

SUR L'INTERACTION ENTRE UNE ONDE ACOUSTIQUE PLANE ET UN SILLAGE DE VON KARMAN

Partie Numérique : A. CHAMI¹, D. TSCHUMPERLE¹, RD RAJAONA¹
Partie Expérimentale : S. VALENZA², A. JARNO-DRUAUX¹, RD RAJAONA¹, G. MAZE²

¹Laboratoire de Mécanique -Equipe : Vibrations de Structures et Ecoulements-
Université Le Havre, 25, rue Philippe Lebon, BP 540, 76058 Le Havre Cedex.

²L.A.U.E., U.R.A. CNRS 1373. Université Le Havre, place Robert Schuman, 76610 Le Havre.

Résumé

Nous présentons dans cet article des résultats de travaux numériques et expérimentaux portant sur l'étude du sillage derrière un cylindre circulaire et plus particulièrement la caractérisation de l'interaction entre une onde acoustique plane et le sillage de Von-Karman. L'étude numérique repose sur les techniques de méthode particulière et permet de prendre en compte les effets d'un écoulement accéléré. La méthode expérimentale a porté sur l'écoulement uniforme et a permis de retrouver les caractéristiques spatio-temporelles de l'allée. Ces deux méthodes reposent sur le formalisme de Lund et Rojas dans le cadre de l'approximation de Born

Summary

The numerical and experimental results presented in this paper are dealing with the study of the characteristics of a cylinder wake; specifically the interaction between an acoustic plane wave and the cylinder wake has been investigated. The numerical method is based upon the DVM (Discrete Vortex Method) and random vortex in order to account for the accelerated flows. The experimental method has been used to give some spatio-temporal characteristics of the wake. Both numerical and experimental works involve the Lund and Rojas formalism within the Born approximation.

INTRODUCTION

Les problèmes de caractérisation de la turbulence engendrée par un obstacle placé dans un courant intéressent la discrétion acoustique en milieu sous-marin. L'atténuation des effets vibratoires de sillages et l'interaction fluide-structure. Le travail présenté dans cet article concerne les aspects numériques et expérimentaux liés à la caractérisation de zone de vorticité d'un écoulement instationnaire par une méthode ultrasonore. Le principe de la méthode nécessite de valider les résultats obtenus sur des sillages bien connus. C'est pourquoi l'allée de Bénard Von Karman a été choisie pour mettre en évidence les performances de la méthode. Par ailleurs la méthode est fondée sur une méthode théorique développée par Lund et Rojas [1] qui repose sur la quantification des interactions entre une onde acoustique ultrasonore et une zone de vorticité donnée. Cette quantification permet entre autre de donner l'intensité de la vorticité globale. Cette méthode a été expérimentalement mise en œuvre par J.F. Pinton [2] dans l'air à bas Reynolds. Le travail a permis d'explorer des sillages correspondants à des Reynolds plus élevés. Une approche numérique et expérimentale a donc été retenue.

Dans la première partie nous présentons une technique numérique fondée sur la méthode particulaire pour engendrer le sillage et donner quelques caractéristiques de l'écoulement instationnaire où les effets de l'accélération ont été plus particulièrement analysés. L'interaction tourbillon onde acoustique est ensuite présentée dans le cadre du formalisme de Lund et Rojas puis simulée numériquement en insonnant le sillage par une onde plane. La caractérisation numérique de la diffusion de l'onde par la zone de vorticité est obtenue en adoptant l'approximation de Born et en analysant le champ de pression calculé. Pour ce calcul on résoud l'équation de Helmholtz avec un second membre non nul qui dépend des effets du sillage. La méthode retenue pour cette dernière équation est une méthode intégrale dans laquelle l'inconnue est la transformée de Fourier temporelle de la pression.

Dans la deuxième partie, une méthode expérimentale appliquée à l'étude de l'interaction adaptée au milieu aqueux a été mise en œuvre et a permis de donner les informations sur l'organisation spatiale du sillage et l'évaluation de la vorticité globale de l'écoulement.

PREMIERE PARTIE: Etude numérique

I-1 Méthode particulaire

On présente dans cette partie, l'étude numérique des écoulements caractérisés par des zones de forte concentration tourbillonnaire évoluant dans le temps. En particulier, on s'intéresse à l'étude d'un écoulement uniformément accéléré autour d'un cylindre au repos. L'étude de ce type d'écoulement peut se faire par une méthode eulérienne nécessitant des maillages adaptatifs. Pour décrire les zones à forts gradient, on choisit alors d'adapter une méthode particulaire purement lagrangienne couplée à la méthode de diffusion aléatoire 'RVM' introduite et développée par Chorin [4]. Cette méthode est adaptée aux écoulements à grand nombre de Reynolds, on trouvera des études de sa stabilité et de sa convergence dans les études publiées par Beale et al [5].

Le modèle particulaire consiste à représenter les zones tourbillonnaires par un ensemble fini de particules qui sont transportées par convection et diffusion suivant un schéma lagrangien, les conditions aux limites sont prise en compte en mettant en œuvre un processus de génération de particules permettant de satisfaire la condition d'adhérence et de glissement.

I-1-1 Mise en équations

On considère l'écoulement plan accéléré uniformément autour d'un cylindre circulaire de frontière ∂D , placé dans un milieu infini D d'un fluide réel, homogène et incompressible.

L'écoulement correspondant est régi par les équations de Navier Stokes pour le transport de la quantité de mouvement et l'équation de continuité.

Soit \vec{u} le champ de vitesse, p le champ de pression, ρ la masse volumique du fluide, ν la viscosité cinématique et $\vec{U}(t)$ la vitesse à l'infini amont du cylindre. Ces grandeurs physiques sont rendues sans dimension en les rapportant aux échelles caractéristiques de l'écoulement: la vitesse caractéristique U_0 , le

diamètre du cylindre d , la pression dynamique ρU_0^2 et le temps caractéristique $T = \frac{d}{U_0}$. Les équations du problème sans dimension s'écrivent alors:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{u}^+}{\partial t} + (\bar{u}^+ \cdot \bar{\nabla}) \bar{u}^+ &= -\bar{\nabla} p^+ + \frac{1}{R_e} \Delta \bar{u}^+ \\ \bar{\nabla} \cdot \bar{u}^+ &= 0 \\ \bar{u}^+ &= \bar{\nabla} \varphi + \bar{\nabla} \times \bar{\psi} \\ \bar{u}^+ &= 0 \quad \text{sur} \quad \partial D \\ \bar{u}^+ \rightarrow \bar{U}^+(t) &= a^+ t + 1 \quad \text{pour} \quad |\bar{r}| \rightarrow +\infty \end{aligned}$$

$R_e = \frac{U_0 d}{\nu}$ le nombre de Reynolds, $a^+ = \frac{ad}{U_0^2}$ le nombre d'accélération, φ et ψ sont respectivement la fonction potentiel et la fonction du courant associées au problème et à l'accélération.

En appliquant l'opérateur rotationnel à l'équation de conservation de la quantité de mouvement et en définissant le champ de vorticité ou le tourbillon $\bar{\omega}^-$ comme le rotationnel du champ de vitesse, on obtient le système d'équations suivant :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{\omega}^-}{\partial t} + (\bar{u}^- \cdot \bar{\nabla}) \bar{\omega}^- &= \frac{1}{R_e} \Delta \bar{\omega}^- \\ \bar{\nabla} \cdot \bar{u}^- &= 0 \\ \bar{\omega}^- &= \bar{\nabla} \times \bar{u}^- \\ \bar{u}^- &= \bar{\nabla} \varphi + \bar{\nabla} \times \bar{\psi} \\ \bar{u}^- &= 0 \quad \text{sur} \quad \partial D \\ \bar{u}^- \rightarrow \bar{U}^-(t) & \quad \text{pour} \quad |\bar{r}| \rightarrow +\infty \end{aligned}$$

Les avantages de la présente formulation sont observables à deux niveaux

- L'élimination de la pression dans l'équation de transport. Ceci permet de montrer que les efforts de pression n'ont pas d'influence directe sur la dynamique de la vorticité.
- L'équation de transport de vorticité est linéaire en $\bar{\omega}^-$. Cette situation permet de construire la solution du système en plusieurs étapes plus faciles à traiter séparément. En effet nous allons montrer qu'il est possible d'utiliser une technique d'éclatement de l'opérateur de l'équation de Navier Stokes en le décomposant en deux équations plus simples à résoudre.

Cependant l'inconvénient de cette formulation réside dans l'absence d'une condition aux limites pour la vorticité sur la paroi. En 1973, Chorin a proposé une méthode où il exploite les avantages de cette formulation en contournant le problème des conditions aux limites sur la vorticité grâce à un algorithme de création de tourbillons à partir de la condition d'adhérence. C'est cette méthode que nous détaillons dans la suite.

I-1-2- Résolution de l'équation de transport de la vorticité par une méthode particulière à pas fractionnaire

La solution de l'équation de transport de la vorticité est obtenue en deux étapes successives en considérant deux problèmes séparés:

Le premier problème (P₁) correspond au système suivant:

$$\begin{aligned}
\frac{\partial \omega^-}{\partial t} + (\vec{u}^- \cdot \nabla) \omega^- &= 0 \\
\nabla \cdot \vec{u}^- &= 0 \\
\omega^- &= \nabla \times \vec{u}^- \\
\vec{u}^- &= \nabla \varphi + \nabla \times \psi^- \\
\vec{u}^- \cdot \vec{n} &= 0 \quad \text{sur } \partial D \\
\vec{u}^- &\rightarrow U^- (t) \quad \text{pour } |\vec{r}| \rightarrow +\infty
\end{aligned}$$

Ce système décrit le transport de la vorticité par convection. Dans cette étape, on néglige les effets de la viscosité ce qui correspond au écoulement à grand nombre de Reynolds. On résout ce système par la méthode des tourbillons ponctuels qui consiste à discrétiser le champ de vorticité en un nombre fini de particules tourbillonnaires. A chaque particule est associée une surface qui matérialise son support.

- La seconde étape prend en compte l'effet de la viscosité en résolvant le système (P₂) suivant:

$$\begin{aligned}
\frac{\partial \omega^-}{\partial t} &= \frac{1}{R} \Delta \omega^- \\
\vec{u}^- \cdot \vec{\tau} &= 0
\end{aligned}$$

Cette méthode de résolution a été étudiée par Beale et Majda (en 1981) et ils ont montré que son taux de convergence augmente quand la viscosité diminue (le nombre de Reynolds augmente) ce qui est adapté à notre problème.

Convection:

Le problème étant bidimensionnel, le vecteur champ de vorticité est normal au plan (xOy) et peut être donc représenté par un champ scalaire.

Le problème (P1)

L'association de la relation liée à la définition du champ de vorticité donne un système de deux équations de Poisson:

$$\begin{aligned}
\Delta \Psi &= -\omega \\
\Delta \varphi &= 0
\end{aligned}$$

Le champ de vitesse \vec{u}_ω induit par les particules est alors obtenue par dérivation de la fonction du courant solution de l'équation de Poisson et le champ \vec{u}_p induit par la partie potentiel de l'écoulement et la présence de l'obstacle est déduit de la résolution de l'équation de Poisson de la fonction potentiel par une distribution de singularités cinétiquement équivalente.

D'où le champ de vitesse total est donné par:

$$\begin{aligned}
\vec{u} &= \vec{u}_p + \vec{u}_\omega \\
\vec{u}_\omega(\vec{X}) &= \int \vec{K}(\vec{X} - \vec{X}') \omega(\vec{X}') d\vec{X}' \\
\text{où } \vec{K}(\vec{X}) &= -\frac{1}{2\pi} \frac{1}{r} \frac{(-y, x)}{r} \quad \text{avec } r = |\vec{X}|
\end{aligned}$$

La trajectoire d'une particule portant une vorticité $\omega(\vec{X})$ et de vitesse $\vec{U}(\vec{X})$ est solution du système suivant:

$$\begin{aligned}\omega(\bar{\chi}(\bar{X}, t)) &= \omega(\bar{X}) \\ \frac{d\bar{\chi}}{dt} &= \bar{u}(\bar{\chi}(\bar{X}, t)) \\ \bar{\chi}(\bar{X}, t=0) &= \bar{X}\end{aligned}$$

où $\bar{\chi}(\bar{X}, t)$ est le vecteur de la position lagrangienne d'une particule qui part d'une position \bar{X} et porte une vorticité $\omega(\bar{X})$ avec la condition initiale $\bar{\chi}(\bar{X}, t=0) = \bar{X}$.

On assimile le champ de vorticité $\omega(\bar{x})$ à un ensemble fini de particules ω_i placé en un point \bar{X}_i d'où la discretisation suivante:

$$\begin{aligned}\omega(\bar{X}) &= \sum_i \omega_i \\ \omega_i &= \Gamma_i \delta(\bar{X} - \bar{X}_i) \\ \Psi &= \sum_i \Psi_i \\ \Delta \Psi_i &= -\omega_i\end{aligned}$$

Pour chaque particule la solution est:

$$\Psi_i = \frac{\Gamma_i}{2\pi} \log(|\bar{X} - \bar{X}_i|)$$

Cette discrétisation exprime qu'une particule agit comme un tourbillon ponctuel Dans son voisinage, la vitesse induite devient malheureusement infinie, ce qui introduit des singularités dans le calcul du champ de vitesse. D'une part, ces singularités n'ont pas de signification physique. d'autre part elles introduisent du bruit numérique. Il est nécessaire donc de régulariser la distribution du champ de vitesse. Plusieurs études ont été menées par les utilisateurs des méthodes particulières. Beale et Majda (1982, 1985) ont proposé différentes fonctions vectorielles de régularisations $\bar{K}_\varepsilon(\bar{X})$ de $\bar{K}(\bar{X})$ déduites par convolution de cette dernière par une fonction régulière $\xi_\varepsilon(\bar{X})$ qui converge vers une mesure de Dirac $\delta(\bar{X})$ quand ε tend vers 0. Dans la présente étude, on a choisie comme fonction de régularisation une gaussienne et dans ce cas la régularisation est du second ordre.

On note $\bar{K}_\varepsilon = \bar{K} * \xi_\varepsilon$ la forme régularisé de \bar{K} .

$$\xi_\varepsilon(\bar{X}) = \frac{1}{\pi\varepsilon^2} \exp\left\{-\frac{|\bar{X}|^2}{\varepsilon^2}\right\}$$

En plus de cette régularisation du champ de vitesse, on introduit une technique de coalescence de particules qui consiste à rassembler les particules très proches en une particule équivalente, dont l'intensité est la somme des intensités des particules concernées et de position leurs barycentre. Cette technique améliore d'une part la régularisation du champ de vitesse et d'autre part le temps de calcul grâce à la réduction du nombre de particules.

Diffusion

On utilise la technique de la marche aléatoire basé sur l'analogie entre la solution de cette équation en dimension un et une loi normale de densité de probabilité de moyenne nulle et de variance proportionnelle à $\sqrt{2\nu t}$ pour la résolution de l'équation de diffusion du problème (P₂). Pour mettre en évidence l'influence de l'obstacle sur l'écoulement et la dynamique de la vorticité, il faut compléter la résolution du problème par des conditions aux limites de la vorticité sur la paroi. Mais elles sont absentes dans la formulation adoptée. Chorin [4] a proposé de résoudre ce problème de la façon suivante :

la viscosité des fluides réels impose la condition d'adhérence réalisée à travers la couche de fort cisaillement qui est une région de production de vorticité. Ainsi, il apparaît naturel dans le cadre de la méthode particulière de remplacer la condition de vitesse par une condition sur la vorticité. Le schéma proposé par Chorin [4]

tourbillonnaires sont régies par les équations de continuité et de transport du tourbillon. De même que dans le cadre de l'hypothèse de Prandtl valable pour une couche limite numérique d'épaisseur h , on ne prend pas en compte le terme non linéaire de convection.

I-1-3- Calcul des efforts hydrodynamiques sur le cylindre

En accord avec l'approche lagrangienne du calcul numérique et puisque les effets visqueux sont négligeables, on utilise une estimation des efforts subis par le cylindre à partir de la formule de Blasius suivante:

$$F_x - iF_y = \frac{i\rho}{2} \oint \frac{\partial W}{\partial Z} dZ - i\rho \frac{\partial}{\partial t} \oint \bar{W} d\bar{Z}$$

où F_x la force en ligne, F_y la force de portance et W le potentiel complexe. On déduit W par la méthode des images et la formule du cercle de Milne-Thomson:

$$W = -U\left(Z + \frac{R}{Z}\right) + \frac{i}{2\pi} \sum_{k=1}^m \Gamma_k \log(Z - Z_k) - \frac{i}{2\pi} \sum_{k=1}^m \Gamma_k \log\left(Z - \frac{R^2}{\bar{Z}_k}\right) + \frac{i}{2\pi} \sum_{k=1}^m \Gamma_k \log(Z)$$

m : nombre de tourbillons, R : rayon du cylindre, Γ_k : circulation du tourbillon et Z_k la position de son centre dans le plan complexe.

En combinant ces deux équations et en appliquant les formules des résidus d'intégration, on obtient la vitesse du noyau du tourbillon (n):

$$u_n - iv_n = U - \frac{UR^2}{Z_n} - \frac{i}{2\pi} \sum_k \frac{\Gamma_k}{Z_n - Z_k} + \frac{i}{2\pi} \sum_k \frac{\Gamma_k}{Z_n - R^2/\bar{Z}_k} - \frac{i}{2\pi} \sum_k \frac{\Gamma_k}{Z_n}$$

Les expressions des efforts F_x et F_y ainsi que leurs coefficients sont donnés par:

$$F_x = -\rho \sum_k v_k \Gamma_k + \rho \sum_k \frac{\partial}{\partial t} (q_{ik} \Gamma_k) + 2\rho \frac{\pi d^2}{4} \frac{\partial U}{\partial t}$$

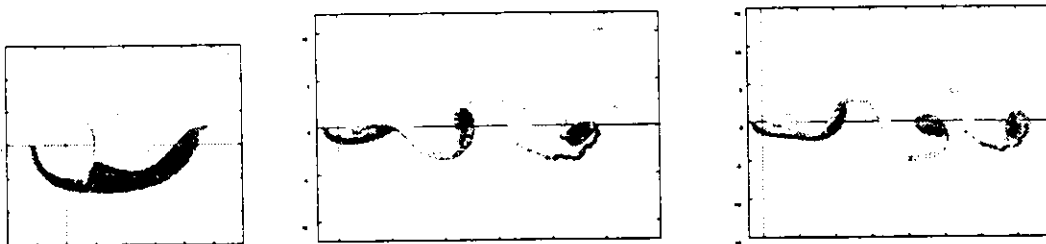
$$F_y = -\rho \sum_k \Gamma_k (U - u_k) - \rho \sum_k \frac{\partial}{\partial t} (p_{ik} \Gamma_k)$$

$$C_x = \frac{4 F_x}{\rho \pi d^2 a} \quad \text{et} \quad C_y = \frac{4 F_y}{\rho \pi d^2 a}$$

$v_k, u_k, q_k, q_{ki}, p_k, p_{ki}$ sont respectivement la vitesse, la position du noyau du tourbillon et les position des images de ce dernier par rapport au cercle matérialisant l'obstacle.

Résultats du calcul d'écoulement et validation

Sur la figure 1, on représente les positions des particules tourbillonnaires pour différents instants dans le cas où l'écoulement est accéléré. On constate une assez bonne représentation du sillage et une allée régulière. Ceci justifie le choix de cet écoulement grâce à l'aspect qualitative de son sillage pour le calcul numérique des caractéristiques de l'écoulement par la méthode acoustique.



Figure,1 Ecoulement accéléré
Trajectoires des particules $a=0.6 \text{ m/s}^2$

Sur la figure 2-a, on représente les résultats du calcul numérique et ceux des mesures expérimentales réalisés par R.D. Rajaona et Sulmont [9] dans le bassin de carène de L'ECN concernant les efforts de traînée sur le cylindre en accélération dans un fluide au repos. On constate une bonne concordance des résultats expérimentaux et ceux de calcul. Ceci contribue à la validation du calcul numérique de l'écoulement.

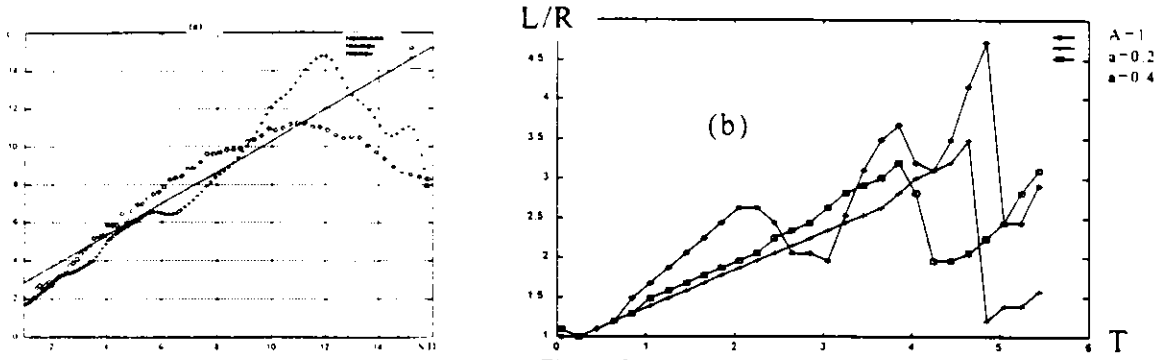


Figure 2
Écoulement accéléré (a) comparaison du calcul numérique de C_x et les mesures expérimentales
(b) Influence de l'accélération sur la longueur de la zone de recirculation

Sur la figure 2-b, on représente la longueur de la zone de recirculation en fonction du temps pour différente accélération. On déduit que l'accélération a une grande influence sur la taille de cette zone. En effet cette dernière décroît quand l'accélération croît. On constate aussi que la durée de la phase de démarrage (évolution linéaire de L/R en fonction du temps) est d'autant plus courte que l'accélération augmente. Ce qui accélère la phase de dissymétrisation (décroissance de L/R en fonction de T) et le déclenchement du lâcher tourbillonnaire (L/R décroît jusqu'à un minimum et croît à nouveau).

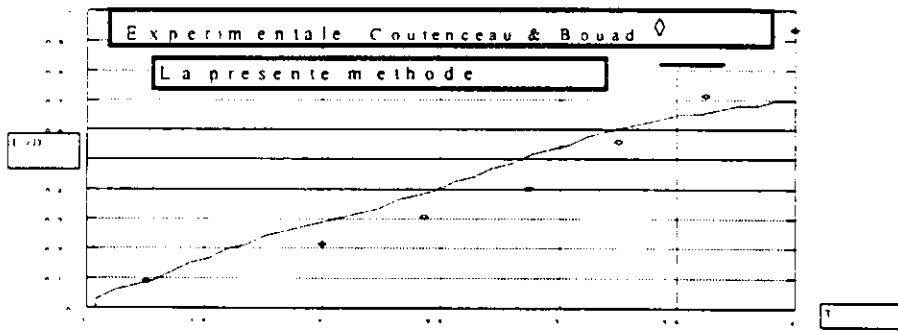
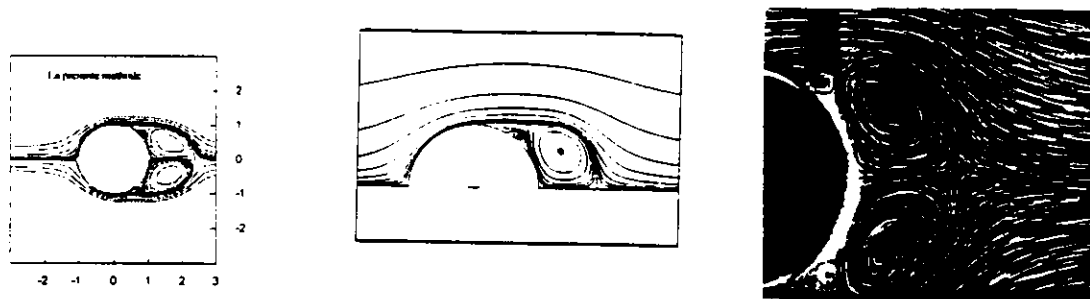


Figure 3 : Écoulement impulsif $Re=9500$ - Comparisons nos calculs et expérimentale Coutanceau et Bouard



(a) (b) (c)
Figure 4 Écoulement impulsif $Re=9500$ (a) Comparisons nos calculs (b) Calculs Stansby et Smith et (c) Visualisation Ta Phuoc Loc et Bouard

Sur la figure 3 on présente la comparaison des résultats de calculs et les résultats expérimentaux publiés par Coutanceau et Bouard dans le cas de l'écoulement impulsif. Sur la figure 4- on compare les résultats concernant les lignes de courant à ceux de Stansby et Smith (b) [5] calculées par la méthode de Particule -

Sur la figure 3 on présente la comparaison des résultats de calculs et les résultats expérimentaux publiés par Coutanceau et Bouard dans le cas de l'écoulement impulsif. Sur la figure 4- on compare les résultats concernant les lignes de courant à ceux de Stansby et Smith (b) [5] calculées par la méthode de Particule - Maillage et les visualisations réalisées par Ta Phuoc Loc et Bouard (1985) (c). Ces résultats montrent une bonne concordance pour les différents cas de l'écoulement impulsif à grand nombre de Reynolds et valident alors la méthode de calcul retenue pour cette étude.

2-Modèle de l'interaction onde acoustique - écoulement

Cette partie a pour objet de compléter le code de calcul décrit précédemment par un module capable de donner des caractéristiques de l'écoulement autour de l'obstacle en présence d'une onde acoustique incidente. On se limite au faible nombre de Mach et dans ce cas le champ acoustique est considéré comme une perturbation de l'écoulement de base. Cette dernière hypothèse permet alors de se placer dans le cadre de l'approximation de Born qui consiste à confondre le champ acoustique dans la zone d'écoulement à celui de l'onde incidente. On montre alors (cf. Lund & Rojas[1]) que la transformée de Fourier temporelle de la pression de l'onde diffusée en un point $M(r,\theta)$ avec r grand (où en absence d'obstacle) peut s'exprimer en fonction de la transformée spatio-temporelle de la vorticité:

$$\tilde{P}_{scat}(\vec{r}, \nu) \propto P_0 \left(\frac{\pi^3 \nu}{2cr} \right)^{1/2} \frac{\sin \theta \cos \theta}{\cos \theta - 1} e^{i(kr + 3\pi/4)} \tilde{\Omega}(\vec{k} - \vec{k}_0, \nu - \nu_0). \quad (1)$$

Cette expression est le point de départ d'expérimentation sur la diffusion par des vortex [2]. En prenant une distribution régulière de tourbillons alternés modélisant une allée de Von Karman, on peut mettre en évidence deux phénomènes.

D'une part, si le vecteur d'onde de diffusion $\vec{q} = \vec{k} - \vec{k}_0$ est parallèle à la direction \vec{x} de l'écoulement, alors il existe des fréquences incidentes de résonance pour lesquelles la pression diffusée est maximale, l'analogie avec la théorie des réseaux montre que ces fréquences vérifient:

$$-\vec{q} \cdot \vec{x} = n \frac{2\pi}{L} \quad (2)$$

où L est l'espacement longitudinal entre deux tourbillons de même signe, et n est un entier impair, les entiers pairs correspondant à l'interaction destructive de deux vortex de signes opposés.

D'autre part pour une fréquence incidente de résonance donnée, la composante spectrale de pression diffusée est décalée par l'effet Doppler. Le décalage est donné par

$$2\pi\Delta f = -\vec{q} \cdot \vec{U} = 2\pi n f_s \quad (3)$$

où f_s est la fréquence de Strouhal de l'écoulement.

Equation de propagation de la pression

A partir du calcul de la divergence de l'équation du transports de la quantité du mouvement pour un fluide adiabatique et faiblement visqueux et en la combinant à l'équation de continuité, on obtient une équation de propagation avec terme source pour la pression:

$$\Delta P - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 P}{\partial t^2} = \vec{\nabla} \cdot \left[\rho \vec{u} \times \vec{\Omega} + \vec{u} \frac{\partial p}{\partial t} - \rho \vec{\nabla} \left(\frac{1}{2} \vec{u}^2 \right) \right]. \quad (4)$$

On décompose la pression et la vitesse intervenant dans le problème en une pression ou une vitesse liées à l'écoulement (ind  c   "0"), une autre liée à la présence de l'onde incidente ("inc") et une dernière issue de l'interaction entre l'écoulement et l'onde ("scat"). En supposant que les perturbations liées au champ acoustique sont faibles et à partir d'une étude des ordres de grandeur, en gardant les termes de l'ordre $\rho_0 U_{inc} U_0 / L^2$, on obtient l'équation de la pression diffusée:

$$\Delta P_{scat} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 P_{scat}}{\partial t^2} = \vec{\nabla} \cdot \left[\rho_0 \vec{u}_{inc} \times \vec{\Omega} - \rho_0 \vec{\nabla} (\vec{u}_{inc} \cdot \vec{u}_0) - \rho_0 \vec{u}_0 \vec{\nabla} \cdot \vec{u}_{inc} \right]. \quad (5)$$

On adopte pour l'onde incidente l'expression suivante

$$\vec{u}_{inc}(\vec{r}, t) = U_{inc} \cos(k_0 \vec{n}_0 \cdot \vec{r} - \nu_0 t) \vec{n}_0. \quad (6)$$

Où k_0 et ν_0 sont le vecteur d'onde et la fréquence associée à l'onde incidente et \vec{n}_0 sa direction.

Résolution par méthode intégrale

En choisissant des variables adimensionnelles et en passant dans l'espace des fréquences, le problème se ramène alors à la résolution d'un problème de Helmholtz $(\Delta+k^2)P=S$ avec $\partial P / \partial n = 0$ sur le cylindre Γ supposé infiniment rigide et une condition de Sommerfeld au loin; où k représente le nombre d'onde. On détermine tout d'abord la distribution de singularités du type source réparties sur le cylindre par la résolution d'un système linéaire où les inconnues sont les pressions P_j sur les facettes de Γ , puis une fois que les P_j sont connues on en déduit la pression diffusée en un point M quelconque du domaine D est donnée par:

$$P_{\text{scat}}(M) = - \iint_D G(k|MM'|)S(M')ds' + \sum_j P_j \int_{\Gamma_j} \partial G(k|MM'|) / \partial r' dl' \quad (7)$$

où S représente le terme source au second membre de (2) et G est la fonction de Hankel qui est la fonction de Green du problème intégral associé (cylindre rigide et problème bidimensionnel).

1. RESULTATS DU CALCUL DE L'INTERACTION ECOULEMENT -ONDE ACOUSTIQUE

1.1 Application de la méthode pour un tourbillon

Pour valider la méthode intégrale employée, on l'applique au calcul de la diffusion de l'onde acoustique par un tourbillon immobile pour lequel on a des résultats dans la littérature. La distribution de vitesse induite par ce tourbillon est donnée par un modèle de type Oseen soit

$$U_\theta(r) = 1 - \exp(-\alpha r^2 / L^2).$$

U_θ est la vitesse tangentielle induite par le tourbillon et α est une constante telle que cette vitesse soit maximale pour $r=L$. On trace sur la figure ci-dessous la valeur de la pression diffusée normalisée par la valeur maximale en fonction de l'angle.

On compare alors les résultats obtenus avec ceux de Colonius et al.[3] qui ont étudié le problème de la diffusion par un vortex seul en résolvant les équations de Navier-Stokes dans un milieu compressible. Cette méthode nécessite de réaliser un calcul sans et un calcul avec onde incidente puis de soustraire les pressions obtenues pour obtenir la pression diffusée. On se place à une distance $r=2,5L$ et pour une longueur d'onde $\lambda=4L$ et on compare avec leur courbe tracée pour la plus faible valeur du paramètre de compressibilité traitée puisque notre étude ne prend pas en compte la compressibilité.

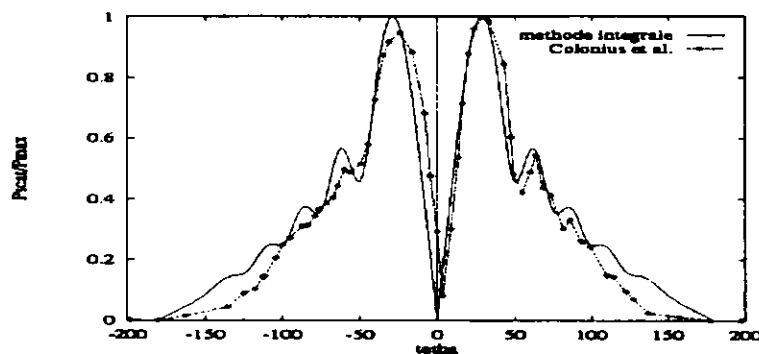


figure 5
Comparaison méthode intégrale-Navier Stokes compressible Colonius

Les résultats obtenus sont en bonne concordance, et on retrouve en particulier la position du pic principal de diffusion vers $\pm 30^\circ$, ainsi que les positions des pics secondaires. On voit aussi que c'est la

compressibilité qui dissymétrise la pression diffusée, et on vérifie aussi l'hypothèse de Colonius et al. qui indique que la pression diffusée en $\theta=0^\circ$ à un comportement en $O(M^2)$.

La méthode intégrale est bien plus simple que la méthode proposée par Colonius et al. et donne des résultats équivalents. On obtient par ailleurs de biens meilleurs résultats que ceux correspondants à l'utilisation de la formule (1) qui est indéterminée pour $\theta=0^\circ$.

1.2 Application à un écoulement calculé à l'aide de la méthode particulière

On applique maintenant la méthode sur une allée déduit d'un calcul en écoulement accéléré. Ce choix est justifié par le fait que l'accélération permet d'avoir une répartition spatiale plus stable des tourbillons. L'expérience numérique consiste à insonner à un angle θ_0 donné et en faisant varier le nombre d'onde incident. La position du premier pic permet de déterminer une longueur moyenne L entre les tourbillons de même signe. La norme du spectre de pression diffusée est représentée en fonction du paramètre $\pi/(k \cos \theta_0)$. En effet ce dernier est égale à L pour différents angles θ_0 d'après l'équation (6).

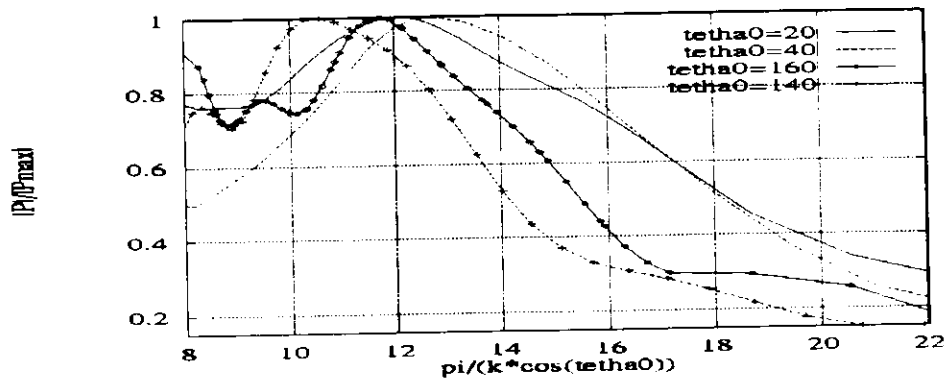


figure 5

Spectre de la pression diffusée normalisée en fonction du paramètre du réseau pour différents angles d'insonnation

On s'aperçoit que l'on retrouve un pic à une valeur qui correspond à l'espacement longitudinal moyen entre les tourbillons qui a été mesuré: $L=12.3$. On peut en déduire un nombre de Strouhal $S \sim 0.17$. La valeur indiquée de L s'écarte d'une valeur limite quand θ_0 s'éloigne de 0° ou 180° , car en faisant l'approximation que le vecteur de diffusion est aligné avec l'écoulement, on néglige une composante qui varie en $\sin \theta_0$.

La méthode employée permet bien de retrouver les caractéristiques du sillage. On peut aussi l'appliquer pour caractériser spatialement les directions privilégiées de diffusion du sillage.

DEUXIEME PARTIE : Etude expérimentale.

1. PRINCIPES DE LA METHODE ULTRASONORE

La méthode expérimentale a porté sur un écoulement uniforme à nombre de Reynolds modéré. Dans ce cas, il est intéressant de rappeler quelques caractéristiques du sillage généré.

1.1. L'allée de Benard/Von-Karman

Si un cylindre de diamètre d est placé dans un écoulement uniforme de telle sorte que le nombre de Reynolds Re soit supérieur ou égal à 45, il se forme une double rangée de tourbillons contrarotatifs se déplaçant à une vitesse proche de celle de l'écoulement. La structure spatiale des tourbillons générés est illustrée par la figure 1. La structure de l'allée de Benard/Von-Karman est facilement assimilable à un réseau de fentes de pas égal à b , où b désigne la distance séparant deux tourbillons consécutifs de même sens.

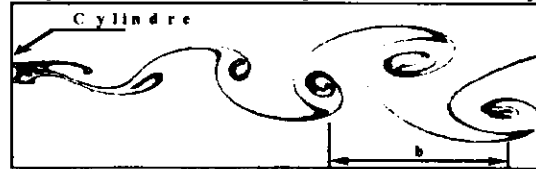


Figure 7 : Allée de Benard/Von-Karman

Il est également possible de décrire l'allée de

Benard/Von-Karman par la fréquence d'émission des tourbillons en aval du cylindre nommée Fréquence de

Strouhal ($f_s = SU/d$) où S est le nombre de Strouhal ($S=0.2$ pour $300 < Re < 10^5$) et U la vitesse d'écoulement. Connaissant d et U , il est aisé de déduire le pas spatial de l'allée ($b = U/f_s$).

1.2. Caractérisation de l'écoulement étudié

Etant donné l'assimilation de l'allée de Benard/Von-Karman à un réseau de fentes, il est possible de faire l'analogie avec les phénomènes de diffraction en optique ou la condition de Bragg dans l'étude de cristaux par des rayons X. La diffusion d'une onde incidente a donc lieu si sa longueur d'onde satisfait la relation ($b = n\lambda$) où n est le mode de résonance. L'observation d'un tel phénomène permet de déduire le pas spatial de l'allée.

L'effet Doppler induit par le mouvement des tourbillons engendre la diffusion d'une onde dont la fréquence est légèrement décalée. Le décalage fréquentiel est lui-même lié à la fréquence de Strouhal. En effet, pour un mode n , celui-ci peut s'écrire :

$$\Delta f_n = n f_s \quad (8)$$

Connaissant le mode détecté, la vitesse d'écoulement est alors connue.

1.3. Mesure de la vorticité globale

Les techniques généralement employées en hydrodynamique ne permettent pas de mesurer directement la vorticité d'un écoulement. En effet, il est nécessaire de connaître le champ de vitesse de l'écoulement avant d'en calculer numériquement le rotationnel. La vorticité ainsi obtenue est une vorticité locale et ne traduit pas la nature globale de l'écoulement tourbillonnaire. Le formalisme introduit par Lund & Rojas montre que, sous des hypothèses peu contraignantes, une méthode ultrasonore permet d'avoir une évaluation directe de cette grandeur fondamentale. En effet, le résultat de la diffusion d'une onde plane incidente dont la vitesse est V_{inc} et la pression P_{inc} , par une distribution de vorticité $\vec{\omega} = r\vec{\omega}t\vec{U}$ (\vec{U} : Champ de vitesses) peut s'écrire :

$$P_{Diff}(\vec{r}, N) \propto P_{Inc} (\cos\theta \cdot \sin\theta / (1 - \cos\theta)) \Omega_l(\vec{q}, N - N_0) \quad (9)$$

où θ est l'angle de diffusion, \vec{q} le vecteur d'onde de diffusion ($\vec{q} = \vec{k}_{Diff} - \vec{k}_{Inc}$), N_0 la fréquence d'émission et N la fréquence du signal diffusé. La relation (9) fait apparaître le terme Ω_l qui représente la transformée de Fourier spatio-temporelle de la composante perpendiculaire au plan de diffusion du champ de vorticité $\vec{\omega}(\vec{r}, t)$. Pratiquement, l'analyse fréquentielle du signal diffusé doit permettre l'observation d'un pic dont l'amplitude est directement liée à la valeur de la vorticité globale de l'écoulement étudié.

2. RESULTATS EXPERIMENTAUX ET DISCUSSIONS

Les expériences ont été menées dans un canal à flux continu de section rectangulaire (50 cm×30 cm) offrant une plage de vitesses d'écoulements allant de 0,08 à 0,22 m/s.

La mesure de vitesse ainsi que celle de la fréquence de Strouhal est obtenue par vélocimétrie LASER. Il nous est alors possible de confirmer les résultats obtenus par la méthode ultrasonore.

Deux transducteurs, un émetteur et un récepteur sont placés dans la veine d'essai de façon symétrique par rapport à l'axe de déplacement du fluide afin de n'être sensible qu'au déplacement des tourbillons (Fig.8). Un cylindre est alors introduit verticalement dans l'écoulement. Pour chaque fréquence d'émission, le signal reçu par le récepteur est amplifié puis envoyé vers un oscilloscope numérique qui permet l'obtention de spectres moyennés.

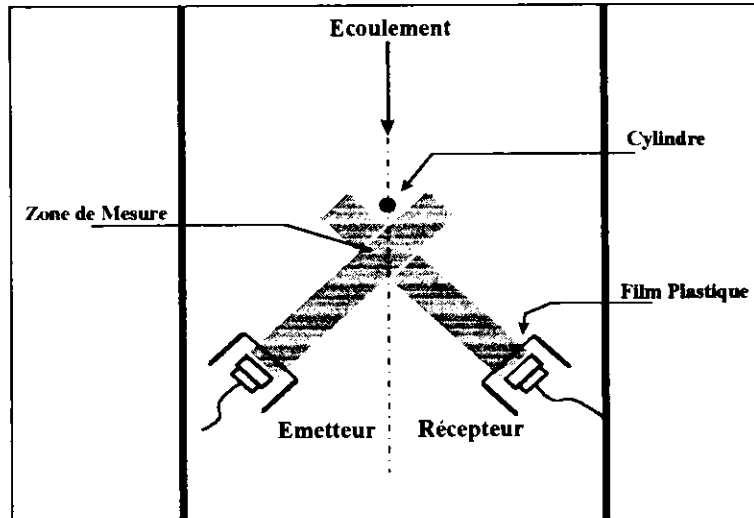


Figure.8 : Dispositif Expérimental.

Si les principes théoriques sur lesquels se fonde la méthode présentée sont relativement simples, sa mise en œuvre expérimentale est délicate. Certaines difficultés sont liées à la génération d'un écoulement stable dont le taux de turbulence est suffisamment faible pour ne pas perturber les mesures. Un exemple de spectre dans le cas d'un jet turbulent est donné sur la figure 9.

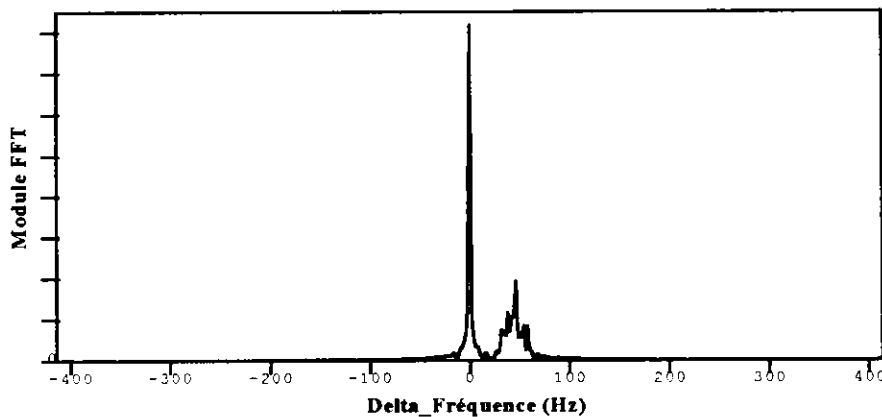


Figure 9 : Spectre caractéristique d'un jet

L'analyse spectrale du signal issu du récepteur met tout d'abord en évidence un pic de forte amplitude à la fréquence de l'onde incidente indépendamment de la nature de l'écoulement. La présence de ce pic montre que le récepteur détecte directement une partie du signal émis. Nous attribuons ce phénomène à la nature des transducteurs qui comportent des lobes secondaires. En second lieu, un large pic secondaire dont la position en fréquence diffère de quelques Hertz de celle de l'onde incidente est observable. Celui-ci apparaît même en absence de cylindre dans l'écoulement. Ce phénomène est lié à l'instabilité de l'écoulement qui donne naissance à un champ de vorticités aléatoires. Ce dernier diffuse l'onde émise pratiquement pour chaque longueur d'onde. L'influence d'un cylindre dans un tel écoulement est alors indétectable.

Dans un second temps, il est nécessaire de prendre en compte le phénomène de pression dynamique engendré par l'écoulement sur la *face parlante* du récepteur. En effet, le signal de diffusion, très faible, est *masqué* si celui-ci se trouve dans l'écoulement. Les transducteurs sont donc protégés par un film plastique tendu dont la très faible épaisseur n'entraîne ni de phénomènes de résonances ni de perte de taux de transmission.

Le spectre présenté en figure 10, a été obtenu pour une vitesse d'écoulement de 0,14 m/s autour d'un cylindre de 12 mm de diamètre. La fréquence de Strouhal mesurée par vélocimétrie LASER est de 2,7 Hz. Dans ces conditions, le pas de l'allée est de 5,2 cm. Expérimentalement, la diffusion maximum, pour le mode $n=11$, par les tourbillons devrait avoir lieu pour une fréquence d'émission de 310 kHz. Or, le sillage est étudié sous un angle de 30° et dans ces conditions, le pas de l'allée apparaît plus petit qu'il ne l'est en réalité. En effet, le phénomène de diffusion est observable pour fréquence d'émission de 275 kHz ce qui correspond à un pas de 2,7 cm. Le mode de résonance est alors le mode $n=5$. Le spectre obtenu fait apparaître un pic secondaire lui-même constitué de deux pics, à 22 et 30 Hz de décalage, liés à la diffusion de l'onde incidente par l'allée. Le cylindre utilisé n'étant limité par des flasques, la structure de l'écoulement est très certainement tridimensionnelle. Ce phénomène explique donc la présence de deux pics de diffusion.

L'effet Doppler correspondant au mode $n=5$ est de 22 Hz, ceci conduit à un décalage de 4,4 Hz ($f_s / \sin(30^\circ)$) pour le mode fondamental.

Si l'on tient compte des phénomènes générés par l'instabilité du sillage et de l'erreur liée à l'angle d'observation, analogue à une erreur de parallaxe, nous pouvons d'ors et déjà conclure au bon accord entre les mesures par vélocimétrie LASER et les résultats obtenus par la méthode acoustique.

Malgré les difficultés de mise en œuvre expérimentale, les travaux menés jusqu'alors montrent qu'une méthode ultrasonore permet effectivement de caractériser la structure d'un écoulement tourbillonnaire.

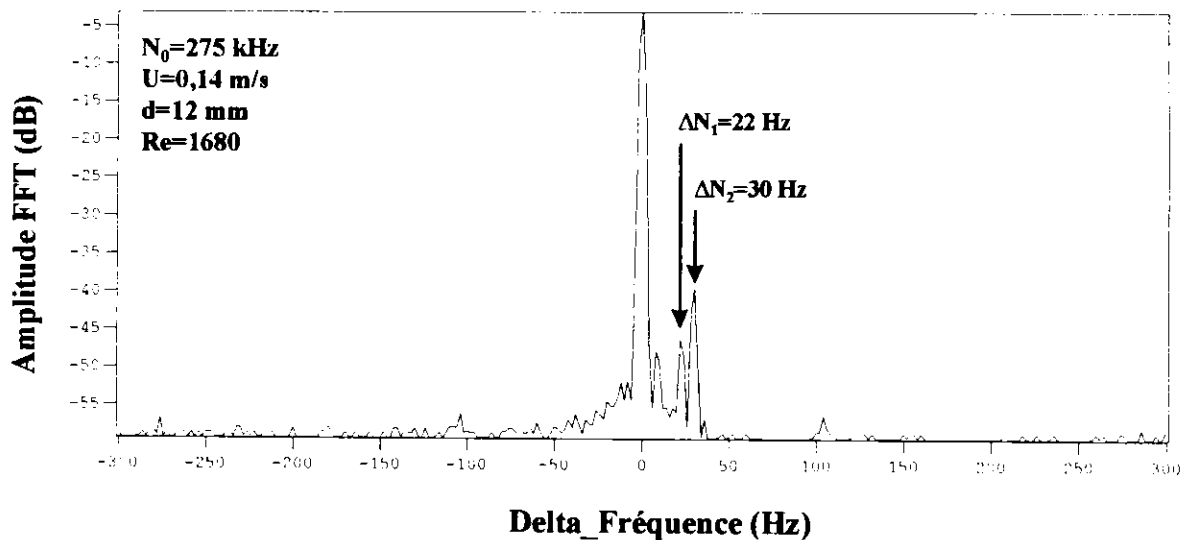


Figure.10 : Spectre de diffusion pour une fréquence d'émission de 275 kHz.

Le pas de l'allée de Benard/Von-Karman variant peu avec la vitesse d'écoulement, la diffusion se produit pour la même fréquence d'émission. Par contre, la vorticit e augmente. L'amplitude du pic secondaire d ej a observée doit  evoluer de la m eme fa con. L' etude de ce ph enom ene est en cours de r ealisation.

CONCLUSION.

Le travail présenté a permis de montrer que l'étude de l'interaction onde acoustique plane tourbillon est un moyen susceptible de donner des caractéristiques qualitatives et quantitatives d'une zone de vorticité d'un écoulement du type sillage. Le choix de l'allée de Von Karman permet d'exploiter le caractère organisé tant du point de vue spatial que temporel de la zone de vorticité. Le travail numérique a été l'occasion de vérifier les performances d'un code particulier dans le cas d'écoulement impulsif ou en accélération uniforme. L'étude a également confirmé le fait que le sillage se développe et s'organise plus rapidement dans le cas d'un écoulement accéléré que dans le cas d'un écoulement uniforme.

La modélisation numérique de l'interaction onde acoustique tourbillon met en œuvre dans ce travail l'approximation de Born. La suite de cette recherche pourra consister à faire un couplage non linéaire complet qui devrait permettre un calcul simultané du bruit acoustique généré par l'écoulement, la diffusion de l'onde par la zone de vorticité et les contributions acoustiques attribuées à la diffraction.

Sur le plan expérimental diverses améliorations des montages initiaux ont été testées, néanmoins il reste à mettre au point un canal hydroacoustique adapté à l'utilisation systématique de la méthode présentée pour analyser les sillages. Un tel canal devrait accroître les champs d'investigation possibles et en particulier généraliser la méthode de quantification globale à des sillages plus complexes.

REMERCIEMENTS

Les auteurs remercient la Région Haute Normandie qui a financé une partie des travaux de recherche présentés ici. De même les auteurs remercient l'équipe du Bassin des Car  nes du Val de Reuil qui collabore avec les Laboratoires du Havre sur le sujet dans le cadre de suivi de thèse ou de mise à disposition d'equipements expérimentaux.

BIBLIOGRAPHIE.

- [1] F. Lund et C. Rojas, "Ultrasound as a probe of turbulence", *Physica D* 37 (1989)
- [2] J.F. Pinton, "Mesure de vorticité par diffusion ultrasonore", Thèse présentée devant l'Universit   Lyon 1 (1992)
- [3] T. Colonius, S.K. Lele et P. Moin, "The scattering of sound waves by a vortex: numerical simulations and analytical solutions.", *J. Fluid Mech.* vol. 269 (1994)
- [4] A J Chorin "Numerical study of slightly viscous flow" *Journal of Fluid Mechanics* Vol 57 pp 785-796 (1973)
- [5] J.T.Beale et A Majda " High order accurate vortex methods with explicit kernels" *Journal of Computational Physics* Vol 58 pp 188-208 (1985)
- [6] P.K Stansby & P A Smith " Impulsively started flow around a circular cylinder by the vortex method" *Journal of Fluid Mechanics* Vol 194 pp 45-78 (1988)
- [7] A.Chami et R.D.Rajaona "Ph  nom  nes asym  triques dans les   coulements instationnaires autour d'un cylindre circulaire" 2^{  me} Congrès de Mécanique SMSM Tome 1 pp318-323 (1995)
- [8] A.Chami et R.D.Rajaona "Etude de la dissymétrie de l'écoulement autour d'un cylindre en accélération et décélération uniforme" *AUM Lille* Vol 2 pp 337-340 (1993)
- [9] .P.Sulmont et R.D. Rajaona. "Measurements of the drag forces on an inclined circular cylinder in a uniformly accelerated or decelerated motion" *International Conference on Behaviour of Offshore Structures* Vol 2 pp 489-504 (1988)
- [10] D. Tsch  mperl  , A. Chami, RD Rajaona "Modélisation Numérique d'une onde acoustique plane et un sillage de Von Karman " 4  me Congrès Français d'Acoustique (   paraître 1997)
- [11] S. Valenza, A. Jarno-Druaux, RD Rajaona, G. Maze "Etude de l'interaction onde acoustique ultrasonore-turbulences dans l'eau " 4  me Congrès Français d'Acoustique (   paraître 1997)