

8^{èmes} JOURNÉES DE L'HYDRODYNAMIQUE

5, 6, 7 MARS 2001 - NANTES

PHÉNOMÈNES D'ACCROCHAGE AUTOUR DE DEUX CYLINDRES EN TANDEM, SOUMIS À DES MOUVEMENTS FORCÉS TRANSVERSES À UN ÉCOULEMENT UNIFORME

LOCK-ON PHENOMENA ON TWO CYLINDERS IN TANDEM ARRANGEMENT, FORCED TO MOVE TRANSVERSELY TO A UNIFORM CURRENT

S. ETIENNE* Y.-M. SCOLAN**

* Bureau Veritas, 92400 Paris la Défense.

** Ecole Supérieure d'Ingénieurs de Marseille, 13451 Marseille cedex 20

Résumé

On considère deux cylindres en tandem placés dans un écoulement uniforme. Le nombre de Reynolds est 160. L'analyse de leur mouvement transverse forcé permet de définir dans le plan des paramètres: vitesse réduite et amplitude d'oscillation forcée, une zone d'accrochage. Les simulations numériques reproduisent raisonnablement les résultats expérimentaux fournis par Mahir et Rockwell (1996). Le modèle résout les équations instationnaires de Navier Stokes dans le plan. Une approche de décomposition de domaine permet d'optimiser le calcul aux seules zones d'intérêt c'est à dire là où il y a de la vorticité. Pour cela une double représentation des variables est mise en œuvre: eulérienne dans des zones proches des cylindres et lagrangienne dans les sillages.

Abstract

Two cylinders are placed in a tandem arrangement relatively to a uniform current. Reynolds number is 160. The cylinders are forced to move transversely to the inline current. In the parameter space: reduced velocity and transverse oscillation amplitude, the analysis leads to define a lock-on area. Numerical simulations reasonably reproduce the experimental results by Mahir et Rockwell (1996). The numerical model solves two-dimensional unsteady Navier-Stokes equations. A decomposition domain method optimizes calculation in the vortical areas only. A mixed variable representation is used: Eulerian in the vicinity of body boundaries and Lagrangian in the wakes.

1 Introduction

Le lâcher tourbillonnaire est l'une des causes de vibrations induites par un écoulement fluide. Il en est ainsi en génie civil autour de constructions élancées et surtout ces interactions fluide/structure posent problème dans l'industrie offshore lors de la conception et du dimensionnement des liaisons fond/surface constituées de faisceaux de tubes. On sait, en effet, que de fortes interactions peuvent se produire en fonction de la position relative des tubes et de la cinématique environnante.

Pour mettre en évidence les différents aspects de tels écoulements, on s'intéresse ici au phénomène d'accrochage (lock-on). Il se manifeste lorsque la fréquence de lâcher tourbillonnaire s'ajuste sur la fréquence du mouvement forcé des structures. Les conséquences en sont en général une modification du sillage lui-même, accompagnée d'un accroissement des efforts hydrodynamiques. En pratique on étudie le cas de deux cylindres placés en tandem dans un écoulement uniforme. C'est une configuration pour laquelle on dispose de résultats expérimentaux.

Le modèle utilisé a été exposé dans Etienne *et al.* (1999a, 1999b, 2000a). Il s'appuie sur une représentation mixte des propriétés de l'écoulement: eulérienne et lagrangienne. Cela permet une grande souplesse d'analyse des interactions des sillages produits par les différents obstacles placés dans un écoulement donné. Cette approche procède d'une décomposition de domaine où l'une ou l'autre des deux représentations est utilisée, voire les deux coexistent dans des zones de transition. Le code développé traite uniquement les configurations bidimensionnelles pour des nombres de Reynolds quelconques. Cela signifie qu'un modèle de turbulence a été couplé aux équations de Navier-Stokes.

Dans une première partie, les grandes lignes du modèle numérique sont décrites. La deuxième partie présente les résultats numériques. Ils consistent en la détermination des limites de la zone d'accrochage. Pour cela on s'appuie sur une analyse spectrale des efforts et de la vitesse dans le sillage. Ces résultats sont comparés aux données expérimentales disponibles. On complète l'étude avec la présentation de données numériques d'efforts en ligne et transversaux s'exerçant sur les 2 cylindres.

2 Modèle numérique

Le principal intérêt d'une approche lagrangienne est de s'affranchir d'une grille de discrétisation fixe ou mobile devant toujours s'adapter aux frontières du domaine de calcul. De plus dans une approche eulérienne, on sait que lorsque que plusieurs corps solides bougent indépendamment les uns des autres, l'évolution spatio-temporelle du maillage peut soulever des problèmes aussi compliqués que résoudre les équations elles-mêmes. On préfère donc ici l'alternative qui consiste à ne mailler que les zones où les propriétés évoluent effectivement. Les sillages ont un support circonscrit dans le plan de l'écoulement. Les limites de ce support évoluent dans le temps mais le calcul des champs de vitesse qui transportent les propriétés du milieu (vorticité et éventuellement propriétés turbulentes) s'appuie sur un maillage temporaire qui recouvre le support à condition de se placer suffisamment loin des obstacles.

La représentation lagrangienne offre un autre avantage. Il concerne la discrétisation des termes non-linéaires de convection dans les équations de transport. Si les approches eulériennes ne peuvent empêcher quelques problèmes d'instabilités numériques, par contre, dans une approche particulière, le transport convectif se réduit à un déplacement des propriétés dans le champ de vitesse ambiant, laquelle vitesse se calcule sans difficultés numériques notoires.

Malheureusement pour traiter des configurations d'intérêt ici, une approche lagrangienne pure n'est pas possible. Notamment une bonne simulation des phénomènes de couche limite dans un proche voisinage des corps solides nécessite une résolution couplée des équations de transport. On sait en effet que les phénomènes de diffusion près de parois solides (dans une approche lagrangienne) soulèvent des difficultés numériques qu'aucun théorème mathématique de convergence ne peut gérer.

On met donc en œuvre une méthode de décomposition de domaine. La figure (1) résume les grandes lignes du modèle utilisé. Des domaines annulaires entourent chaque corps (ceux-ci sont donc nécessairement circulaires). Sur leur frontière, on assure une bonne continuité des variables en faisant co-exister une double représentation lagrangienne et eulérienne des propriétés.

Une technique de séparation des opérateurs distingue la convection et la diffusion tant que l'écoulement s'effectue à faibles nombres de Reynolds. Les aspects mathématiques de convergence de cette méthode ne sont pas abordés ici. La vitesse de transport et ses gradients sont calculés par une méthode de multipôles. La diffusion est simulée par une méthode "d'échange d'intensité" (Particle Strength Exchange); le principe est de "distribuer" une partie de la propriété portée par une particule sur les particules voisines.

3 Zone d'accrochage à Reynolds 160

On s'intéresse ici à des cas d'écoulement qui ont été étudiés expérimentalement par Mahir et Rockwell (1996). Deux cylindres circulaires de diamètre identique sont placés en tandem dans un écoulement uniforme. Ils sont mis en mouvement oscillant forcé selon une direction transversale à celle de l'écoulement. Leur mouvement relatif peut être en phase ou en opposition de phase. Les phénomènes physiques sont étudiés de façon paramétrique en fonction de l'amplitude du mouvement transversal A et de la fréquence d'excitation f_e . Ces quantités sont adimensionnalisées par le diamètre des cylindres et par la fréquence f_o du détachement tourbillonnaire alterné naturel autour de deux cylindres fixes en tandem. Un seul écartement a été étudié numériquement. Le but est de reproduire le principal résultat obtenu expérimentalement. On constate en effet que la zone d'accrochage dans le plan $(f_e/f_o, A/D)$ est sensiblement plus large en terme de fréquence d'excitation que pour un cylindre unique. L'accrochage se traduit ici par une synchronisation du détachement tourbillonnaire sur la fréquence du mouvement forcé transversal.

Les premiers résultats concernant cette configuration d'écoulement ont été présentés dans Etienne *et al.* (2000b). Il a semblé intéressant de poursuivre cette étude en balayant une portion plus large du plan $(f_e/f_o, A/D)$. Les résultats sont obtenus pour un écartement centre-à-centre $T/D = 2.5$. La fréquence du lâcher tourbillonnaire naturel calculée numériquement correspond à un nombre de strouhal $St_o = \frac{f_o D}{U} \approx 0.177$. Cette valeur s'écarte de plus de 20% de celle déterminée expérimentalement par Mahir et Rockwell à savoir $St_o^{exp} \approx 0.146$. Les raisons d'un tel écart devront être étudiées. Néanmoins cela n'empêche pas de reproduire les résultats expérimentaux. En outre la consistance des résultats numériques est parfaitement respectée notamment sur les paramètres définissant la synchronisation idéale *i.e.* lorsque $f_e/f_o \approx 1$. En principe cette synchronisation doit se produire jusqu'aux plus faibles valeurs de l'amplitude A .

Afin de caractériser l'accrochage, on procède à une analyse spectrale de signaux temporels. On analyse donc classiquement les efforts s'exerçant sur les cylindres dans les deux directions de l'espace: en ligne et transversal. La vitesse est également calculée dans le sillage suffisamment loin des cylindres afin d'examiner quel agencement tourbillonnaire persiste. La position du point de mesure est $x/D = 7.5$ et $y/D = 1.8$.

La résolution eulérienne s'effectue dans des domaines annulaires délimités par la surface des cylindres et une surface de contrôle également cylindrique. Le rayon de cette surface vaut $r_{cont.}/D = 1.2$. Le pas de temps adimensionnel est $U\Delta t/D = 0.01$ et une simulation dure 20000 pas de temps, dans la quasi majorité des cas étudiés. Les simulations sont donc suffisamment longues pour atteindre un régime parfaitement stationnaire. Des exemples de signaux temporels d'effort sont tracés sur les figures (3) et (8). Les analyses spectrales commencent en général à l'itération 3000, c'est à dire à $Ut/D = 30$. La précision en fréquence est $\Delta f \approx 0.012$. Cela suffit pour pouvoir identifier les pics associés à la fréquence d'excitation f_e , à celle du lâcher naturel f_o , à leurs harmoniques ainsi qu'aux fréquences composées: $|f_o \pm f_e|$.

La figure (2) adaptée de Mahir et Rockwell (1996), reproduit les zones issues de l'expérience ainsi que les résultats numériques. Ce graphe montre clairement l'élargissement de la zone d'ac-

crochage comparée à celle du cylindre unique. Le critère d'appartenance à la zone d'accrochage se fait en examinant les spectres des efforts et en remarquant que les pics apparaissent uniquement à la fréquence d'excitation ainsi qu'aux harmoniques supérieures. Si tel n'est pas le cas, on constate un contenu spectral relativement chargé en fonction de la position du couple $(f_e/f_o, A/D)$ par rapport à la frontière qui délimite la zone. Toutes les simulations recensées sur la figure (2) sont relatives au cas du mouvement déphasé. La zone d'accrochage correspondante est décalée vers les rapports de fréquences f_e/f_o plus petits surtout pour les amplitudes inférieures à $A/D = 0.5$. Les résultats numériques indiquent un décalage encore plus marqué de la zone d'accrochage. On note cependant qu'à $A/D = 0.6$, la contraction de la zone semble être reproduite numériquement.

L'accrochage se manifeste clairement pour des points effectivement à l'intérieur de la zone. C'est le cas par exemple de la vitesse réduite $U_r = 1/St_e \approx 5.5$. En fait il s'agit ici du cas où il y a synchronisation quasi-idéale $f_e/f_o \approx 1$. La figure (3) montre les signaux temporels des efforts en ligne et transversaux pour $A/D = 0.1$. Les spectres de ces efforts pour deux amplitudes étudiées sont tracés sur la figure (4); à savoir la plus petite et la plus grande respectivement $A/D = 0.1$ et $A/D = 0.6$. On constate que les critères d'appartenance à la zone d'accrochage sont effectivement remplis. Ces résultats sont confirmés par l'examen des spectres des composantes de la vitesse dans le lointain sillage. Aucun pic n'apparaît en dehors des fréquences multiples de la fréquence d'excitation. Pour compléter l'étude de ce cas on procède à une analyse harmonique des deux efforts. On trace sur les figures (5) l'évolution des différentes harmoniques en fonction de l'amplitude du mouvement forcé transversal. Pour l'effort transversal la composante à la fréquence $2f_e$ n'est pas significative. Par contre pour l'effort en ligne les composantes aux fréquences f_e et $2f_e$ sont d'ordre de grandeur comparable. On note que la traînée moyenne sur le cylindre sous le vent ne dépasse jamais la moitié de celle s'exerçant sur le cylindre au vent. En outre les variations non monotones des composantes d'effort avec A/D concernent les efforts évoluant à la fréquence f_e : composante transversale sur le cylindre sous le vent et composante de traînée sur le cylindre au vent.

On s'écarte maintenant de la frontière de la zone d'accrochage, par exemple on se place au point $U_r = 1/St_e = 5.$, *i.e.* pour $f_e/f_o \approx 1.13$. Les spectres d'efforts et de vitesse correspondants sont tracés sur les figures (6). On constate que pour les valeurs supérieures de $A/D \geq 0.4$, l'accrochage semble être établi. En deçà de $A/D = 0.3$, il y a compétition entre le lâcher tourbillonnaire naturel à $St_o \approx 0.177$ et la fréquence –pourtant proche– de l'excitation forcée. Cela se constate bien sur les efforts transversaux et les vitesses notamment pour $A/D = 0.2$.

On peut aussi noter qu'il existe un couple de paramètres $(f_e/f_o \approx 0.87, A/D = 0.2)$ pour lequel l'accrochage ne se produit pas alors que l'on est clairement dans la zone de lock-on. Plus de points de calcul dans cette zone devrait permettre d'expliquer cette singularité.

On remarque également que le détachement tourbillonnaire se produit principalement à partir du cylindre sous le vent. La formation de tourbillons dans la zone interstitielle est faible. On peut en juger en examinant les spectres d'effort en ligne ou transversal sur le cylindre au vent, notamment sur les figures (6) et (8). Le détachement tourbillonnaire à partir du cylindre au vent ne doit prendre de l'importance que pour les distances centre à centre plus importants.

Concernant les moyennes temporelles des efforts en ligne, on trace sur la figure (7), leur amplitude en fonction des deux paramètres $(f_e/f_o, A/D)$. Les maxima sont atteints non seulement pour le rapport entier de f_e/f_o correspondant à la synchronisation idéale, mais aussi et surtout pour le rapport rationnel $f_e/f_o \approx 2/3$. Une analyse plus fine du phénomène doit permettre de corrélérer ces maxima d'effort en ligne avec le détachement tourbillonnaire. On sait notamment que pour un cylindre unique, les expériences de Rodriguez et Pruvost (1997) mettent en évidence, pour deux demi-alternances consécutives, des lâchers de tourbillon unique ou par paire précisément pour ce rapport de fréquences. On note aussi que, pour une fréquence d'excitation donnée, l'intensité des efforts est peu affectée par l'amplitude du mouvement forcé, excepté pour l'amplitude la plus faible qui marque la limite inférieure à laquelle il n'y a plus accrochage.

D'autres phénomènes prennent place à des fréquences combinant f_e et f_o conformément aux observations faites par Mahir et Rockwell (1996). On détermine ces combinaisons pour le cas

$U_r = 4.5$ et $A/D = 0.1$. La figure (8) montre les signaux temporels d'efforts et les spectres associés. Des tests d'analyse montrent que la longueur de la fenêtre peut jouer sur l'amplitude relative des pics. Pour en juger une analyse temps-fréquence illustrée par la figure (9) met en évidence clairement la persistance des pics mais aussi les légères variations en fréquence qui peuvent survenir. Ces écarts se reproduisent à la fréquence adimensionnelle $St_e - St_o$. Concernant l'effort transversal, il y a compétition entre les 2 modes f_e et f_o . On note que f_o l'emporte sur f_e pour le cylindre sous le vent et inversement pour le cylindre au vent. Cette répartition entre les 2 modes s'inverse quand A/D augmente. Pour l'effort en ligne le contenu spectral est plus compliqué, il apparaît clairement des pics aux fréquences $2f_o$, $f_e \pm f_o$ et $2f_e$. Les composantes aux fréquences doubles s'expliquent simplement par le fait de l'alternance du détachement de part et d'autre des 2 cylindres dans le sens de l'écoulement. Si le mode $f_e - f_o$ semble se produire sous la forme d'une modulation pour l'effort transversal, il n'en est pas de même pour l'effort en ligne comme le confirme l'analyse des signaux temporels. En outre il ne semble pas être question d'un effet d'extinction due à un équilibre relatif entre les 2 modes f_e et f_o car à la fréquence f_e , il n'y a aucun pic significatif tout au long de la simulation.

Les résultats présentés jusqu'à maintenant portent exclusivement sur le mouvement relatif des deux cylindres en opposition de phase. L'alternative est de considérer un mouvement d'ensemble (en phase). Des calculs sont effectués pour les vitesses réduites $U_r = 4.1$ et $U_r = 4.5$ et les résultats correspondants sont récapitulés dans le tableau suivant.

U_r	f_e/f_o	A/D					
		0.1	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6
3.75	1.51	non	—	non	—	oui	oui
4.1	1.38	non	non	oui	oui	oui	oui
4.5	1.26	non	oui	oui	oui	oui	oui

Les mêmes critères sont retenus quant à l'appartenance ou non à la zone d'accrochage. On retrouve à nouveau un bon accord numérique/expérimental. On note que l'accrochage est encore possible pour de grandes valeurs de $f_e/f_o \approx 1.5$; ce sont effectivement les limites supérieures de la zone de lock-on pour ce type de mouvement relatif des cylindres. Les résultats relatifs au couple $U_r = 4.1$ et $A/D = 0.6$ sont représentés sur la figure (10). L'analyse spectrale des efforts transversaux montre clairement que, lorsqu'il y a accrochage, le système est essentiellement soumis à la seule fréquence d'excitation, les harmoniques sont pratiquement inexistantes. Il en est de même pour les efforts en ligne mais évidemment les pics se situent presque uniquement à la fréquence double de celle d'excitation. On rappelle que pour les mouvements de cylindre déphasés, on avait un contenu spectral plus riche en terme d'harmoniques. Il conviendrait donc d'examiner plus finement le détachement tourbillonnaire dans l'espace qui sépare les 2 cylindres. L'effet connexe au resserrement des pics est que leur amplitude est aussi plus importante: entre les deux types de mouvements forcés il y a pratiquement un facteur 2 sur les amplitudes d'efforts transversaux.

Si on considère les efforts sur chacun des 2 cylindres, on constate que les efforts transversaux sont d'amplitude comparable tandis que pour les efforts en ligne, les amplitudes de la partie oscillante de cet effort sont plus importantes sur le cylindre sous le vent; le rapport est pratiquement 2. La moyenne de l'effort en ligne reste évidemment plus importante sur le cylindre au vent.

Les moyennes temporelles des efforts en ligne sont comparés pour les 2 types de mouvement relatif des cylindres. On considère ici le cas $U_r = 4.5$ qui ne correspond pas à la synchronisation idéale. La figure (11) indique que le déphasage influe peu sur leur intensité, au moins pour le cylindre au vent. Les variations sont monotones croissantes avec l'amplitude du mouvement forcé. Seul le cylindre sous le vent semble être affecté par le type de mouvement relatif. En particulier il existe une amplitude pour laquelle l'effort moyen est négatif et par conséquent le cylindre sous le vent subit un effet d'attraction.

4 Conclusion

Le système mécanique constitué de deux cylindres en tandem placés dans un courant uniforme est étudié. L'objectif est de déterminer les limites de la zone d'accrochage quand les cylindres sont soumis à un mouvement forcé transversal à la direction de l'écoulement. L'espacement entre les cylindres est cinq fois le rayon et les amplitudes du mouvement ne dépassent pas 1.2 fois le rayon. Les comparaisons effectuées avec des résultats expérimentaux de Mahir et Rockwell (1996) montrent que les limites de la zone d'accrochage en terme de vitesse réduite et d'amplitude du mouvement forcé, sont bien reproduites. On montre en particulier que l'accrochage se produit sur une gamme de fréquence d'excitation plus large que pour un cylindre unique.

Le modèle utilisé fournit un accord raisonnable à faible nombre de Reynolds, $Re = 160$ mais les résultats présentés restent pour autant d'ordre qualitatif dans la mesure où on a noté un écart significatif entre les nombres de Strouhal numérique et expérimental. Des résultats complémentaires devront aussi permettre de mieux comprendre la différence entre mouvement en phase ou en opposition, notamment concernant le détachement tourbillonnaire dans la zone qui sépare les deux cylindres. Des tests devront également être menés afin d'évaluer le contenu spectral des efforts et de la vitesse dans le sillage pour des nombres de Reynolds turbulents.

5 Références

1. Etienne S. & Scolan Y.-M., 2000a, "Résolution lagrangienne d'écoulements bidimensionnels turbulents" C.R. Acad. Sci. Série II b, pp 91–96.
2. Etienne S., Scolan Y.-M. & Biolley F., 1999a, "Modélisation numérique des écoulements de fluide visqueux autour d'un faisceau de risers", 7^{èmes} Journées de l'Hydrodynamique, Marseille.
3. Etienne S., 1999b, "Contribution à la modélisation de l'écoulement de fluide visqueux autour de faisceaux de cylindres circulaires." thèse de doctorat, Université de Marseille-Provence II.
4. Etienne S. & Scolan Y.-M., 2000b, "Vortex shedding and induced vibrations of multiple cylinders at arbitrary Reynolds numbers." IUTAM Symposium on Bluff Body Wakes and Vortex-Induced Vibrations.
5. Mahir N. & Rockwell D., "Vortex formation, part I: two cylinders in tandem", J. Fluids & Structures, 1996, Vol. 10, pp. 473–489.
6. Rodriguez O. & Pruvost J., 1997, "Sillages d'un cylindre en pilonnement. Rapport de synthèse." Rapport IMFL 97/33.

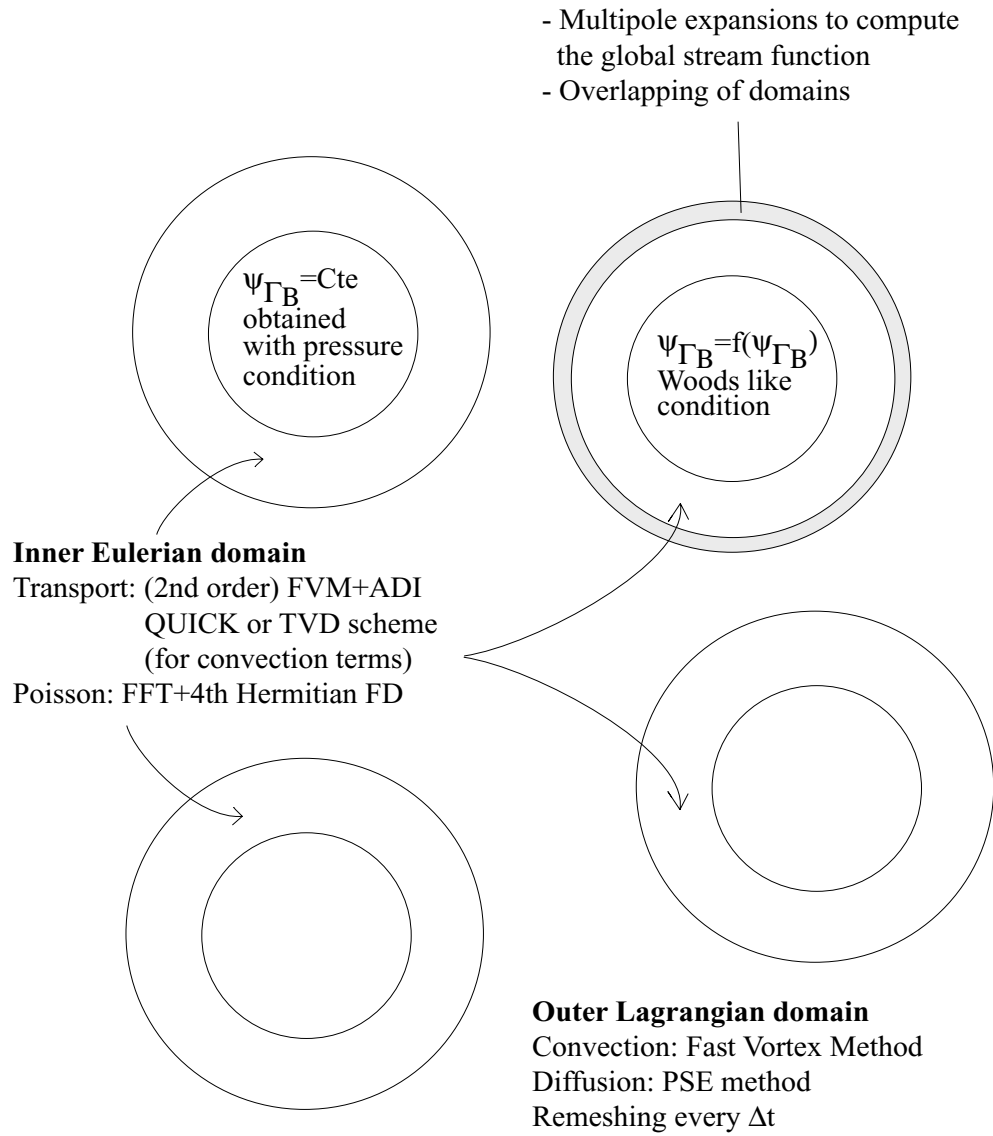


Figure 1: Algorithmes utilisés dans les différentes zones qui composent le domaine de calcul; les acronymes sont *FD*: Finite Differences, *FVM*: Fast Vortex Method, *FFT*: Fast Fourier Transform, *QUICK*: Quadratic Upwind Interpolation for Convective Kinematics, *TVD*: Total Variation Diminishing, *ADI*: Alternate Direction Implicite, *PSE*: Particle Strength Exchange.

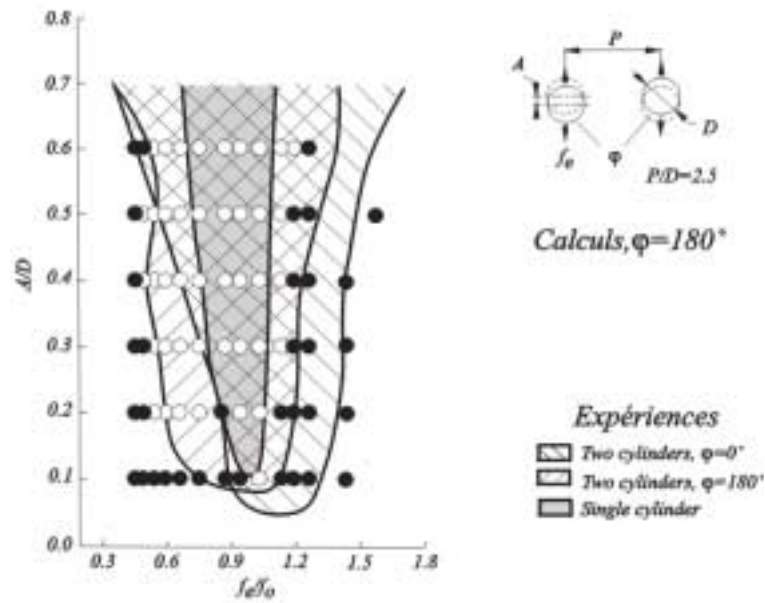


Figure 2: Zone de lock-on calculées, pour 2 cylindres placés en tandem et mis en mouvement forcé transversal déphasé à $Re = 160$. Les cercles vides correspondent aux couples de paramètres pour lesquels se produit l'accrochage numérique. Les zones hachurées ou grisées sont les résultats expérimentaux de Mahir et Rockwell (1996).

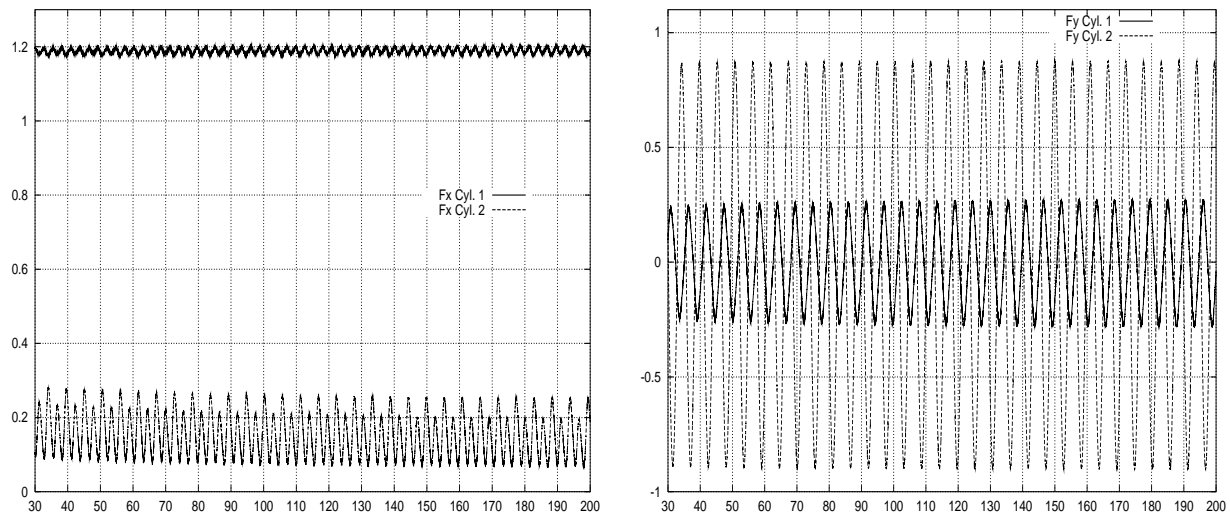


Figure 3: Signaux temporels des efforts en ligne et transversaux pour $A/D = 0.1$ et $U_r \approx 5.5$; cas où il y a synchronisation quasi-idéale $f_e/f_o \approx 1$.

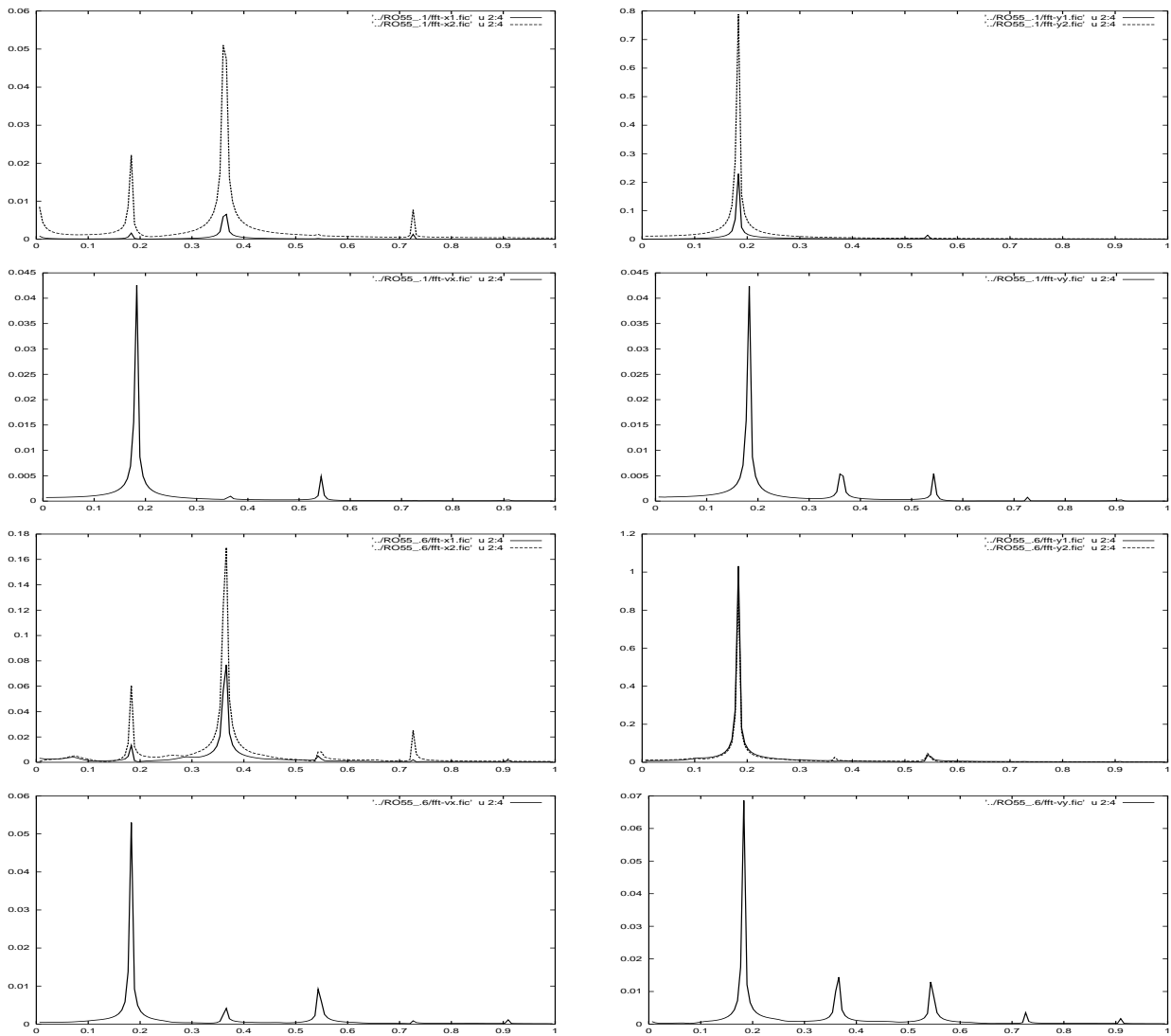


Figure 4: Spectres des efforts en ligne (à gauche) et transversal (à droite) et des 2 composantes de vitesse en ligne (à gauche) et transversale (à droite) pour $U_r = 1/St_e \approx 5.5$ proche de la synchronisation idéale $f_e/f_o \approx 1$; haut: $A/D = 0.1$, bas: 0.6 ; trait plein: cylindre au vent, en pointillé: cylindre sous le vent.

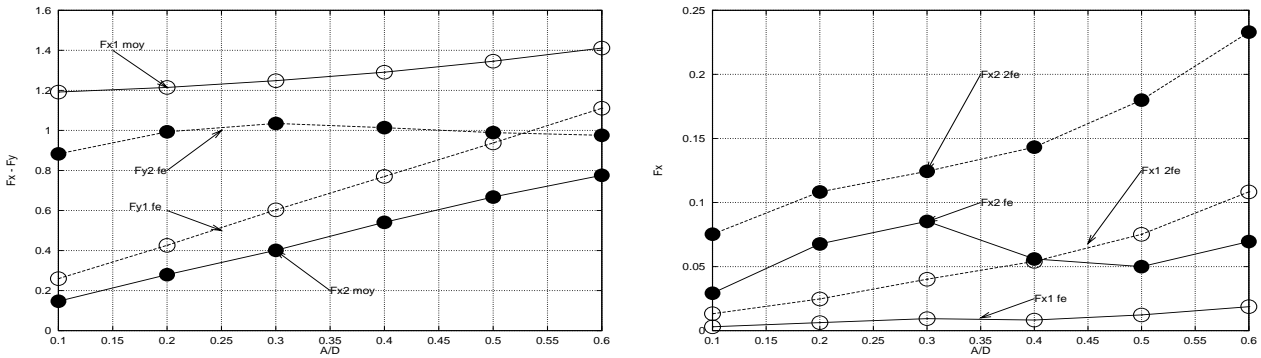


Figure 5: Evolution du fondamental (fréquence f_e), des harmoniques (fréquence $2f_e$) et de la valeur moyenne (*moy.*) des efforts en ligne et transversal en fonction de l'amplitude du mouvement forcé transversal; le paramètre $U_r \approx 5.5$ correspond à la synchronisation idéale.

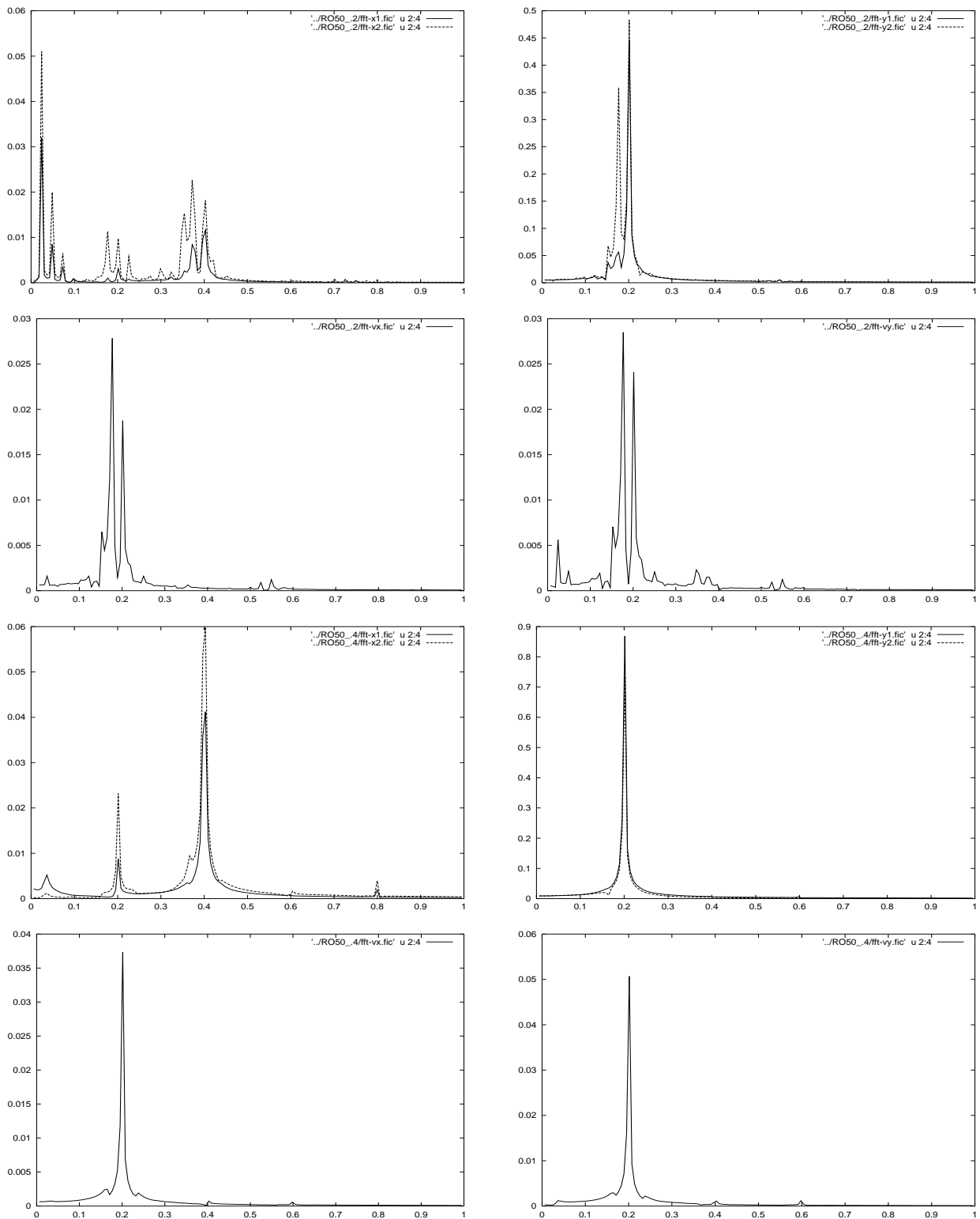


Figure 6: Spectres des efforts en ligne (à gauche) et transversal (à droite) et des 2 composantes de vitesse en ligne (à gauche) et transversale (à droite) pour $U_r = 1/St_e \approx 5$. à la limite de la zone d'accrochage; haut: $A/D = 0.2$, bas: 0.4 ; trait plein: cylindre au vent, en pointillé: cylindre sous le vent.

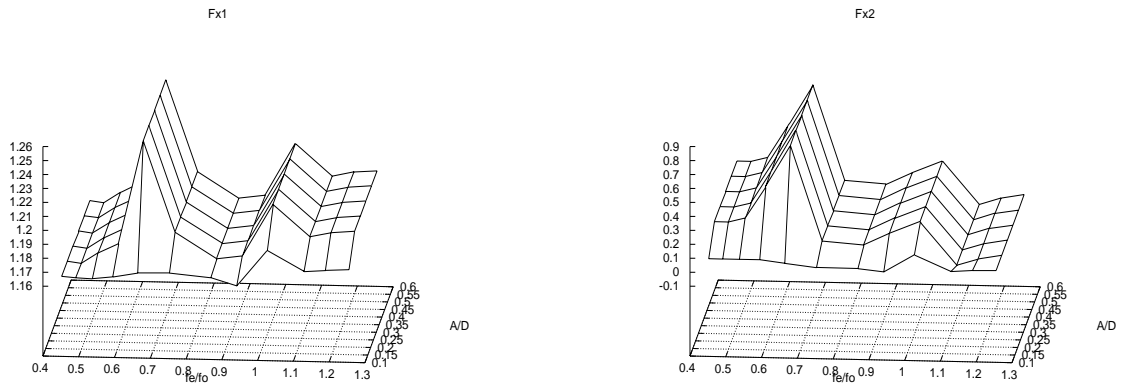


Figure 7: Moyennes temporelles des efforts en ligne en fonction des deux paramètres ($f_e/f_o, A/D$).

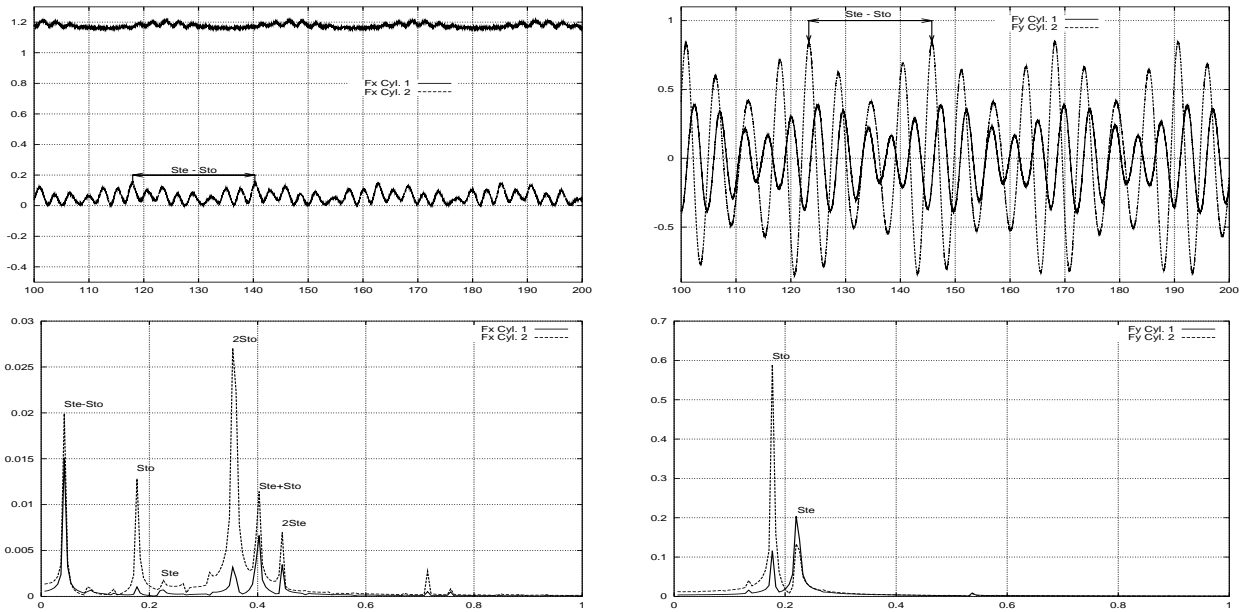


Figure 8: Signaux temporels des efforts et spectres correspondants. Efforts en ligne (à gauche) et transversaux (à droite) pour $A/D = 0.1$ et $U_r \approx 4.5$ s'exerçant sur les 2 cylindres. Les pics sont repérés par la fréquence adimensionnelle (nombre de Strouhal) correspondante.

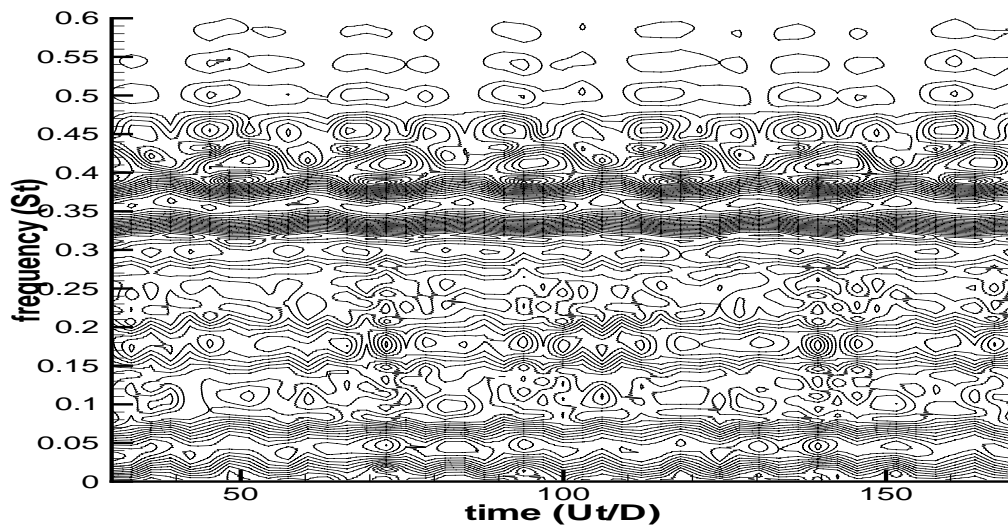


Figure 9: Analyse temps–fréquence du signaux temporels de l’effort en ligne s’exerçant sur le cylindre sous le vent pour $A/D = 0.1$ et $U_r \approx 4.5$.

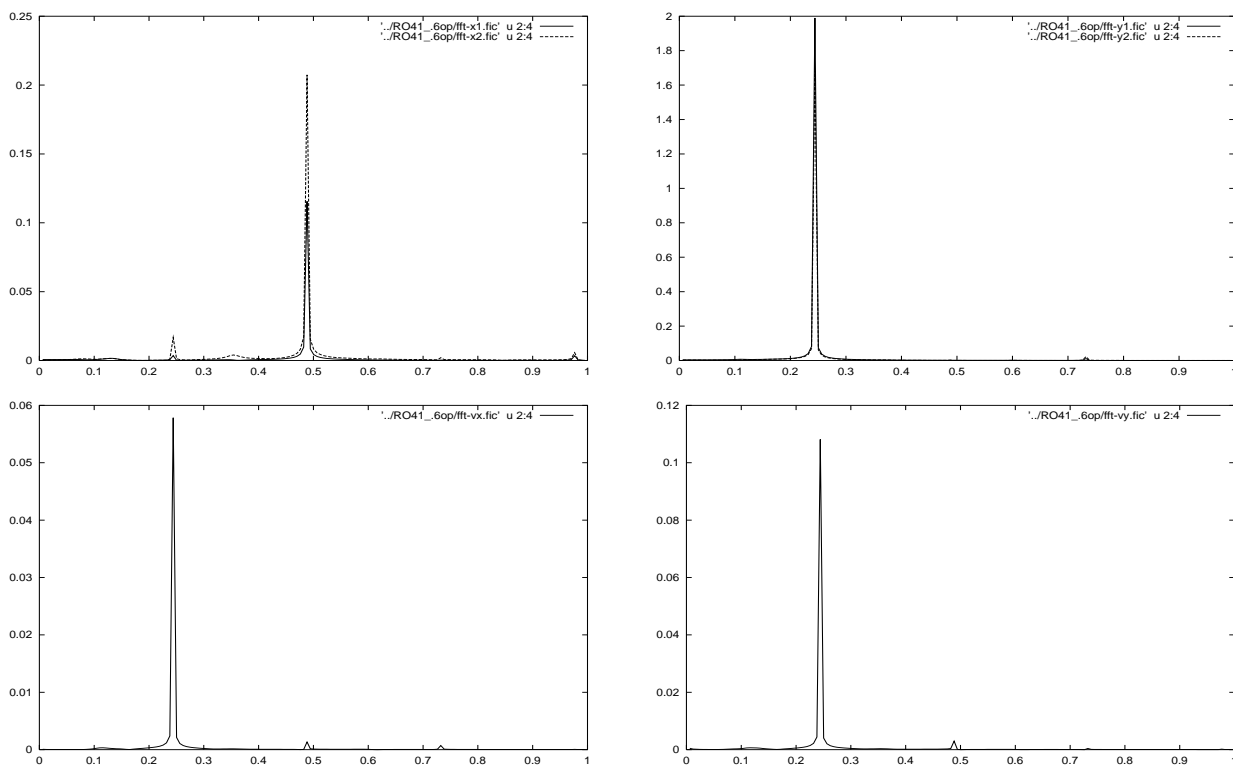


Figure 10: Spectres des efforts en ligne (à gauche) et transversal (à droite) et des 2 composantes de vitesse en ligne (à gauche) et transversale (à droite) pour $U_r = 1/St_e = 4.1$ et $A/D = 0.6$ dans la zone d’accrochage pour des mouvements relatifs des 2 cylindres en phase; trait plein: cylindre au vent, en pointillé: cylindre sous le vent.

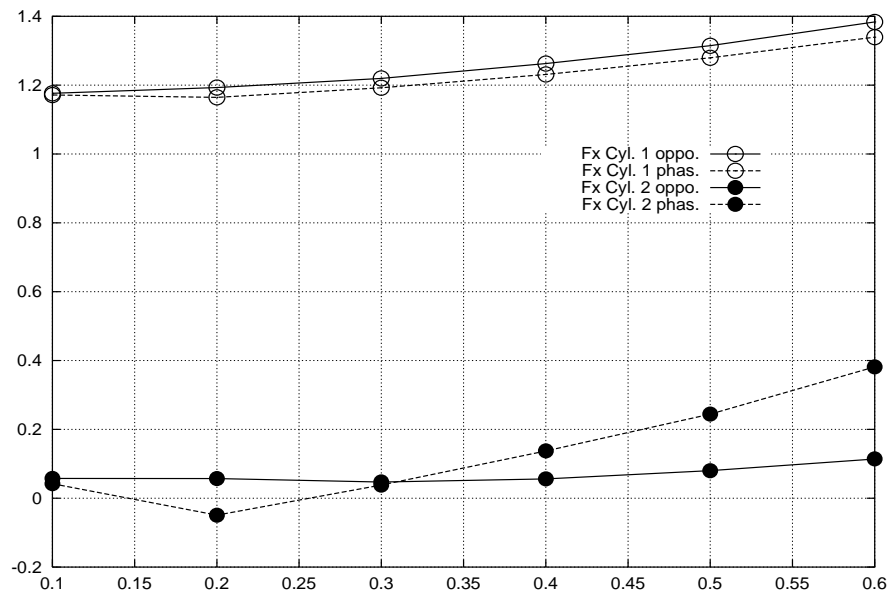


Figure 11: Moyennes temporelles des efforts en ligne pour les 2 types de mouvement relatif à $U_r = 4.5$.