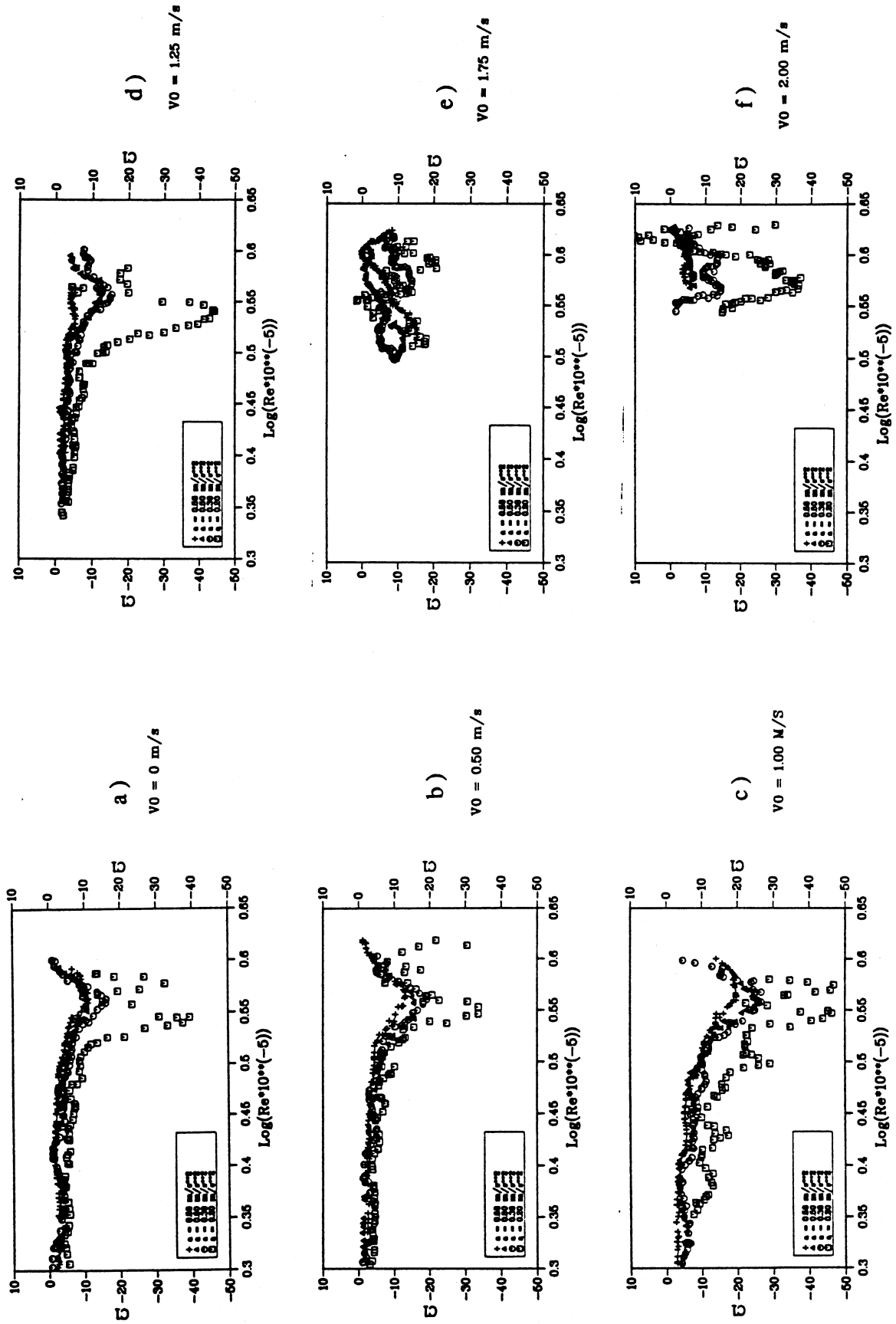


Figure 6 : Evolution du Coefficient de Portance en fonction de $\text{Re}(t)$

$V_0 = 0, 0.5, 1.0, 1.25, 1.75, 2.0 \text{ m/s}$

Accélération $a = 0.20, 0.38, 0.50, 0.58 \text{ m/s}^2$

apparaître la zone où les forces oscillent et celles de la chute de portance aux nombres de Reynolds critiques . On peut noter trois observations :

1 - Les deux courbes 6.e et 6.f correspondent à des vitesses initiales de 1.75 et 2 m/s . On constate que les nombres de Reynolds instantanés pour ces deux cas ont déjà dépassé le critique ; en conséquence les évolutions du coefficient Cl sont transcritiques et donc très peu corrélées pour les accélérations étudiées.

2 - La zone des courbes correspondant à la partie où les évolutions du coefficients Cl sont presque linéaires est également observable. Cette zone prend de l'importance au fur et à mesure que les accélérations et les vitesses initiales croissent . Elle correspond dans tous les cas au début de l'apparition de l'accélération.

3 - Le régime critique apparaît d'autant plus tôt que l'accélération est faible. Nous avons constaté que pour ces faibles valeurs de a le régime critique apparaît suffisamment tard pour que les forces subissent plusieurs oscillations. Ces oscillations ont pour effet d'accélérer le régime critique. Cette observation est en accord avec celle d'autres auteurs [1][11].

V. MODELE DES FORCES TRANSVERSES EN REGIME SUBCRITIQUE

Le modèle choisi repose sur une généralisation du modèle en régime stationnaire qui peut s'écrire :

$$F_z(t) = F_{z0} \cos \left[2\pi S_0 \frac{V_0 t}{D} + \phi \right] \quad (3)$$

ou encore :

$$F_z(t) = F_{z0} \cos \left[2\pi S_0 \frac{s}{D} + \phi \right] \quad (4)$$

où :

S_0 = Nombre de Strouhal

s/D = Le déplacement relatif du cylindre

En mouvement accéléré de vitesse instantanée $V(t)$, le modèle des forces correspondant à l'équation (4) peut encore s'écrire :

$$F_z(t) = F_{z0} \cos \left[2\pi S_1 \frac{\int_0^t V(\tau) d\tau}{D} + \phi \right] \quad (5)$$

où :

S_1 = nombre de Strouhal en mouvement accéléré .

Cette généralisation est similaire à celle proposée par P.W. Bearman et J.M.R. Graham dans le cas d'écoulement oscillant [10]. L'équation (5) ne concerne cependant que les forces oscillatoires et la phase pour laquelle l'évolution de la force est quasi linéaire en fonction du temps sera prise en compte ultérieurement. Nous avons donc analysé la validité de l'équation (5) dans le cas où la vitesse initiale est nulle, cas où la durée du phénomène oscillatoire est le plus longtemps

observable. Dans ce cas la cinématique du cylindre permet d'écrire l'équation (5) sous la forme suivante :

$$F_z(t) = F_{z0} \cos \left[2\pi S_1 \frac{\frac{1}{2}at^2 + V_D t}{D} + \phi \right] \quad (6)$$

où : V_D = vitesse atteinte par le cylindre au premier extremum .

Cette équation montre que les forces oscillent avec une fréquence qui varie linéairement avec le temps . Pour vérifier le bien fondé de cette hypothèse nous avons tracé les spectres de $F_z(t)$ à des instants successifs $t = \tau_0, \tau_0 + \Delta\tau, \tau_0 + 2\Delta\tau, \tau_0 + 3\Delta\tau, \dots, \tau_0 + N \Delta\tau$ Il est alors possible d'observer les évolutions des fréquences dominantes en fonction de τ .

Ce tracé est illustré par la figure 7 où on peut voir l'évolution linéaire de la fréquence en fonction de τ . Les fréquences dominantes sont en zone claire sur le graphe .

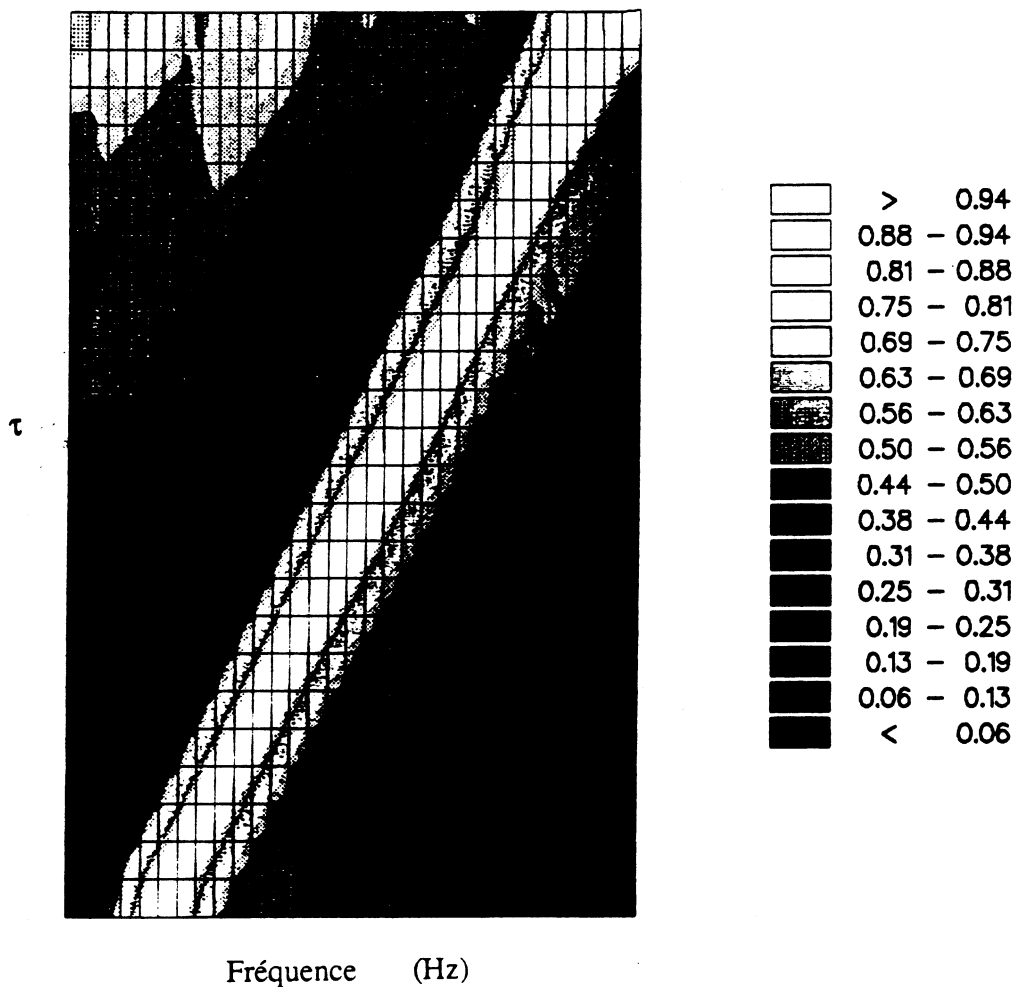


Figure 7 : Evolution des spectres de F_z pour les instants successifs $\tau_0, \tau_0 + \Delta\tau, \tau_0 + 2\Delta\tau, \tau_0 + 3\Delta\tau, \dots, \tau_0 + N \Delta\tau$
 $\tau_0 = 2.3 \text{ s} ; N = 24, \Delta t = 0.080 \text{ s}$

VI. METHODE DE DEPOUILLEMENT

Nous avons dépouillé les essais correspondants à une vitesse initiale nulle pour obtenir les résultats relatifs au régime oscillatoire. Le dépouillement a consisté à calculer le nombre de Strouhal S_1 donné par l'expression (6). Cette procédure conduit à identifier S_1 par l'expression (7) :

$$F_z^*(t) = \alpha + \beta t + F_{z0} \exp(-\lambda t) \cos \left[2\pi S_1 \frac{s}{D} + \phi \right] \quad (7)$$

où F_z^* représente la force mesurée et le terme $\alpha + \beta t$ prend en compte la contribution de la dissymétrie de l'écoulement qui a été systématiquement observée. S_1 et λ ont été calculés en appliquant l'interpolation spectrale [9] sur le terme oscillatoire et α , β , F_{z0} et Φ ont été calculés par une méthode de moindres carrés. L'amortissement λ a permis de prendre en compte les amortissements éventuels des amplitudes.

VII. RESULTATS ET DISCUSSIONS

Les résultats sont illustrés sur les courbes de la figure 8 où nous avons représenté les mesures F_z^* et la reconstitution par le modèle (7) en fonction du temps (Fig. 8.a.b.c.d) et la contribution de la partie oscillatoire en fonction de s/D (Fig. 8.e.f.g.h). Ces courbes correspondent à quatre valeurs de l'accélération et les valeurs des paramètres de l'analyse correspondants sont reportées sur le tableau suivant (lignes 1 2 3 4) :

Accélération (m/s ²)	F_{z0} (N)	F (deg.)	S_1	λ	No
0.204	9.83	319	0.196	0.0983	1
0.205	1.98	299	0.187	0.0118	1'
0.384	9.51	219	0.185	0.0294	2
0.391	12.66	248	0.190	0.0880	2'
0.524	49	216	0.209	0.247	3
0.531	12.99	299	0.183	0.176	3'
0.543	39.45	281	0.230	0.0222	4
0.561	6.84	316	0.147	0.0620	4'

On peut voir la bonne correspondance entre le modèle et les mesures. De plus, on constate une relativement bonne corrélation du nombre de Strouhal S_1 qui évolue entre 0.147 et 0.230. Le nombre de Strouhal S_1 est dans ce cas défini par le rapport $D / \int_0^T \dot{V}(\tau) d\tau$ qui est la généralisation naturelle de $S_0 = D/VT$. Ceci montre une certaine similitude entre les oscillations des forces en écoulement uniforme et en écoulement accéléré. Par ailleurs, on constate que la répétitivité est satisfaisante pour les phases évoluant entre 216 et 319 degrés et qu'elle est mauvaise sur les amplitudes. Cette mauvaise corrélation est attribuée aux effets tridimensionnels. Dans le cas d'un écoulement uniforme la longueur de corrélation représente l'envergure moyenne du cylindre sur

laquelle le lâcher de tourbillons s'effectue en phase. Cette longueur varie entre $3D$ et $6D$ et le coefficient de portance varie entre 0.1 et 1 en régime subcritique [11].

Pour clore cette section, nous avons tenté une comparaison entre les écoulements impulsifs et accélérés. Pour cela les résultats des expériences effectuées par Sarpkaya en 1978 ont été comparés aux nôtres ; la figure 9 illustre cette comparaison. Les forces oscillatoires sont représentées en fonction de s/R . Les nombres de Reynolds correspondants aux mouvements impulsifs 1 et 2 sont respectivement d'environ 32000 et 16000 . La correspondance des périodes d'oscillation semble montrer que le lâcher de tourbillons a lieu lorsque le cylindre a parcouru une distance voisine de 10 fois son rayon dans les deux cas de mouvements. Cette distance est également la même en mouvement uniforme. Une différence apparaît sur le phénomène de séparation par le fait que les courbes sont déphasées les unes par rapport aux autres. Les deux courbes correspondants aux mouvements impulsifs sont très peu déphasées entre elles ; dans ce cas, en effet, la séparation commence lorsque le rapport $s/R = 0.351$. Alors que ce même rapport est de l'ordre de 0.52 pour un mouvement uniformément accéléré ceci explique le déphasage entre les courbes [11].

VIII. CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES

Nous pouvons faire les remarques suivantes des résultats de ces expériences :

1)- Les corrélations des courbes tracées en fonction du nombre de Reynolds instantanés montrent que le régime dépend peu de l'accélération tant que le nombre des oscillations des forces transversales n'est pas trop grand. Ces oscillations ont une légère tendance à accélérer l'apparition du régime critique.

2)- Les expériences à vitesse initiale non nulle montrent que l'accélération conduit à une phase d'évolution linéaire des forces F_z . Cette phase entre en compétition avec une phase oscillatoire caractéristique du régime subcritique qui est d'autant moins nette que l'accélération est forte est que la vitesse initiale est grande.

3)- Il est très difficile de caractériser les amplitudes et les phases des forces oscillatoires. Ces difficultés sont essentiellement liées au caractère tridimensionnel instationnaire de l'écoulement.

4)- Il est cependant possible de trouver une certaine similitude sur les valeurs du nombre de Strouhal entre les mouvements uniforme, accélérés et impulsifs. Dans ce cas il faut exprimer le nombre de Strouhal en terme de déplacement relatif du cylindre. La valeur du nombre de Strouhal voisine de 0.2 signifie que le cylindre parcourt en moyenne 10 fois son rayon pour que les vorticités des couches de cisaillement libres soient suffisamment importantes pour permettre le lâcher de tourbillon.

5)- Ces expériences ont mis en évidence une dissymétrie de l'écoulement qui nécessiterait des investigations supplémentaires pour caractériser en particulier les positions des points de séparation sur les côtés du cylindre.

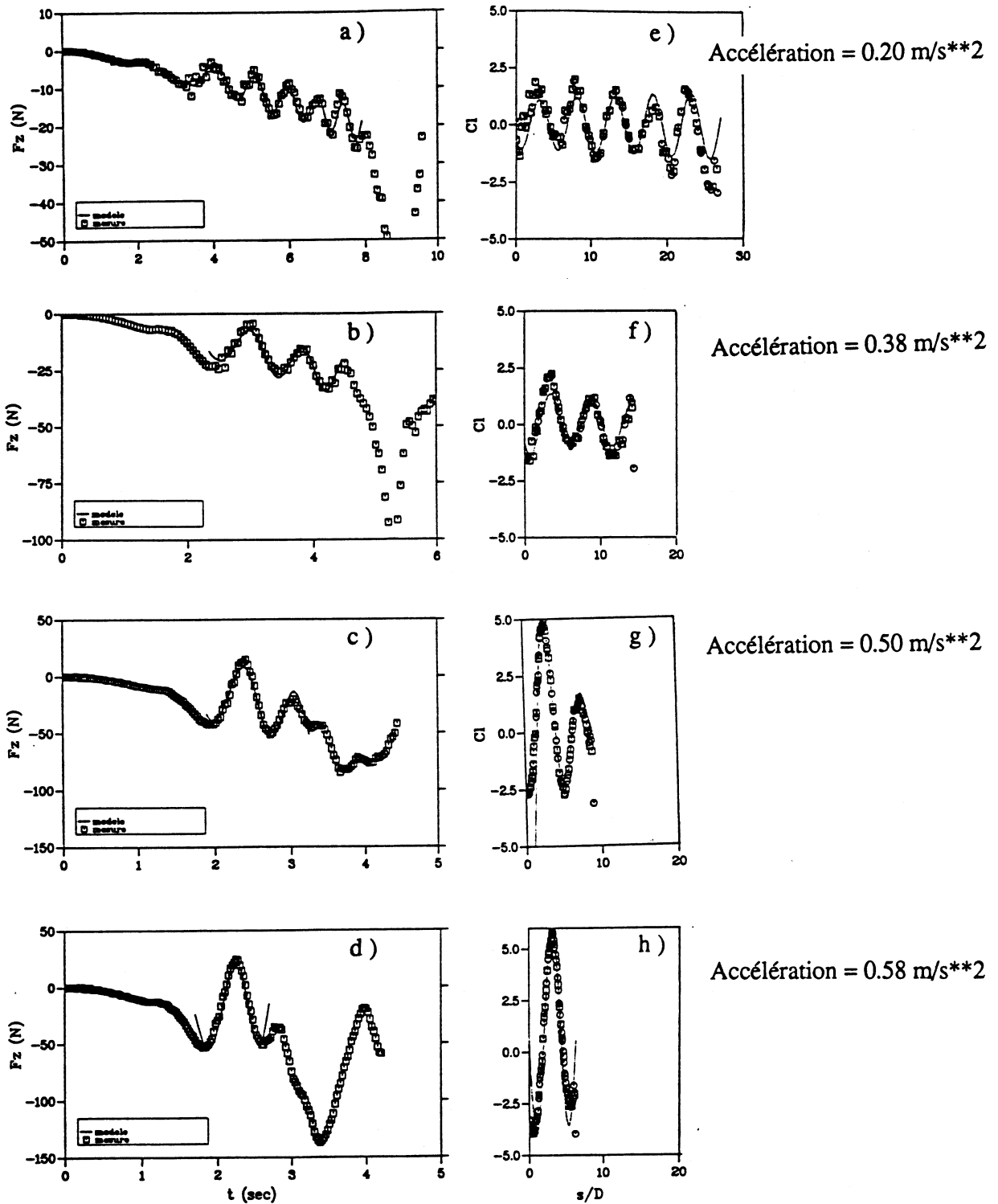


Figure 8 : Comparaison modèle - expériences

Evolutions de $F_z^*(t)$ la Force mesurée en fonction du temps et de $Cl(t)$, la Partie oscillatoire des Forces transverses en fonction s/D
 $V_0 = 0 \text{ m/s}$; Accélération $a = 0.20, 0.38, 0.50, 0.58 \text{ m/s}^2$

Mouvements impulsif/accéléré

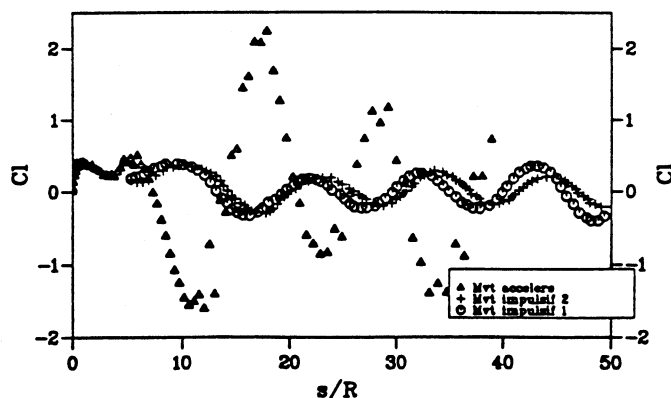


Figure 9 : Les Forces oscillatoires en mouvements impulsif et accéléré
 Impulsif 1 : $s/R = Vt/R$ $Re = 32000$ d'après Sarpkaya [11]
 Impulsif 2 : $s/R = Vt/R$ $Re = 16000$ d'après Sarpkaya [11]
 Accéléré : $s/R = (.5 at^2 + V_D t)/R$ $a = 0.38 \text{ m/s}^2$

REMERCIEMENTS

L'auteur remercie messieurs P. Sulmont et D. Marichal pour leurs conseils ainsi que J.M.R. Graham pour les discussions et commentaires .

BIBLIOGRAPHIE

- [1] T.L. Shaw (1982) : " Mechanics of wave-Induced Forces on Cylinders " Pitman Advanced Publishing Program
- [2] T.Sarpkaya (1984) : " Past progress and outstanding problems in time dependant flows about Ocean Structures "Proceedings of Separated Flow around Marine Structure NTT Trondheim pp 1-36
- [3] T.Sarpkaya et C.J. Garrison (1963) : " Vortex Formation and Resistance in Unsteady Flow "-Journal of Applied Mechanics Vol 30 Series E No 1 pp 16-24
- [4] M.Tatsuno et S. Taneda(1971) : " Visualization of the Unsteady Flow past cylinders and plates decelerated from a steady speed "- Jour. of Phys. Soc. of Japan Vol 31(4) pp 1266-1274
- [5] G. Schewe (1983) : " On the force fluctuations acting on a circular cylinder in cross flow from subcritical up to transcritical Reynolds numbers.", Journal of Fluid Mechanics Vol. 133 pp 265-285
- [6] P. Sulmont et D.R. Rajaona : (1986) : " Etude expérimentale des limites d'application de la formule de Morison aux cylindres en accélération uniforme dans un fluide "- ATMA Paris
- [7] P. Sulmont et D.R. Rajaona : (1987) : " Etude expérimentale des limites de la dynamique d'un cylindre de révolution en décélération ou en accélération avec vitesse initiale non nulle dans un fluide au repos"- Ières Journées de l'Hydrodynamique -Nantes
- [8] P. Sulmont et D.R. Rajaona : (1988) : " Measurements of the drag forces on an inclined circular cylinder in uniformly accelerated and decelerated Motion "- BOSS 88 Trondheim
- [9] D.R. Rajaona et P. Sulmont : (à paraître) : " On the accuracy of the Spectral interpolation Methods for Sampled Pseudoperiodic signals"- Journal of Computational Physics Lawrence Livermore National Laboratory California
- [10] P.W. Bearman , J.M.R. Graham et E.D. Obasaju (1984) : " A model equation for the transverse forces on cylinders in oscillatory flows"- Applied Ocean Research Vol 6 No3 pp 166-172
- [11] T. Sarpkaya et M. Isaacson (1981) : " Mechanics of Wave Forces on Offshore Structures"- Van Nostrand Reinhold