

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

Nantes, 7, 8 et 9 mars 2005

## **Etude numérique et expérimentale de l'écoulement détaché autour de deux cylindres à faible espacement**

**Teissier D. <sup>1 2</sup>, Fontaine E. <sup>1</sup>, Kimmoun O. <sup>2</sup>, Remy F. <sup>2</sup>, Scolan Y.M. <sup>2</sup>**

1 IFP, 92852 Rueil-Malmaison Cedex

2 EGIM, IMT, 13383 Marseille Cedex 13

### **Résumé**

L'exploitation pétrolière en grande profondeur d'eau suscite le développement de divers outils numériques pour analyser le comportement hydro-élastique des faisceaux de risers. Des calculs couplés fluide-structure sont actuellement réalisés dans le cadre d'une théorie des tranches. L'approche initialement mise en oeuvre repose sur une méthode de décomposition de domaine où l'on associe des formulations Eulérienne et Lagrangienne pour représenter les caractéristiques de l'écoulement. Pour l'étude de faibles écartements entre les corps, une méthode Chimère a été développée dans un premier temps afin d'autoriser le recouvrement des maillages Eulériens, au prix d'un algorithme de transmission de données d'un maillage à un autre. Afin de simuler des espacements quasi-nuls et s'affranchir d'éventuelles difficultés numériques, on utilise également une méthode dite Particle Strength Exchange en vue de simuler la diffusion de la vorticité de façon complètement Lagrangienne jusqu'au voisinage des surfaces solides.

### **Summary**

Deep offshore oil exploitation requires numerical tools to analyse riser clusters behaviour. Fluid-structure computations linked to a strip theory are currently under process. The initial approach is a domain decomposition method with a coupled Eulerian and Lagrangian representation of the flow properties. A Chimera method has been developed in order to allow overlapping grids and thus small gap between cylinders can be tackled. A method of Particle Strength Exchange is being developed to manage near zero spacing and suppress the Eulerian meshes in order to have a Lagrangian representation near the walls.

# 1 Introduction

Afin de maîtriser la production de pétrole en pleine mer, dans des conditions où les profondeurs d'eau deviennent très importantes, il est nécessaire de disposer d'outils numériques permettant d'appréhender le comportement des liaisons fond-surface. Elles incluent les risers de forage et de production reliant typiquement les têtes de puits au support flottant ainsi que les lignes d'ancrage.

Les éléments que l'on étudie sont des structures tubulaires, cylindriques, allongées et sont caractérisées par un diamètre  $D$ , pouvant mesurer de l'ordre de la dizaine de centimètre (ombilicaux) jusqu'au mètre (riser de forage). Ces risers peuvent atteindre des longueurs d'environ 1000 à 1500 mètres, leur comportement devenant alors semi-flexible.

A terme, il est envisagé de modéliser les chocs qui peuvent se produire. Ce dernier problème est encore loin d'être proprement résolu sachant que la redistribution d'énergie et de quantité de mouvement en présence d'un film fluide mince nécessite probablement une modélisation particulière. Au niveau industriel, des calculs couplés fluide-structure sont actuellement réalisés dans le cadre d'une théorie des tranches (Etienne et al. 2001). Sur le plan de la recherche, les développements actuels visent à résoudre les équations de Navier-Stokes bidimensionnelles autour de deux sections circulaires très proches, voire qui se touchent.

L'approche initialement mise en oeuvre repose sur une méthode de décomposition de domaine où l'on associe des formulations Eulérienne et Lagrangienne de représentation du champ de vorticité. Plus précisément chaque corps est entouré d'un maillage Eulérien permettant de bien capter le développement de la couche limite. En dehors de ces domaines un suivi Lagrangien du champ de vorticité permet de traquer le sillage de manière optimisée.

Pour l'étude de faible écartement entre les corps, une méthode Chimère a été développée dans un premier temps afin d'autoriser le recouvrement des maillages Eulériens, au prix d'un algorithme de transmission de données d'un maillage à un autre. Cela nécessite de bien maîtriser la stabilité de la résolution numérique dans le processus d'échange d'information via la méthode Chimère. Les tests numériques effectués en attestent. Le plus petit espacement considéré jusqu'à maintenant est de l'ordre d'un dixième de rayon.

Afin de simuler des espacements quasi-nuls et s'affranchir d'éventuelles difficultés numériques, on utilise également une méthode dite Particle Strength Exchange (Mas-Gallic 1996) en vue de simuler la diffusion de la vorticité de façon complètement Lagrangienne jusqu'au voisinage immédiat des surfaces solides. Les résultats présentés illustrent et valident les développements effectués.

Par ailleurs, des comparaisons sont faites avec les données expérimentales disponibles. Dans ce sens une campagne de mesures est réalisée dans le bassin de l'EGIM. Un système PIV permet de visualiser les champs de vitesse autour de deux cylindres proches en mouvement relatif. Les efforts sont également mesurés.

## 2 Les modèles de calcul

On s'intéresse à un écoulement bidimensionnel autour de deux cylindres. S'il existe quelques modèles quasi-analytiques, par exemple Parkinson 1989, de très nombreuses méthodes numériques peuvent être recensées. Meneghini et al 2001 utilisent une formulation explicite des équations par une méthode d'éléments finis avec un maillage non structuré et une version modifiée du *Streamline Upwind Petrov-Galerkin* (SUPG) développé par Brooks et Hughes 1982.

On trouve aussi des méthodes de volumes finis. Hansen et Mayer 2001 utilisent une grille se déformant à chaque pas de temps pour résoudre les équations de Navier-Stokes moyennées (RANS) tout en prenant en compte un modèle de turbulence  $k - \omega$ . Toutefois une méthode de ce type nécessite un temps de calcul élevé. On peut aussi citer les méthodes de pénalisations développées par Angot 1999 pour modéliser des interactions fluide-solide poreux.

## 2.1 Approche mixte et méthode Chimère

La méthode numérique est basée sur un couplage entre un maillage Eulérien autour des cylindres et une représentation Lagrangienne dans le reste du domaine. On doit donc assurer le transfert des données entre les frontières des deux domaines. Ceci peut être effectué à l'aide d'un algorithme de Schwartz. Toutefois, le transfert des propriétés physiques entre le domaine Lagrangien et Eulérien se fait à l'aide d'interpolations au second ordre, comme décrit dans Ould-Salihi 1998.

La figure 1 rappelle les conditions limites du problème et la méthode de décomposition de domaines (figure de gauche) ainsi que les représentations Eulériennes et Lagrangiennes de la vorticité (figure de droite).

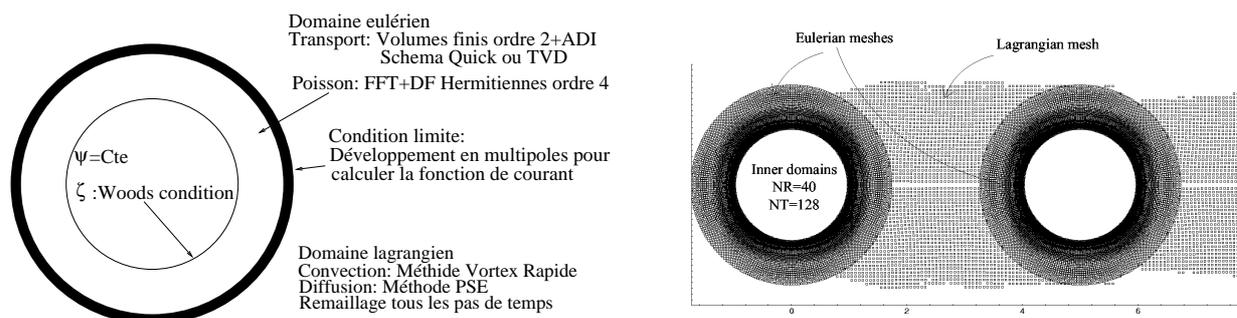


FIG. 1 – conditions limites (gauche) et maillage (droite)

### Domaines Eulériens

Les équations de Navier-Stokes 2D en formulation fonction de courant ( $\psi$ ) - vorticité ( $\zeta$ ) sont résolues en régime laminaire ( $\nu = \text{cte}$ ) dans le plan en coordonnées polaires:

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + (\nabla \wedge (\psi \mathbf{e}_k) \cdot \nabla) \omega = \nu \Delta \omega \quad (1)$$

$$\Delta \psi = -\omega \quad (2)$$

Les domaines Eulériens permettent une modélisation fine de la couche limite grâce à un maillage adapté, plus fin près de la paroi. L'équation de transport (1) est résolue à l'aide d'une approche de type Volumes Finis. La partie diffusion des équations est discrétisée par des schémas centrés d'ordre 2, tandis que la partie convection est traitée à l'aide de schémas QUICK ou TVD. La dérivation temporelle s'effectue par un algorithme *Alternate Direction Implicit* (ADI) de second ordre.

L'équation de Poisson (2) est résolue en utilisant des différences finies Hermitiennes du quatrième ordre dans la direction radiale et une décomposition en série de Fourier dans la direction angulaire.

## Domaine Lagrangien

La représentation Eulérienne pour la couche limite est couplée à une représentation Lagrangienne pour le reste de l'écoulement. La technique d'*Operator Splitting* est utilisée, ce qui permet de traiter séparément les effets de diffusion et la convection des particules. La partie convective est traitée à l'aide de la méthode de Vortex Rapide développée par Greengard et Rockhlin 1987 où le potentiel complexe est développé en séries de multipôles. Cette méthode est d'une grande précision et le temps de calcul est proportionnel au nombre de particules. Pour la partie diffusion, on utilise la méthode de *Particle Strength Exchange* (Mas-Gallic 1996). De plus, un remaillage est effectué à chaque pas de temps.

## La méthode Chimère

La méthode décrite précédemment se trouve mise en défaut lorsque les deux domaines Eulériens se recouvrent. Il faut alors utiliser une méthode qui prend en charge la superposition des grilles de calcul. Une solution intéressante pour ce genre de cas est la méthode Chimère.

Cette méthode est une technique de décomposition des domaines de calcul afin de résoudre des problèmes sur des géométries complexes. Dans notre cas, la configuration actuelle pourra être conservée, à savoir deux domaines Eulériens adaptés autour de chaque cylindre. L'information est transmise d'un domaine à l'autre à travers leurs frontières. Contrairement à une approche plus classique où les maillages sont liés par des frontières jointives, ici il n'y a pas de contrainte sur la frontière. En contrepartie, le problème est reporté sur la réalisation d'un interfaçage à base d'interpolations. Une des conditions nécessaires est que les points à interpoler ne doivent être entourés que par des points calculés. Une interpolation bilinéaire a été utilisée; elle permet de conserver les propriétés des équations de transport.

Comme les différents maillages sont générés indépendamment, on peut modifier une des grilles sans avoir à changer les autres. Les cylindres peuvent donc se déplacer, le maillage annulaire se déplaçant avec le cylindre. On n'a juste à calculer de nouveaux coefficients d'interpolation, ce qui est plus court que d'utiliser un maillage déformant.

Une méthode itérative similaire à l'algorithme de Schwarz assure la transmission des données. Une boucle sur la résolution Eulérienne a été implémentée afin de permettre la conservation des propriétés de l'écoulement. Le critère de convergence mis en place pour la boucle interpolation - résolution de la fonction de courant est un test de convergence du type

$$c = \frac{|\phi^{it-1} - \phi^{it}|}{|\phi^{it-1}|} < \epsilon \quad (3)$$

où  $|\cdot|$  est la valeur absolue et  $it$  le numéro de l'itération courante. Ce critère est appliqué sur tous les noeuds de chaque maillage. La loi d'évolution du critère  $c$  en fonction du nombre d'itérations  $it$  est proportionnelle à  $it^{-3}$ .

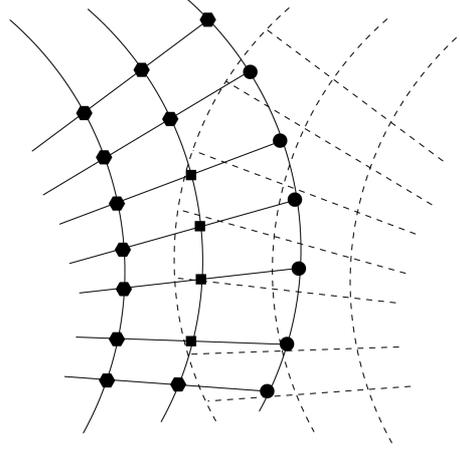


FIG. 2 – Exemple d'intersection des maillages

## 2.2 La méthode Particle Strength Exchange avec prise en compte d'une paroi

Même si les écartements que l'on peut traiter à l'aide de la méthode Chimère sont relativement petits, environ un dixième de rayon, on est limité par la présence des maillages Eulériens. On envisage donc de traiter le problème entièrement en représentation Lagrangienne. Pour cela, la méthode PSE doit pouvoir prendre en compte la présence d'une paroi solide.

On utilise la méthode d'*Operator Splitting*. A chaque pas de temps, on procède donc séparément à la convection et à la diffusion du champ de vorticité. On peut l'exprimer ainsi:

**Convection:**

$$\frac{d\mathbf{x}_p}{dt}(t) = \mathbf{u}_p(\mathbf{x}_p; t) \quad (4)$$

**Diffusion:**

$$\frac{d\omega_p}{dt}(\mathbf{x}_p; t) = \nu \Delta \omega_p(\mathbf{x}_p; t) \quad (5)$$

où  $\mathbf{x}_p$  est la position de la particule  $p$ ,  $\mathbf{u}_p$  sa vitesse et  $\omega_p$  la vorticité qu'elle transporte.

La partie convection (4) est traitée par une discrétisation explicite en différence finie d'ordre 1. Pour calculer la vitesse des particules, on résout l'équation (2). Pour cela, on s'appuie sur un maillage adapté autour des cylindres. La taille de maille augmente de façon exponentielle avec la distance au centre. Pour cela, on procède au changement de variable  $r = e^\xi - a$  où  $\xi$  est la nouvelle variable et  $a$  est un facteur d'étirement du maillage. La résolution de l'équation de Poisson utilise des différences finies Hermitiennes dans la direction radiale et une décomposition en série de Fourier dans la direction angulaire.

La partie diffusion (5) est traitée avec la méthode *Particle Strength Exchange*. C'est une approche déterministe. L'opérateur de diffusion est défini sous forme intégrale. Durant ce processus, aucune particule n'est créée mais la vorticité d'une particule est répartie sur ses voisins par convolution avec un noyau de rayon  $\epsilon$ . Pour modéliser le Laplacien de l'équation (5), on considère l'opérateur intégral suivant:

$$\Delta_\epsilon \omega(\mathbf{x}) = \epsilon^{-2} \int_{\mathbb{R}^2} [\omega(\mathbf{y}) - \omega(\mathbf{x})] \eta_\epsilon(\mathbf{x} - \mathbf{y}) d\mathbf{y} \quad (6)$$

où  $\epsilon > 0$  le rayon du noyau,  $\eta_\epsilon = \frac{1}{\epsilon} \eta(\frac{\mathbf{x}}{\epsilon})$  est un noyau de diffusion d'ordre  $r \in \mathbb{R}^{+*}$  vérifiant les

conditions suivantes:

$$\int_{\mathbb{R}^2} |\eta(\mathbf{x})| d\mathbf{x} < \infty \quad (7)$$

$$\int_{\mathbb{R}^2} \mathbf{x}^n \eta(\mathbf{x}) d\mathbf{x} = 0 \quad \text{si } 1 \leq n \leq r+1 \quad \text{et } n \neq 2 \quad (8)$$

$$\int_{\mathbb{R}^2} \mathbf{x}^2 \eta(\mathbf{x}) d\mathbf{x} = 2 \quad \text{si } n = 2 \quad (9)$$

$$\int_{\mathbb{R}^2} |\mathbf{x}|^{r+2} |\eta(\mathbf{x})| d\mathbf{x} < +\infty \quad (10)$$

Si on fait l'approximation suivante pour une distribution  $N_v$  particules  $(\mathbf{x}_p)_{p \in [1:N_v]}$  de vorticité  $\omega_p$  dont le support est  $v_p$ :

$$\int_{\mathbb{R}^2} \omega(\mathbf{x}) d\mathbf{x} = \sum_{p=1}^{N_v} v_p \omega_p(\mathbf{x}_p(t)) \quad (11)$$

on peut discrétiser l'équation (6) pour obtenir l'opérateur de diffusion suivant:

$$\Delta_\epsilon \omega_p(\mathbf{x}_p) = \frac{1}{\epsilon^2} \sum_{q=1}^{N_v} v_q \eta_\epsilon(\mathbf{x}_q - \mathbf{x}_p) (\omega_q - \omega_p) \quad (12)$$

Soit un domaine fluide  $\Omega$  de frontière  $\partial\Omega$ . Selon Mas-Gallic 1996 la méthode PSE peut-être modifi e pour tenir compte de la paroi  $\partial\Omega$ . On ne s'intéresse qu'à la partie diffusion des équations de Navier-Stokes avec une condition de Neumann pour  $\omega$  sur la paroi, soit:

$$\frac{d\omega_p}{dt}(\mathbf{x}_p; t) = \nu \Delta \omega(\mathbf{x}_p; t) \quad \forall (\mathbf{x}_p; t) \in \Omega \times [0; T] \quad (13)$$

$$\omega(\mathbf{x}_p; 0) = \omega_0(\mathbf{x}_p) \quad \forall \mathbf{x}_p \in \Omega \quad (14)$$

$$\frac{\partial \omega_p}{\partial n}(\mathbf{x}_p; t) = -g(\mathbf{x}_p; t) \quad \forall (\mathbf{x}_p; t) \in \partial\Omega \times [0; T] \quad (15)$$

où  $g(\mathbf{x}_p; t)$  est la condition de Neumann pour la vorticité,  $n$  est la normale à  $\partial\Omega$  pointant dans  $\Omega$  et  $T > 0$  représente le temps.

$g$  doit être choisi de façon à satisfaire la condition de vitesse tangentielle  $u_\tau$  nulle, c'est à dire:

$$\left( \frac{\partial \psi}{\partial n} \right)_{cyl} = -u_\tau = 0 \quad (16)$$

où  $\psi$  est la fonction de courant.

Pour un demi-plan  $\Omega$  avec une frontière droite de longueur infinie  $\partial\Omega$ , Mas-Gallic 1996 propose la formulation suivante:

$$\Delta_\epsilon \omega(\mathbf{x}) = \frac{1}{\epsilon^2} \int_{\Omega} (\eta_\epsilon(\mathbf{x} - \mathbf{y}) + \eta_\epsilon(\mathbf{x} - \tilde{\mathbf{y}})) (\omega(\mathbf{y}) - \omega(\mathbf{x})) d\mathbf{y} - 2 \int_{\delta\Omega} \omega_\zeta(\mathbf{x} - \mathbf{y}) g(\mathbf{y}) d\gamma(\mathbf{y}) \quad (17)$$

où  $\tilde{\mathbf{y}}$  est l'image de  $\mathbf{y}$  par rapport à la paroi. Il existe une condition de compatibilité pour les noyaux  $\eta$  et  $\zeta$ . Afin de se passer de cette condition, on utilise la formulation modifi e et adapt e aux corps circulaires par Benhaddouch 1999 :

$$\Delta_\epsilon \omega(\mathbf{x}) = \frac{1}{\epsilon^2} \int_{\Omega} \rho_\epsilon(\mathbf{x} - \mathbf{y}) (\omega(\mathbf{y}) - \omega(\mathbf{x})) d\mathbf{y} - \frac{1}{\epsilon^2} \int_{\Omega} \rho_\epsilon(\mathbf{x} - \mathbf{y}) (\mathbf{x} - \mathbf{y}) d\mathbf{y} \cdot \mathbf{n}(\mathbf{P}_x) g(\mathbf{P}_x) \quad (18)$$

où  $\mathbf{P}_x$  est le projeté du point  $\mathbf{x}$  sur la paroi,  $\mathbf{n}$  est le vecteur normal à la paroi pointant vers l'extérieur et  $\rho_\epsilon(\mathbf{x} - \mathbf{y}) = \eta_\epsilon(\mathbf{x} - \mathbf{y}) + \eta_\epsilon(\mathbf{x} - \tilde{\mathbf{y}})$ .

En utilisant (11), l'équation (18) devient:

$$\Delta_\epsilon \omega_p(\mathbf{x}_p) = \frac{1}{\epsilon^2} \sum_{q=1}^{N_v} v_q \rho_\epsilon(\mathbf{x}_q - \mathbf{x}_p) [(\omega_q - \omega_p) - (\mathbf{x}_q - \mathbf{x}_p) \cdot \mathbf{n}(\mathbf{P}_{\mathbf{x}_p}) g(\mathbf{P}_{\mathbf{x}_p})] \quad (19)$$

La méthode PSE implique que les particules auxquelles est redistribuée la vorticité sont à une distance les unes des autres imposée par le noyau de diffusion. Or si l'on procède au changement de variable pr ec edent, les particules sont très serrées près du cylindre et éparses loin du cylindre. La distance entre chaque particule n'est pas régulière. Il faut donc prendre en compte ce changement de variable dans la formule (18). On a  $\mathbf{x} = f(\xi)$  et  $\xi = g(\mathbf{x})$ . Soit  $h(\xi) = g'(\mathbf{x})$ , Cottet 2000 donne la formulation suivante pour la formulation (12):

$$\Delta_\epsilon \omega_p(\xi_p) = \frac{1}{\epsilon^2} h(\xi_p) \sum_{q=1}^{N_v} h(\xi_q) v_q \frac{h(\xi_q) + h(\xi_p)}{2} \eta_\epsilon(\xi_q - \xi_p) (\omega_q - \omega_p) \quad (20)$$

### 3 Résultats numériques

#### 3.1 Méthode Chimère

Des calculs pour des cylindres en tandem avec des faibles espacements ont été effectu es à l'aide de la méthode Chimère. Les cylindres ont un diamètre  $D$ , le nombre de Reynolds est égal à 2000 et l'espacement centre à centre  $S/D$  est de 1.1. Les figures 3 et 4 montrent respectivement les coefficients d'effort pour le cylindre amont et le cylindre aval. Lors du régime stationnaire, le coefficient de traînée a une valeur moyenne égale à  $C_{d1} = 1.178$  pour le cylindre amont et  $C_{d2} = -0.94$  pour le cylindre aval. Si l'on regarde les résultats expérimentaux de la figure 6 r ef erenc es par Zdravkovich 2003, le cylindre amont a un coefficient de traînée égal à environ 1.02 pour le cylindre amont et  $-0.5$  pour le cylindre aval. Il apparaît donc que le coefficient de traînée calcul e numériquement pour le cylindre aval est sous-estim e alors que pour le cylindre amont, le coefficient est légèrement surestim e.

La figure 5 montre la décomposition spectrale des efforts pour les deux cylindres. Dans les deux cas, amont et aval, on trouve un nombre de Strouhal identique  $St = 0.244$ . La figure 6 montre le nombre de Strouhal en fonction du nombre de Reynolds et de l'espacement entre les cylindres. Pour le cas  $S/D = 1.1$ , on peut voir que le nombre de Strouhal tend asymptotiquement vers la valeur  $St = 0.24$ .

Des résultats préliminaires pour 3 cylindres en tandem avec des espacements d'un dixième de rayon sont pr esent es sur la figure 7 pour un nombre de Reynolds égal à 200. Le champ de vorticité est repr esent e pour un temps  $Ut/D = 5$ . Les couches de cisaillement détachées du premier cylindre ne se r eattachent pas complètement ni sur le cylindre du milieu, ni sur le cylindre aval. Ceux-ci sont complètement couverts par la présence du cylindre amont et on a un coefficient de traînée très faible comme on peut le voir sur la figure 7. A titre de comparaison, pour les même conditions, Zdravkovich 2003 rapporte un coefficient de traînée expérimental en régime permanent égal à  $C_{d1} = 1$  pour le cylindre aval,  $C_{d2} = 0$  pour le cylindre au centre et  $C_{d3} = -0.5$  pour le cylindre aval. Les écarts important que l'on peut constater avec les valeurs numériques s'expliquent par le fait que l'on est encore en régime transitoire et des simulations

longues permettront de valider les tendances montrées ici.

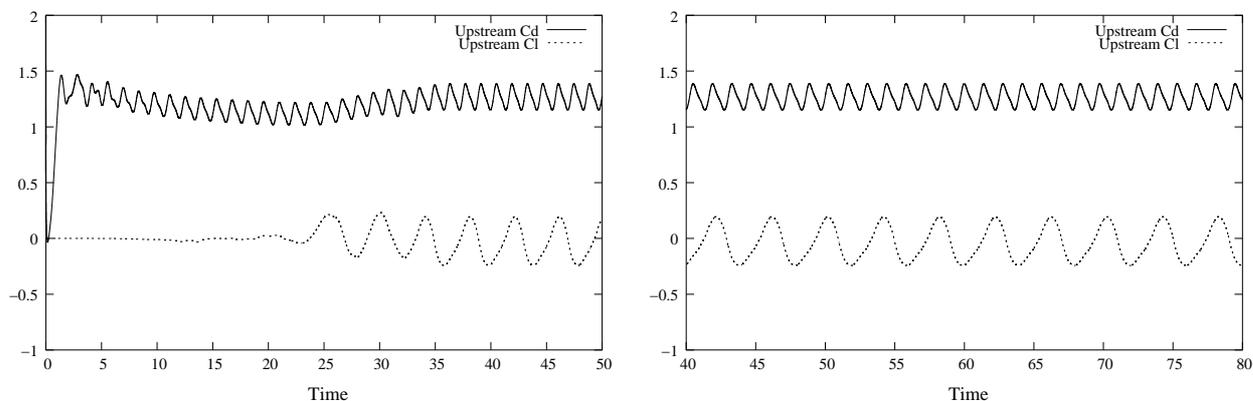


FIG. 3 – Coefficients de traînée et de portance sur le cylindre amont -  $Re = 2000$

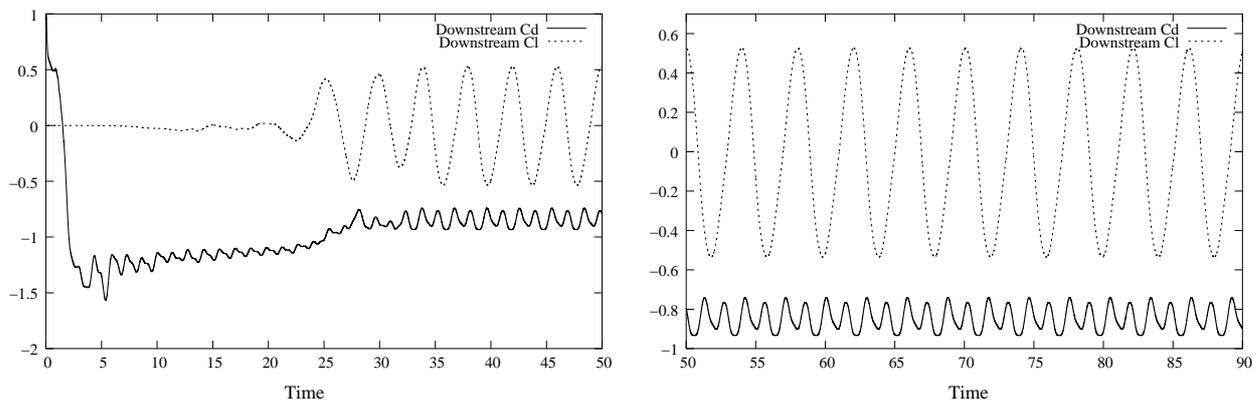


FIG. 4 – Coefficients de traînée et de portance sur le cylindre aval -  $Re = 2000$

### 3.2 Méthode PSE avec paroi

La dernière étude consiste à comparer la méthode PSE prenant en compte une paroi avec le code Eulérien utilisant la méthode ADI décrite au paragraphe 2.1. Le cylindre est placé dans un écoulement impulsif à  $Re = 200$ . La discrétisation est telle qu'on a 256 points sur la circonférence du cylindre et un peu plus de 10 points dans la couche limite. Cela représente plus de 2500 particules pour représenter la couche limite autour du cylindre. La figure 8 montre à gauche les contours de la vorticité et la figure de droite montre la vorticité pariétale comparée aux résultats du code ADI pour  $Ut/D = 3$ . Bien que les allures soient identiques, un écart apparaît entre les deux résultats, notamment au niveau des pics de vorticité. L'écart moyen pour ce cas est de l'ordre de 5% mais sur la partie arrière du cylindre, on atteint une différence

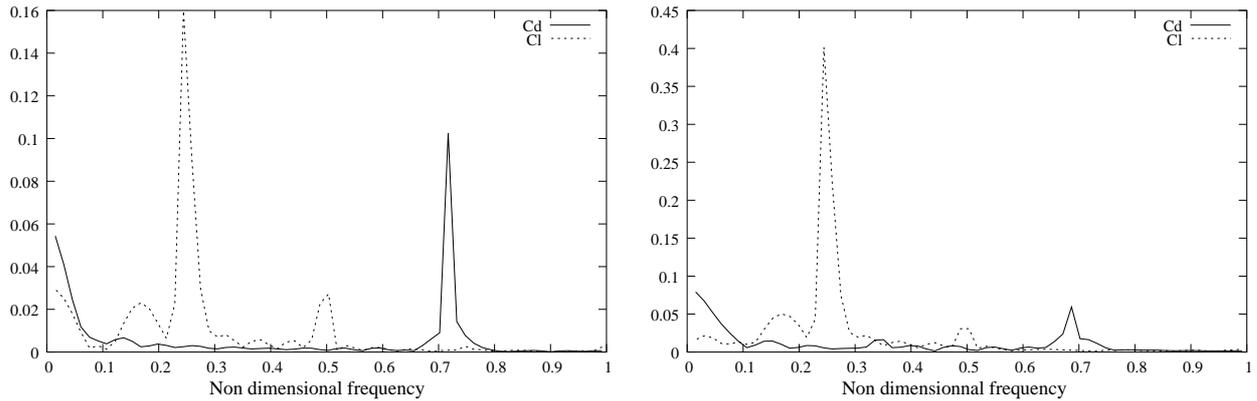


FIG. 5 – Décomposition spectrale des coefficients d’efforts pour le cylindre amont (gauche) et le cylindre aval (droite) -  $Re = 2000$

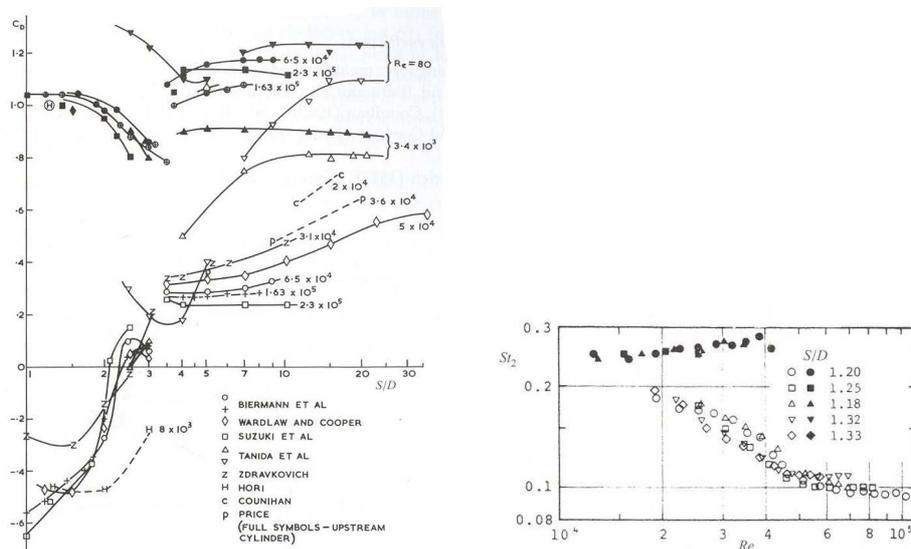


FIG. 6 – Coefficient de traînée en fonction de l’écartement entre les cylindres - Zdravkovich 2003 (gauche) et Nombre de Strouhal en fonction du nombre de Reynolds et de l’écartement entre les cylindres - Igarashi 1984 (droite)

maximale entre les deux formulations de 37% dans les endroits où la vorticité va le plus varier, notamment dans les zones de recirculation. Ceci peut être réduit en augmentant le nombre de particules près du cylindre dans la direction radiale et angulaire. Toutefois, ceci se fait au prix de temps de calculs fortement rallongés. La figure 9 présente sur la gauche les efforts de traînée calculés pour les deux méthodes par intégration du gradient de pression tangent. Ici aussi un écart d’environ 15% peut être relevé. L’effort de traînée est généré pour sa plus grande partie sur le côté aval du cylindre, où la différence de pression par rapport au point d’arrêt à l’avant du cylindre est la plus grande. Or c’est là que l’on observe les plus gros écarts entre les deux méthodes pour la vorticité pariétale et donc la pression. C’est pour cela que l’erreur par rapport au code ADI est  lev e. La position angulaire du point de séparation est repr sent e sur le côté droit de la figure 9. On peut voir que dans les deux cas, la position se stabilise pour un angle d’environ 72 . Toutefois, on peut constater que la mise en place de l’état stationnaire est plus

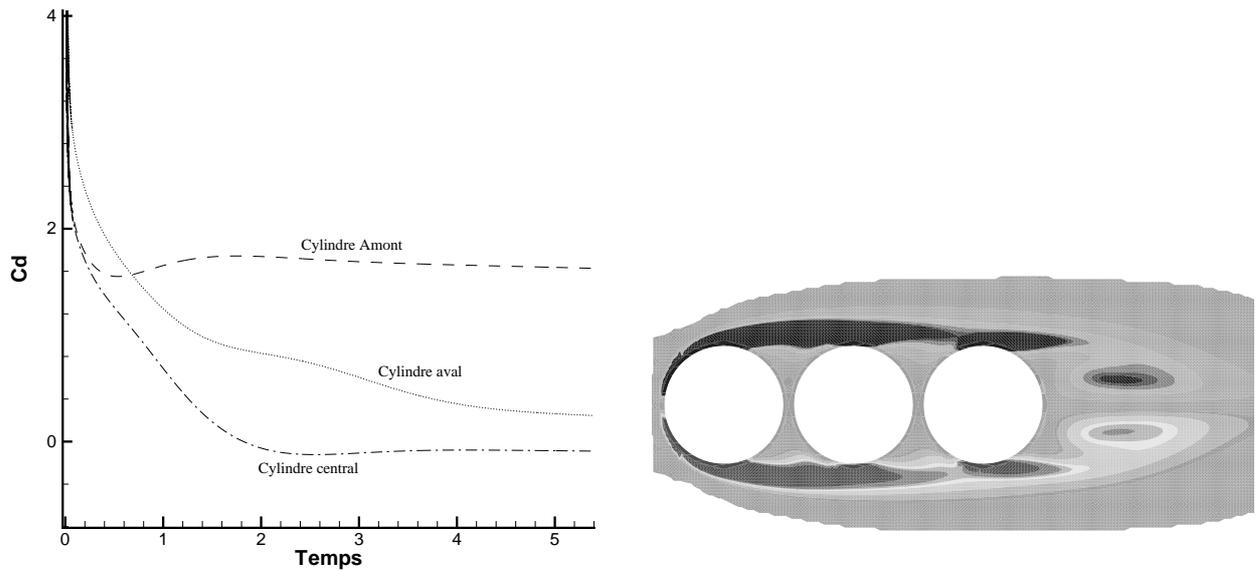


FIG. 7 – *Ecoulement autour de 3 cylindres en tandem: Coefficient de traînée (gauche) et contours de vorticité (droite) -  $Re = 2000$*

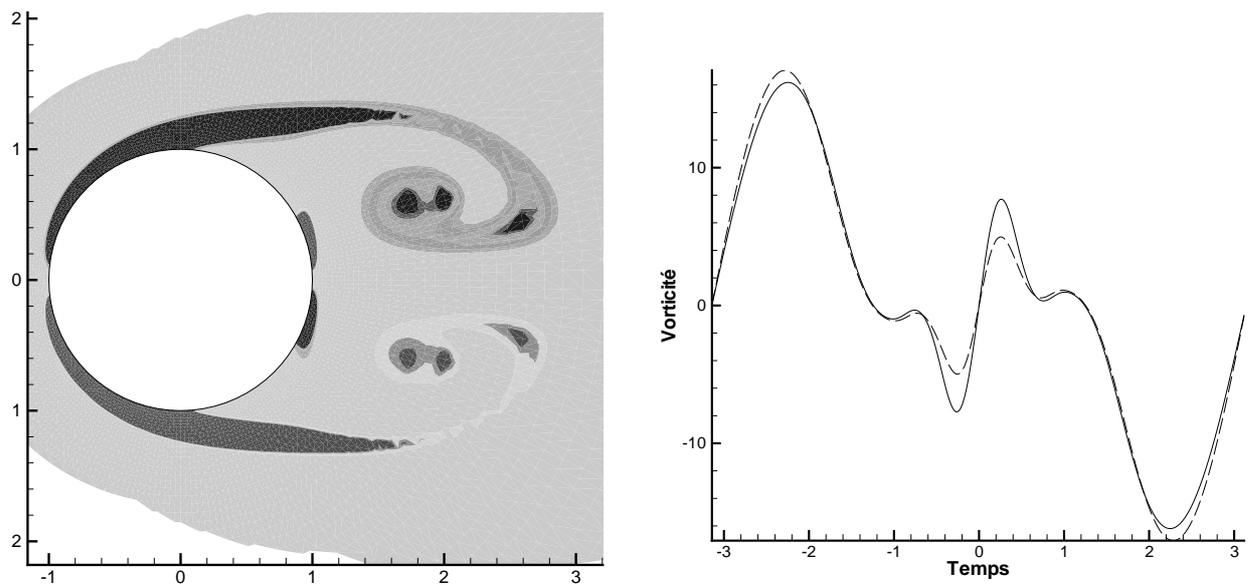


FIG. 8 – *Contours de vorticité pour 1 cylindre dans un écoulement (gauche) et comparaison de la vorticité pariétale (droite) pour le code Eulérien ADI (pointillées) et le code avec PSE (trait plein) -  $Re = 200$ ;  $Ut/D = 3$*

lent avec le code PSE que pour le code ADI. On a un écart d'environ 5% sur la montée du point de séparation.

Des différences peuvent donc être constatées entre les deux méthodes. Toutefois, si le nombre de particules est plus grand autour du cylindre, ces écarts peuvent être réduits. De plus, un passage à l'ordre 2 pour la convection est aussi préférable. Il est envisagé d'utiliser à terme une méthode

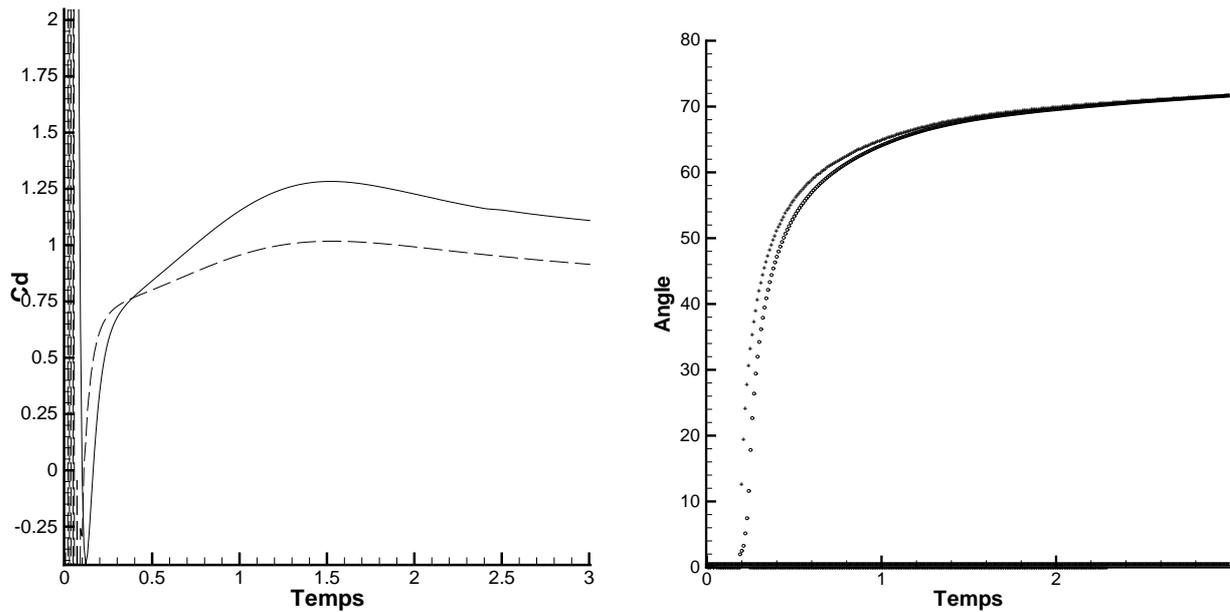


FIG. 9 – Comparaison entre le code Eulérien ADI (pointillés) et PSE (trait plein) du coefficient de traînée (gauche) et de la position angulaire du point de séparation (croix code ADI, points code PSE) (droite) -  $Re = 200$

complètement Lagrangienne avec pour le calcul des vitesses une utilisation des développements en séries de multipôles.

## 4 Comparaisons expérience-numérique

Dans le but de valider les méthodes numériques, des essais sur deux cylindres, l'un en mouvement l'autre fixe, ont été réalisés dans le canal de l'EGIM. Le dispositif expérimental est représenté sur la partie gauche de la figure 10. L'objectif des essais est de simuler le cas de deux cylindres en phase d'approche ou d'éloignement, ainsi que le passage de l'un au dessus de l'autre. Les comparaisons sont en cours, un exemple étant présenté dans la suite.

Le canal mesure  $18m$  de long et  $0.65m$  de large. La hauteur d'eau est de  $0.8m$ . Deux cylindres ont été disposés initialement à  $0.214m$  l'un de l'autre, à une hauteur de  $40cm$  du fond. En l'absence de courant, on tire un des deux cylindres tandis que l'autre reste fixe. Un dispositif de PIV situé au dessus du canal entre le mur et le premier montant permet d'avoir les composantes de la vitesse dans la tranche d'eau. Le cylindre fixe est instrumenté afin de mesurer les efforts induits par le déplacement du second cylindre.

La partie droite de la figure 10 montre les efforts mesurés sur le premier cylindre comparés à un calcul en fluide parfait ainsi qu'à une simulation numérique avec la méthode mixte Euler-Lagrange. Une divergence entre les résultats numériques en fluide visqueux et expérimentaux apparaît après le pic d'efforts. Toutefois, le calcul des efforts de fluide parfait possède la même allure que les efforts mesurés lors de l'expérience. Actuellement aucune explication à ce phénomène n'est apportée. Ce genre de cas étant un cas limite pour le code numérique, il reste des améliorations à apporter au calcul des efforts pour traiter correctement ce genre de phénomène. A noter que

des effets de surface libre, bien que faible, ne sont pas pris en compte dans les calculs numériques.

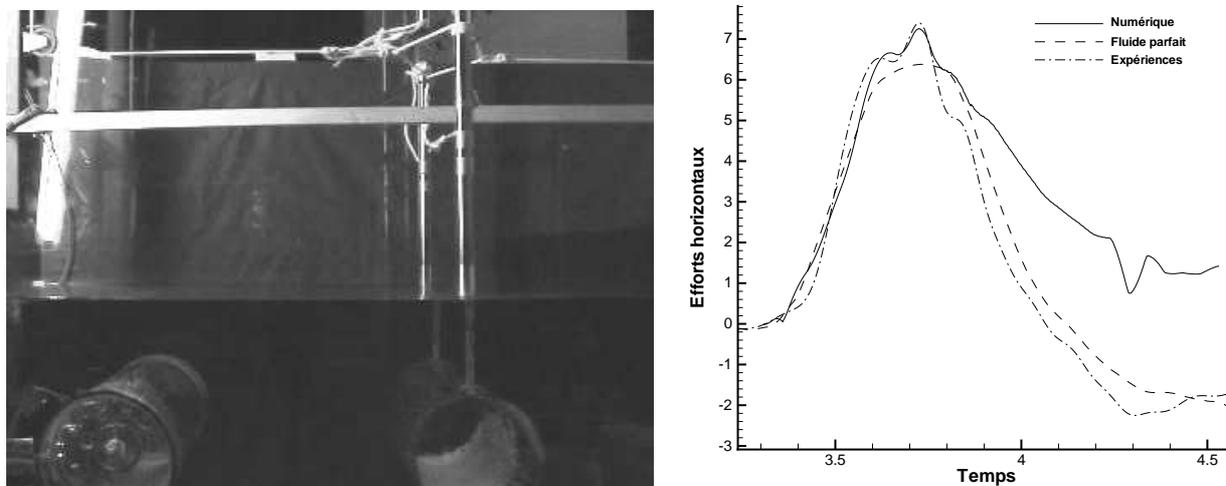


FIG. 10 – Montage expérimental (gauche) et comparaison des efforts (droite)

Les figures 11 et 12 montrent les contours de vorticité expérimentaux déduits des champs de vitesse (gauche) et par le code numérique (droite). Les écoulements décrits par les deux méthodes sont complètement différents. Dans le cas de la PIV, plusieurs vortex apparaissent autour du cylindre et l'écoulement est non symétrique. La méthode numérique prévoit des résultats très lisses. L'écoulement est symétrique et on note l'apparition de deux tourbillons à l'arrière du cylindre en mouvement ainsi que sur le cylindre fixe. Quatre tourbillons sont donc présents dans l'interstice pour la méthode numérique contre deux à l'arrière du cylindre mobile pour l'expérience. De plus, les niveaux de vorticité dans l'écoulement sont plus élevés pour la méthode numérique où sont relevés des maxima de vorticité sur le cylindre égaux à  $\omega_{Ut/D=1.66} = 16.4523$  et  $\omega_{Ut/D=3.75} = 183.791$ . Il est difficile de conclure quand à la validité de l'une ou l'autre méthode. En effet, la partie numérique ne prend pas plus en compte les effets de surface libre et de fond que la largeur du cylindre, alors que dans les expérimentations, il est possible que leur présence ne soit pas négligeable. De plus les relevés PIV sont pris entre le premier montant et la paroi du canal, ce qui entraîne irrémédiablement des perturbations importantes notamment une interaction avec le sillage du montant ou le non-glisement du fluide sur le mur.

Ces résultats préliminaires montrent que de nombreux problèmes subsistent tant pour le montage expérimental que pour la partie numérique. Un meilleur système de fixation ainsi que le déplacement du système PIV devraient améliorer la cohérence des résultats numériques et des modifications dans le calcul des efforts sont probablement nécessaires afin d'améliorer la pertinence des résultats numériques et ainsi avoir une meilleure corrélation entre l'expérimental et le numérique.

## 5 Conclusion

L'écoulement détaché autour de deux cylindres à faible écartement est étudié. Diverses méthodes numériques ont été développées. Un code mixte Eulérien-Lagrangien permet de simuler les écoulements autour de cylindre et une extension utilisant la méthode Chimère a été

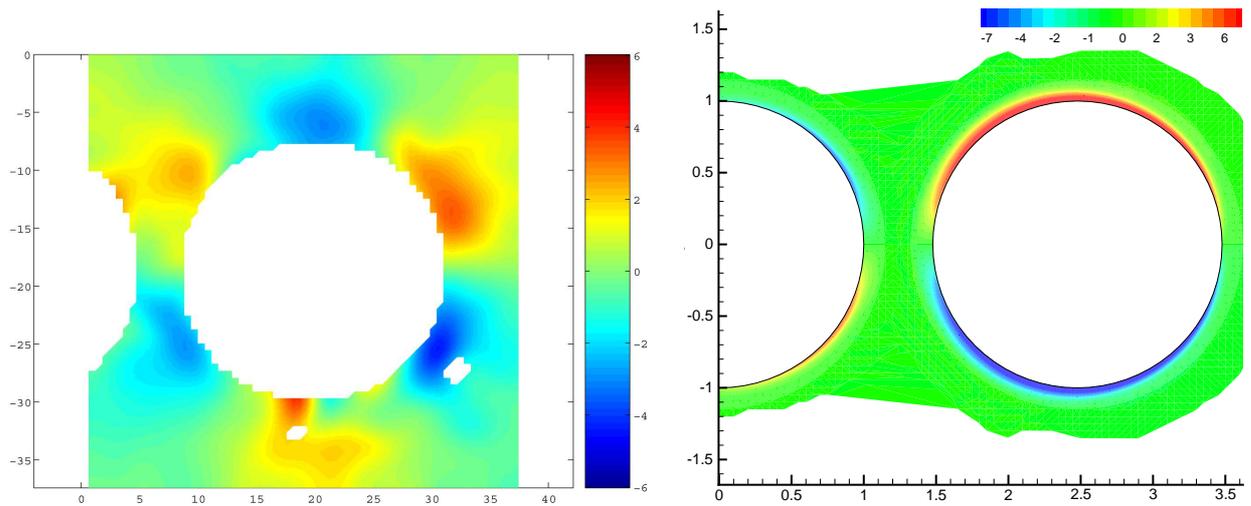


FIG. 11 – *Contours de vorticité à  $Ut/D = 1.66$  - expériences (gauche) et numériques (droite)*

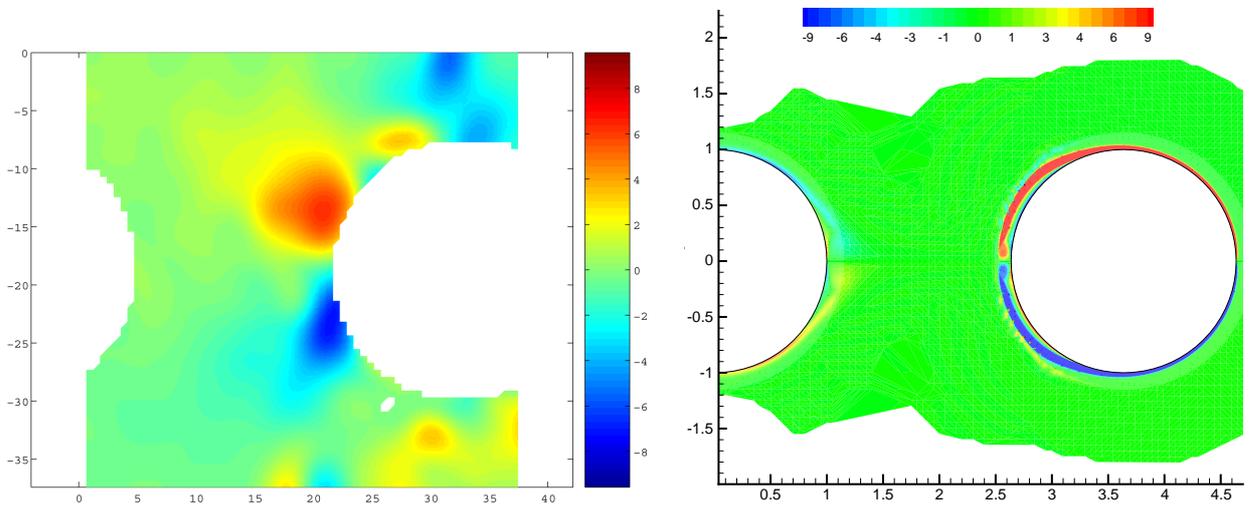


FIG. 12 – *Contours de vorticité à  $Ut/D = 3.75$  - expériences (gauche) et numériques (droite)*

implémentée. Des écartements jusqu'à un dixième de rayon peuvent ainsi être simulés.

Afin de modéliser les chocs éventuels, une méthode numérique entièrement Lagrangienne est en développement. La méthode PSE pour la diffusion est utilisée et étendue afin de gérer la présence de paroi solide. Les premiers résultats sont encourageants et démontrent l'intérêt de la méthode.

Afin de valider les approches numériques, des essais pour un cylindre fixe et un cylindre mobile sont effectués dans le canal de l'EGIM. La vorticité de l'écoulement et les efforts sur le cylindre fixe sont comparés. De forts écarts entre les essais et le numérique montrent qu'il faut encore travailler sur le dispositif expérimental et sur les formulations numériques pour ce type de cas limite.

## Références

- [1] Angot P., 1999, Analysis of singular perturbations on the Brinkman problem for fictitious domain models of viscous flows, *Mathematical Methods in the Applied Sciences*, N° 22, 1395-1412.
- [2] Benhaddouch R., 1999, Treatment of a neumann boundary condition by a Particle Strength Exchange method, Third International Workshop on vortex flows and related numerical methods, Vol. 7, 35-45.
- [3] Brooks A.N. et Hughes T.J.R., 1982, Streamline Upwind/Petrov-Galerkin Formulations for Convection Dominated Flows with Particular Emphasis on the Incompressible Navier-Stokes Equations, *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, Vol 32, 199-259.
- [4] Cottet G.H., Koumoutsakos P.D., 2000, *Vortex Methods - Theory and Practice*, Cambridge University Press
- [5] Etienne S., Fontaine E., Le Cunff C., Heurtier J.M., Biolley F, 2001, Simulation Numérique des vibrations induites par vortex de structures flexibles, Journées de l'Hydrodynamique, Nantes.
- [6] Etienne S., 1999, Contribution à la modélisation de l'écoulement de fluide visqueux autour de faisceaux de cylindres circulaires, Thèse de l'University Aix-Marseille II.
- [7] Greengard L. et Rokhlin V., 1987, A fast algorithm for particle simulations, *Journal of Computational Physics*, **73**, 325-348.
- [8] Hansen E.A., Mayer S., 2001, A Numerical Model for Current-Induced Vibrations of Multiple Risers, Proceedings of OMAE'01, 3-8 juin 2001, Rio de Janeiro, Brazil.
- [9] Igarashi T., Suzuki K., 1984, Characteristics of the flow around three circular cylinders, Bulletin of JSME, Vol. 27, 2397-2404
- [10] Mas-Gallic S., 1996, Particle approximation of the linearised navier-stokes problem with neumann boundary conditions, rapport C.M.A.P.R.I. 276.
- [11] Meneghini J.R., Saltara F., Siqueira C.L.R., Ferrari Jr. J.A., 2001, Numerical Simulation of Flow Interference Between Two Circular Cylinders in Tandem and Side by Side Arrangements, *Journal of Fluids and Structures*, Vol. 15, 327-350.
- [12] Ould Salih M.L., 1998, Couplage des méthodes numériques en simulation directe d'écoulements incompressibles, Thèse de doctorat de l'Université Joseph Fourier - Grenoble I
- [13] Parkinson G., 1989, Phenomena and Modelling of Flow-Induced Vibrations of bluff Bodies, *Prog. Aerospace Sci.*, Vol. 26, 169-224.
- [14] Zdravkovich M.M., 2003, *Flow around circular cylinders Vol 2: Applications*, Oxford Science Publications.