

Titre: Forces d'excitation vibratoire dans un faisceau de tubes en configuration triangulaire normale soumis à un écoulement diphasique.
Title:

Auteur: Eddy Perrot
Author:

Date: 2011

Type: Mémoire ou thèse / Dissertation or Thesis

Référence: Perrot, E. (2011). Forces d'excitation vibratoire dans un faisceau de tubes en configuration triangulaire normale soumis à un écoulement diphasique. [Mémoire de maîtrise, École Polytechnique de Montréal]. PolyPublie.
Citation: <https://publications.polymtl.ca/668/>

 **Document en libre accès dans PolyPublie**
Open Access document in PolyPublie

URL de PolyPublie: <https://publications.polymtl.ca/668/>
PolyPublie URL:

Directeurs de recherche: Michel Pettigrew, & Njuki W. Mureithi
Advisors:

Programme: Génie mécanique
Program:

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

FORCES D'EXCITATION VIBRATOIRE DANS UN FAISCEAU DE TUBES
EN CONFIGURATION TRIANGULAIRE NORMALE SOUMIS À UN
ÉCOULEMENT DIPHASIQUE

EDDY PERROT

DÉPARTEMENT DE GÉNIE MÉCANIQUE
ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

MÉMOIRE PRÉSENTÉ EN VUE DE L'OBTENTION
DU DIPLÔME DE MAÎTRISE ÈS SCIENCES APPLIQUÉES
(GÉNIE MÉCANIQUE)

SEPTEMBRE 2011

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

Ce mémoire intitulé:

FORCES D'EXCITATION VIBRATOIRE DANS UN FAISCEAU DE TUBES EN
CONFIGURATION TRIANGULAIRE NORMALE SOUMIS À UN ÉCOULEMENT
DIPHASIQUE

Présenté par : PERROT Eddy

en vue de l'obtention du diplôme de : Maîtrise ès sciences appliquées

a été dûment accepté par le jury d'examen constitué de :

M. LAKIS Aouni A., Ph. D., président

M. MUREITHI Njuki, Ph. D., membre et directeur de recherche

M. PETTIGREW Michel, post. grad. Dipl., membre et codirecteur de recherche

M. TEYSSÉDOU Alberto, Ph. D., membre

REMERCIEMENTS

Deux ans se sont écoulés durant ce projet de recherche. Beaucoup de personnes m'ont accompagné durant cette étude.

J'aimerais en premier lieu remercier mon directeur Njuki Mureithi et mon co-directeur Michel Pettigrew. Ils m'ont toujours épaulé et orienté durant ces deux années de travail.

Je remercie également chaleureusement Thierry Lafrance, associé de recherche, pour toute son aide et ces conseils pour le design et la conception. Je tiens aussi à remercier Benedict Besner pour tous ces conseils et ces compétences techniques.

Finalement, je souhaiterais saluer tous les autres membres de la chaire, notamment Guillaume Ricciardi, Cedric Béguin, Hubert Senez, Stéphane Étienne et Mathieu Giraudeau, qui m'ont tous conseillé tout au long de ce projet.

RÉSUMÉ

Les écoulements diphasiques transverses existent dans de nombreux types d'échangeurs de chaleur. Ces écoulements diphasiques peuvent engendrer des vibrations de tubes qui pourraient aboutir à longs termes à un endommagement voir à une rupture. C'est ainsi important d'avoir des lignes directrices de design pour prévenir cet endommagement potentiel des tubes.

Des études antérieures montrent que deux phénomènes peuvent causer la vibration des tubes en écoulement diphasique: les forces d'excitations aléatoires et les instabilités fluide-élastiques. Cependant, un troisième mécanisme, des forces quasi-périodiques ont été récemment observées dans un faisceau de tube en configuration triangulaire tournée.

Pour la configuration triangulaire normale, des mouvements vibratoires causés par de la turbulence ainsi que par des instabilités fluide-élastiques ont bien été observés. Toutefois, certaines excitations vibratoires restent inexpliquées et pourraient provenir aussi de forces quasi-périodiques. La présente étude est un essai pour décrypter les forces provoquant ces mouvements vibratoires.

Des mesures de forces d'excitations vibratoires ont été entreprises dans un faisceau de tubes en configuration triangulaire normale soumis à un écoulement diphasique transverse. Les forces dynamiques dans la direction de la portance et de la trainée ont été mesurées avec des cylindres instrumentés par des jauges de déformation. Le faisceau de tubes à un rapport de pas sur diamètre de 1.5, et le diamètre des tubes est de 38 mm. Un large éventail de taux de vide et de vitesses a été testé. Les expériences révèlent des forces périodiques significatives dans les directions de trainée et de portance. Des forces fluides à fréquences quasi-constantes ou dépendantes de la vitesse ont été découvertes en plus de l'excitation aléatoire. Les résultats ont été comparés à ceux obtenus pour des cylindres flexibles dans le même faisceau. Cette comparaison montre une influence importante de ces forces quasi-périodiques sur le mouvement vibratoire des tubes. Toutes ces forces sont analysées et caractérisées pour en comprendre l'origine. C'est pourquoi les forces rms ainsi que les fréquences dominantes sont comparés avec différents paramètres tels que la vitesse ou la force inertielle du fluide.

Des expériences sur l'écoulement diphasique dans le faisceau de tube triangulaire normal ont également été réalisées dans la présente étude. Des sondes instrumentées par des fibres optiques ont été mises en place pour essayer de comprendre la corrélation entre le fluide et les forces. Les caractéristiques locales du fluide diphasique ont été mesurées dans six directions avec les sondes. Deux taux de vide homogènes (50% et 80%) ont été testés sur un large éventail de vitesse. Les expériences révèlent différents types de régimes d'écoulement. Les forces dynamiques dans les directions de portance et de trainée ont de nouveau été mesurées pour confirmer l'existence des forces périodiques. De plus, ces forces ont été corrélées aux mesures sur le fluide. L'étude montre que ces forces sont bien causées par des mécanismes fluides. Le premier est un phénomène d'intermittence qui se déroule à l'échelle du faisceau et qui cause une force significative pour des fréquences basses et quasi-constantes. Le second est un phénomène à l'échelle du tube qui provoque une force périodique dont la fréquence est liée à la vitesse du fluide. Il se caractérise par un impact de larges gouttes d'eau sur les tubes. Ainsi, les forces d'excitation vibratoire sont directement liées aux régimes d'écoulement du fluide.

ABSTRACT

Two-phase cross-flow exists in many shell-and-tube heat exchangers. Two-phase flow can induce tube vibrations that could cause fretting-wear or fatigue in the long term. It is therefore important to have design guidelines that consider flow-induced vibration to prevent potential tube failures.

Previous studies show that two phenomena can cause tube vibrations in two-phase flow: random excitation forces and fluidelastic instabilities. However, a third mechanism, quasi-periodic forces have been recently observed in a rotated tube bundle.

In a normal triangular tube bundle, turbulence excitation and fluidelastic instabilities were observed in vibration studies. However, some vibration excitations remained unexplained and could come from quasi-periodic forces. The present study is an attempt to understand the forces underlying these motions.

Vibration excitation force measurements are undertaken in a normal triangular tube bundle subjected to air-water cross-flow. The dynamic lift and drag forces were measured with strain gage instrumented cylinders. The tube bundle has a pitch-to-diameter ratio of 1.5, and the tube diameter is 38 mm. A wide range of void fraction and fluid velocities were tested. The experiments revealed significant forces in both the drag and lift directions. Constant frequency forces and quasi-periodic fluid forces depending on velocity were found in addition to random excitation. The results were compared with those obtained with flexible cylinders in the same tube bundle. These comparisons reveal the influence of quasi-periodic forces on tube motions. All these forces were analyzed and characterized to understand their origins. The rms forces and the dominant frequencies are compared with mass and momentum fluxes to understand the influence of these parameters.

Detailed experiments of two-phase flow in a normal triangular tube bundle with fiber optic probes are also carried out in the present study to understand the correlation between the fluid and the forces. The local characteristics of the two-phase fluid were measured in six directions with fiber optic probes. Two homogeneous void fraction (50% and 80%) were investigated for a wide range fluid velocities. The experiments revealed different flow regimes.

The dynamic lift and drag forces were measured with strain gage instrumented cylinders to confirm the existence of significant quasi-periodic forces. These were correlated with the two-phase flow measurements. This study shows that these forces are caused by fluid mechanisms. The first is a bundle scale intermittent phenomenon which causes a significant force at low and constant frequencies. The second is a tube scale phenomenon which causes a quasi-periodic force related to flow velocity. It is caused by an impact of large water drops on the tubes. Hence, the vibration excitation forces are very dependent on the flow regime.

2.3.1	Les forces périodiques dans un faisceau de tube en configuration triangulaire tournée soumis à un écoulement diphasique	11
2.3.2	Étude des mouvements vibratoires d'un faisceau de tube triangulaire normal soumis à un écoulement diphasique	15
2.4	Les objectifs spécifiques	18
CHAPITRE 3 DÉMARCHE DE LA RECHERCHE		19
3.1	Les forces quasi-périodiques	19
3.1.1	Étude expérimentale des forces	19
3.1.2	Comparaison avec l'étude vibratoire.....	20
3.1.3	Analyse détaillée des forces quasi-périodiques.....	21
3.2	L'écoulement diphasique	22
3.2.1	Étude expérimentale du fluide.....	22
3.2.2	Étude détaillée du fluide et corrélation avec les forces périodiques	25
3.3	Bilan	26
CHAPITRE 4 RÉSULTATS PRÉLIMINAIRES ET IMPACT DES FORCES D'EXCITATION VIBRATOIRE SUR LE MOUVEMENT DES TUBES À L'INTÉRIEUR D'UN FAISCEAU EN CONFIGURATION TRIANGULAIRE NORMAL SOUMIS À DES ÉCOULEMENTS MONOPHASIQUES ET DIPHASIQUES TRANSVERSES		27
4.1	Les forces d'excitation vibratoire en écoulement monophasique	28
4.1.1	Résultats préliminaires	28
4.1.2	Comparaison avec les résultats obtenus pour l'étude des mouvements vibratoires des tubes	30
4.1.3	Résultats et analyses complémentaires pour les écoulements monophasiques.....	31
4.2	Les forces d'excitation vibratoire à 20% de taux de vide	39
4.2.1	Spectres et caractéristiques préliminaires	39

4.2.2	Comparaison avec les résultats obtenus pour l'étude des mouvements vibratoires des tubes	42
4.3	Les forces d'excitation vibratoire à 50% de taux de vide	43
4.3.1	Spectres et caractéristiques préliminaires	43
4.3.2	Comparaison avec les résultats obtenus pour l'étude des mouvements vibratoires des tubes	47
4.3.3	Comparaison avec les spectres de forces en configuration triangulaire tournée pour 50% de taux de vide homogène.....	48
4.4	Les forces d'excitation vibratoire à 80% de taux de vide	49
4.4.1	Spectres et caractéristiques préliminaires	49
4.4.2	Comparaison avec les résultats obtenus pour l'étude des mouvements vibratoires des tubes	52
4.4.3	Comparaison avec les spectres de forces en configuration triangulaire tournée pour 80% de taux de vide homogène.....	53
4.5	Évolutions des paramètres dynamiques	54
4.5.1	L'amortissement.....	54
4.5.2	La masse hydrodynamique.....	57
CHAPITRE 5 CHARACTERISTICS OF VIBRATION EXCITATION FORCES IN A NORMAL TRIANGULAR TUBE BUNDLE SUBJECTED TO SINGLE AND TWO-PHASE CROSS FLOW (ARTICLE)		59
5.1	Introduction	59
5.2	Experimental setup and parameter definitions	61
5.2.1	Test Loop.....	61
5.2.2	Test Section	61
5.2.3	Experimental flow conditions and parameter definitions	62
5.3	Results in single phase flow	64

5.3.1	Experimental spectra and dominant frequencies for single phase flow	64
5.3.2	Rms forces for single phase flow	66
5.4	Results between 40% and 60 % homogeneous void fraction.....	67
5.4.1	Experimental signal and spectra for $40\% \leq \beta \leq 60\%$	67
5.4.2	Rms forces for $40\% \leq \beta \leq 60\%$	69
5.4.3	Dominant frequencies for $40\% \leq \beta \leq 60\%$	73
5.5	Results between 70 and 90 % homogeneous void fraction.....	75
5.5.1	Experimental signal and spectra for $70\% \leq \beta \leq 90\%$	75
5.5.2	Rms forces for $70\% \leq \beta \leq 90\%$	78
5.5.3	Dominant frequencies for $70\% \leq \beta \leq 90\%$	79
5.6	General analysis and discussion.....	80
5.6.1	Origin and mechanisms underlying fluid forces	80
5.6.2	Steady forces	83
5.6.3	Fluctuating forces.....	87
5.7	Conclusion.....	90
CHAPITRE 6 MESURES DÉTAILLÉES DE L'ÉCOULEMENT DIPHASIQUE ET CORRÉLATION AVEC LES FORCES D'EXCITATION VIBRATOIRE DANS UN FAISCEAU DE TUBES TRIANGULAIRE NORMAL		93
6.1	Introduction	93
6.2	Considérations analytiques et expérimentales.....	94
6.2.1	Boucle d'essai	94
6.2.2	Section d'essai.....	95
6.2.3	Définitions des paramètres	96
6.2.4	Détails du design des sondes optiques	96

6.2.5	Instrumentations utilisées pour la corrélation entre les mesures de force et de fluide...	99
6.2.6	Instrumentations utilisées pour les mesures détaillées de l'écoulement diphasique	101
6.3	Mesures détaillées de l'écoulement diphasique à 50% de taux de vide homogène	104
6.3.1	Structure de l'écoulement à 50% de taux de vide homogène	104
6.3.2	Caractéristiques de l'écoulement pour 50% de taux de vide homogène.....	113
6.4	Caractéristiques dynamiques de l'écoulement diphasique et corrélation avec les mesures de forces pour 50% de taux de vide homogène.....	117
6.4.1	Spectres typiques des forces et du signal des sondes	117
6.4.2	Fréquences dominantes pour 50% de taux de vide homogène.....	119
6.4.3	Corrélation entre les mesures de forces et du signal des sondes optiques pour 50% de taux de vide homogène.....	120
6.5	Mesures détaillées de l'écoulement diphasique à 80% de taux de vide homogène	122
6.5.1	Structure de l'écoulement à 80% de taux de vide homogène	122
6.5.2	Caractéristiques de l'écoulement pour 80% de taux de vide homogène.....	131
6.6	Caractéristiques dynamiques de l'écoulement diphasique et corrélation avec les mesures de forces pour 80% de taux de vide homogène.....	133
6.6.1	Spectres typiques des forces et du signal des sondes	133
6.6.2	Fréquences dominantes pour 80% de taux de vide homogène.....	136
6.6.3	Corrélation entre les mesures de forces et du signal des sondes optiques pour 80% de taux de vide homogène.....	138
6.7	Discussion	140
6.7.1	La force à l'échelle du faisceau.....	140
6.7.2	La force à l'échelle du tube.....	141
6.8	Conclusion.....	144

CHAPITRE 7	DISCUSSION	145
7.1	La force à l'échelle du faisceau.....	145
7.2	La force à l'échelle du tube	146
7.3	Lien entre l'origine des forces et la réponse vibratoire.....	148
7.3.1	Lien pour un taux de vide homogène de 50%	148
7.3.2	Lien pour un taux de vide homogène de 80%	150
7.4	Extrapolation des phénomènes au faisceau de tubes en configuration triangulaire tournée.....	152
CONCLUSION ET RECOMMANDATIONS		155
RÉFÉRENCES.....		158
ANNEXES		165

LISTE DES FIGURES

Figure 1-1 : Configuration possible du faisceau de tubes	2
Figure 1-2 : Générateur de vapeur typique de centrale nucléaire et supports AVB.....	3
Figure 2-1 : Amplitude de vibration en fonction de la vitesse d'écoulement inter-tubes	8
Figure 2-2 : Spectres typiques des forces pour un taux de vide homogène de 50% dans la direction (a) de la portance et (b) de la trainée (Zhang, 2007).....	12
Figure 2-3 : Spectres typiques des forces pour un taux de vide homogène de 80% dans la direction (a) de la portance et (b) de la trainée (Zhang, 2007).....	12
Figure 2-4 : Fréquences des forces quasi-périodiques pour (a) 50% de taux de vide homogène et (b) 80% de taux de vide homogène (Zhang, 2007)	13
Figure 2-5 : Amplitudes des forces quasi-périodiques pour (a) 50% de taux de vide homogène et (b) 80% de taux de vide homogène (Zhang, 2007)	13
Figure 2-6 : PSD des fluctuations de taux de vide pour une vitesse de 5 m/s et un taux de vide homogène de 80% pour deux sondes (a) et (b) situées à coté du tube (Zhang, 2007)	14
Figure 2-7 : Mesures du fluide à 5 m/s et 80% de taux de vide homogène représentant(a) le taux de vide local, (b) la vitesse des bulles (m/s) et (c) la taille des bulles (mm) (Zhang, 2007)..	15
Figure 2-8 : Amplitude rms des vibrations en % du diamètre du tube à 50% de taux de vide dans la direction (a) de la trainée et (b) de la portance (Ricciardi, 2010)	16
Figure 2-9 : Amplitude rms des vibrations en % du diamètre du tube à 80% de taux de vide homogène dans la direction (a) de la trainée et (b) de la portance (Ricciardi, 2010)	17
Figure 3-1: Boucle d'essais.....	20
Figure 3-2 : Section d'essais	20
Figure 3-3 : Vue 3D de la section d'essais.....	23
Figure 3-4 : Section d'essai et sondes optiques.....	23
Figure 3-5 : Signal schématisé du fluide obtenu sur le système OROS 32.....	24

Figure 3-6 : Signaux schématisés pour la mesure de la vitesse et de la taille des bulles	24
Figure 4-1 : Spectres de force typique en écoulement monophasique: dans la direction (a) de la trainée et (b) de la portance	28
Figure 4-2 : Fréquence de la force périodique en fonction de la vitesse en écoulement monophasique.....	29
Figure 4-3 : Force rms en fonction de la vitesse en écoulement monophasique.....	30
Figure 4-4 : Amplitude rms en % du diamètre du tube pour un écoulement d'eau dans la direction (a) de la trainée et (b) de la portance (Ricciardi, 2010).....	31
Figure 4-5 : Coefficient de traînée statique en configuration triangulaire normale et tournée	32
Figure 4-6 : Coefficient dynamique dans la direction de traînée et de portance pour les tubes intérieurs.....	33
Figure 4-7 : Comparaison des spectres de force à 1.8 m/s dans la direction (a) de la trainée et (b) de la portance	33
Figure 4-8 : Cohérence avec la trainée du Tube 4 à 1.8 m/s	34
Figure 4-9 : Cohérence avec la portance du Tube 4 à 1.8 m/s	34
Figure 4-10 : Déplacements maximum typiques pour un tube intérieur dans la direction (a) de la trainée et (b) de la portance (Ricciardi, 2010).....	35
Figure 4-11 : Fréquences pour les pics autour de la fréquence naturelle dans la direction (a) de la trainée et (b) de la portance	35
Figure 4-12 : Étude numérique sur le déplacement maximum d'un tube isolé entre 0 et 220 Hz..	37
Figure 4-13 : Étude numérique du déplacement maximum pour un tube à l'intérieur d'un faisceau entre 40 et 100 Hz	38
Figure 4-14 : Cohérence avec la trainée du Tube 4 à 1.8 m/s entre 40Hz et 90 Hz.....	39
Figure 4-15 : Spectre de force typique à 20% de taux de vide homogène : dans la direction (a) de la trainée et (b) de la portance	40
Figure 4-16 : Fréquence de la force périodique en fonction de la vitesse pour la portance à 20% de taux de vide homogène	40

Figure 4-17 : Force rms en fonction de la vitesse à 20% de taux de vide homogène	41
Figure 4-18 : Comparaison des spectres de force à 2.4 m/s dans la direction (a) de la trainée et (b) de la portance pour 20% de taux de vide homogène.....	41
Figure 4-19 : Cohérence avec la trainée du Tube 4 à 2.4 m/s pour 20% de taux de vide homogène	42
Figure 4-20 : Amplitude rms en % du diamètre du tube pour 20% de taux de vide homogène dans la direction (a) de la trainée et (b) de la portance (Ricciardi, 2010)	43
Figure 4-21 : Spectre de force typique à 50% de taux de vide homogène: dans la direction(a) de la trainée et (b) de la portance	44
Figure 4-22 : Fréquence dominante de la force à basses fréquences fonction de la vitesse à 50% de taux de vide homogène.....	44
Figure 4-23 : Fréquence de la force périodique en fonction de la vitesse à 50% de taux de vide homogène	44
Figure 4-24 : Force rms en fonction de la vitesse à 50% de taux de vide homogène	45
Figure 4-25 : Comparaison des spectres de force à 3.6 m/s dans la direction (a) de la trainée et (b) de la portance pour 50% de taux de vide homogène.....	46
Figure 4-26 : Cohérence avec la trainée du Tube 4 à (a) 1.8 m/s et (b) 3.6 m/s pour 50% de taux de vide homogène.....	46
Figure 4-27 : Amplitude rms en % du diamètre du tube pour 50% de taux de vide homogène dans la direction (a) de la trainée et (b) de la portance (Ricciardi, 2010)	47
Figure 4-28 : Spectres typiques des forces pour un taux de vide homogène de 50% dans la direction (a) de la portance et (b) de la trainée en configuration triangulaire tournée (Zhang, 2007).....	48
Figure 4-29 : Spectre de force typique à 80% de taux de vide homogène: dans la direction (a) de la trainée et (b) de la portance	49
Figure 4-30 : Fréquence dominante en fonction de la vitesse à 80% de taux de vide homogène..	50
Figure 4-31 : Force rms en fonction de la vitesse à 80% de taux de vide.....	50

Figure 4-32 : Cohérence avec la trainée du Tube 4 à (a) 3.9 m/s et (b) 8.0 m/s pour 80% de taux de vide homogène.....	51
Figure 4-33 : Comparaison des spectres de force à 3.9 m/s dans la direction (a) de la trainée et (b) de la portance et à 8.0 m/s dans la direction(c) de la trainée et (d) de la portance pour 80% de taux de vide homogène	52
Figure 4-34 : Amplitude rms en % du diamètre du tube pour 80% de taux de vide homogène dans la direction (a) de la trainée et (b) de la portance (Ricciardi, 2010)	53
Figure 4-35 : Spectres typiques des forces pour un taux de vide homogène de 80% dans la direction (a) de la portance et (b) de la trainée pour une configuration triangulaire tournée (Zhang, 2007)	54
Figure 4-36 : Taux d'amortissement normalisé en fonction du taux de vide	56
Figure 4-37 : Amortissement diphasique en fonction de la vitesse pour 80% de taux de vide homogène	56
Figure 4-38 : Masse hydrodynamique en fonction du taux de vide	58
Figure 5-1 : Test Loop.....	61
Figure 5-2 : Test Section	62
Figure 5-3 : Void fraction versus quality	64
Figure 5-4 : Typical force spectra in water flow: in the (a) drag and (b) lift directions	65
Figure 5-5 : Periodic force frequency versus velocity in water flow	65
Figure 5-6 : Fluctuating forces versus velocity in water flow.....	66
Figure 5-7 : Force versus time in the lift direction at (a) 1.8 m/s and (b) 3.6 m/s	67
Figure 5-8 : Force versus time in the drag direction at (a) 1.8 m/s and (b) 3.6 m/s	67
Figure 5-9 : Typical force spectra at 40% homogeneous void fraction: in the (a) drag and (b) lift directions	68
Figure 5-10 : Typical force spectra at 50% homogeneous void fraction: in the (a) drag and (b) lift directions	68

Figure 5-11 : Typical force spectra at 60% homogeneous void fraction: in the (a) drag and (b) lift directions	69
Figure 5-12 : Example of application of lorentzian function to approximate quasi-periodic and constant-frequency forces at 50% volumetric quality: in the (a) lift direction at 0.6 m/s and in the (b) drag direction at 3.6 m/s	70
Figure 5-13 : Constant frequency forces versus momentum flux in the (a) drag and (b) lift directions	71
Figure 5-14 : Quasi-periodic forces versus momentum flux in the (a) drag and (b) lift directions	72
Figure 5-15 : Total fluctuating forces versus momentum flux in the (a) drag and (b) lift directions	72
Figure 5-16 : First peak frequency versus momentum flux in the (a) drag and (b) lift directions.	73
Figure 5-17 : Second peak frequency versus mass flux in the (a) drag and (b) lift directions.....	74
Figure 5-18 : Second peak frequency versus momentum flux in the (a) drag and (b) lift directions	75
Figure 5-19 : Force versus time in the lift direction at (a) 3.9 m/s and (b) 8.0 m/s	76
Figure 5-20 : Force versus time in the drag direction at (a) 3.9 m/s and (b) 8.0 m/s	76
Figure 5-21 : Typical force spectra at 70% homogeneous void fraction: in the (a) drag and (b) lift directions	77
Figure 5-22 : Typical force spectra at 80% homogeneous void fraction: in the (a) drag and (b) lift directions	77
Figure 5-23 : Typical force spectra at 90% homogeneous void fraction: in the (a) drag and (b) lift directions	77
Figure 5-24 : Total fluctuating forces versus momentum flux in the (a) drag and (b) lift directions	78
Figure 5-25 : First peak frequency versus mass flux in (a) the drag and (b) lift directions	79
Figure 5-26 : First peak frequency versus momentum flux in (a) the drag and (b) lift directions.	80

Figure 5-27 : Flow regime map by Grant.....	81
Figure 5-28 : Flow regime map by Noghrehkar et al. (1999)	81
Figure 5-29 : Flow regime map by Ohnuki and Akimoto (2000)	82
Figure 5-30 Steady drag coefficient versus Reynolds number for a homogeneous void fraction (a) from 0% to 60% and (b) from 70% to 90%	84
Figure 5-31 Relation between drag steady coefficient and void fraction at (a) low Reynolds number and at (b) higher Reynolds number	85
Figure 5-32 : Comparison of the steady drag coefficient for experimental data, theoretical (Sim and Mureithi, 2010) and empirical model	87
Figure 5-33 : Fluctuating (a) drag and (b) lift coefficients versus Reynolds number	88
Figure 5-34 : Strouhal number versus void fraction at (a) low frequency (0-25 Hz) and at (b) higher frequency (up to 40 Hz)	89
Figure 6-1 : Boucle d'essai.....	94
Figure 6-2 : Photos de la section d'essai	95
Figure 6-3 : Section d'essai	95
Figure 6-4 : Design des sondes	97
Figure 6-5 : Design des tubes permettant le passage des sondes (a) à 30° et 90° et (b) à 60°	97
Figure 6-6 : Orientations possibles des tubes en acier	98
Figure 6-7 : Orientations des tubes d'acier et estimation du chemin d'écoulement	98
Figure 6-8 : Design des fibres optiques.....	99
Figure 6-9 : Signal de l'écoulement diphasique attendu	100
Figure 6-10 : Positions des fibres optiques pour les mesures du fluide	100
Figure 6-11 : Région des mesures détaillées de l'écoulement	102
Figure 6-12 : Mesures des vitesses de bulles et des tailles de bulles	102

Figure 6-13 : Exemples d’histogramme pour (a) la taille des bulles et (b) la vitesse des bulles pour la sonde située dans la zone L90-A1 (à la position centrale) pour une vitesse inter-tubes de 8.0 m/s et un taux de vide homogène de 80%	103
Figure 6-14 : Écoulement à bulles local pour une vitesse inter-tubes de 1.8 m/s et un taux de vide homogène de 50%	104
Figure 6-15 : Écoulement local pour une vitesse inter-tubes de 3.6 m/s et un taux de vide homogène de 50%	105
Figure 6-16 : (a) Taux de vide vitesse des bulles (b) et tailles des bulles (c) pour L90-A1 à 1.8 m/s et 50% de taux de vide homogène.....	106
Figure 6-17 : Mesures détaillées du taux de vide local et chemin d’écoulement des bulles pour une vitesse inter-tubes de 1.8 m/s et un taux de vide homogène de 50%	107
Figure 6-18 : (a) Taux de vide, (b) vitesse des bulles et (c) tailles des bulles pour L30-A1 à 1.8 m/s et 50% de taux de vide homogène.....	108
Figure 6-19 : (a) Taux de vide, (b) vitesse des bulles et (c) tailles des bulles pour U60 à 1.8 m/s et 50% de taux de vide homogène.....	109
Figure 6-20 : Mesures détaillées du taux de vide local et chemin d’écoulement des gouttes d’eau pour une vitesse inter-tubes de 3.6 m/s et un taux de vide homogène de 50%	110
Figure 6-21 : (a) Taux de vide, (b) vitesse des bulles et (c) tailles des bulles pour L90-A1 à 3.6 m/s et 50% de taux de vide homogène.....	112
Figure 6-22 : (a) Taux de vide, (b) vitesse des bulles et (c) tailles des bulles pour L30-A1 à 3.6 m/s et 50% de taux de vide homogène.....	112
Figure 6-23 : (a) Taux de vide, (b) vitesse des bulles et (c) tailles des bulles pour U60 à 3.6 m/s et 50% de taux de vide homogène.....	113
Figure 6-24 : Taux de glissement en fonction de la vitesse inter-tubes pour 50% de taux de vide homogène et pour les sondes à 90°	114
Figure 6-25 : Taille des bulles en fonction de la vitesse inter-tubes pour 50% de taux de vide homogène et pour les sondes à 90°	116

Figure 6-26 : Vitesse des bulles en fonction de la vitesse inter-tubes pour 50% de taux de vide homogène et pour les sondes à 90°	116
Figure 6-27 : PSD typiques de forces à 50% de taux de vide homogène dans la direction (a) de la trainée et (b) de la portance	117
Figure 6-28 : Différentes zones observées pour les PSD du signal du fluide à 50% de taux de vide homogène	118
Figure 6-29 : PSD typiques du signal des sondes diphasique à 50% de taux de vide homogène pour (a) la Zone 1 et (b) la Zone 2	118
Figure 6-30 : Fréquences dominantes pour 50% de taux de vide homogène pour (a) le pic à basses fréquences et (b) le pic à plus hautes fréquences	120
Figure 6-31 : Positions des sondes utilisées pour évaluer la cohérence entre les mesures de force et du fluide (a) autour du tube et (b) sur une ligne à 30°	120
Figure 6-32 : Cohérence entre les mesures de fluide et de force pour 50% de taux de vide et une vitesse de 1.8 m/s autour du tube pour les directions (a) de trainée et (b) de portance et le long d'un chemin à 30° pour les directions (c) de portance et (d) de trainée.....	121
Figure 6-33 : Cohérence entre les mesures de fluide et de force pour 50% de taux de vide et une vitesse de 3.6 m/s autour du tube pour les directions (a) de trainée et (b) de portance et le long d'un chemin à 30° pour les directions (c) de portance et (d) de trainée.....	122
Figure 6-34 : Accumulation d'eau pour une vitesse de 3.6 m/s et un taux de vide homogène 80%	123
Figure 6-35 : Zone de recirculation à l'arrière des tubes pour une vitesse de 8.0 m/s et un taux de vide homogène de 80%	124
Figure 6-36 : Mesures détaillées du taux de vide local et chemin d'écoulement de la vague diphasique pour une vitesse inter-tubes de 3.6 m/s et un taux de vide homogène de 80% ..	125
Figure 6-37 : (a) Taux de vide, (b) vitesse des bulles et (c) tailles des bulles pour U90-A2 à 3.6 m/s et 80% de taux de vide homogène	126
Figure 6-38 : (a) Taux de vide, (b) vitesse des bulles et (c) tailles des bulles pour L30-A1 à 3.6 m/s et 80% de taux de vide homogène	126

Figure 6-39 : (a) Taux de vide, (b) vitesse des bulles et (c) tailles des bulles pour U60 à 3.6 m/s et 80% de taux de vide homogène.....	127
Figure 6-40 : Mesures détaillées du taux de vide local, chemin d'écoulement et zone de recirculation pour une vitesse inter-tubes de 8.0 m/s et un taux de vide homogène de 80%	128
Figure 6-41 : (a) Taux de vide, (b) vitesse des bulles et (c) tailles des bulles pour U90-A2 à 8.0 m/s et 80% de taux de vide homogène.....	129
Figure 6-42 : (a) Taux de vide, (b) vitesse des bulles et (c) tailles des bulles pour L30-A1 à 8.0 m/s et 80% de taux de vide homogène.....	129
Figure 6-43 : (a) Taux de vide, (b) vitesse des bulles et (c) tailles des bulles pour U60 à 8.0 m/s et 80% de taux de vide homogène.....	130
Figure 6-44 : Taux de glissement en fonction de la vitesse inter-tubes pour 50% de taux de vide homogène et pour les sondes à 90°	131
Figure 6-45 : Taille des bulles en fonction de la vitesse inter-tubes pour 80% de taux de vide homogène et pour les sondes à 90°	132
Figure 6-46 : Vitesse des bulles en fonction de la vitesse inter-tubes pour 80% de taux de vide homogène et pour les sondes à 90°	132
Figure 6-47 : PSD de forces typiques à 50% de taux de vide homogène pour le Tube 5 dans la direction (a) de la trainée et (b) de la portance et (c) pour le Tube 1 dans la direction de portance	134
Figure 6-48 : Différentes zones observées pour les PSD du signal du fluide à 80% de taux de vide homogène	135
Figure 6-49 : PSD typiques du signal des sondes diphasique à 50% de taux de vide homogène pour (a) la Zone 1, (b) la Zone 2 et (c) la Zone 3.....	136
Figure 6-50 : Fréquences dominantes pour 80% de taux de vide homogène pour (a) le pic à basses fréquences et (b) le pic à plus hautes fréquences	137

Figure 6-51 : Cohérence entre les mesures de fluide et de force pour 80% de taux de vide et une vitesse de 3.6 m/s autour du tube pour les directions (a) de trainée et (b) de portance et le long d'un chemin à 30° pour les directions (c) de portance et (d) de trainée.....	139
Figure 6-52 : Cohérence entre les mesures de fluide et de force pour 80% de taux de vide et une vitesse de 8.0 m/s autour du tube pour les directions (a) de trainée et (b) de portance et le long d'un chemin à 30° pour les directions (c) de portance et (d) de trainée.....	139
Figure 6-53 : Schématisation du principe de la force à l'échelle du faisceau.....	141
Figure 6-54 : Schématisation du principe de la force à l'échelle du tube.....	142
Figure 6-55 : Nombre de Strouhal en fonction du taux de vide.....	144
Figure 7-1: Schématisation du principe de la force à l'échelle du faisceau.....	146
Figure 7-2 : Schématisation du principe de la force à l'échelle du tube.....	147
Figure 7-3 : Amplitude rms en % du diamètre du tube pour 50% de taux de vide dans (a) la direction de la trainée et (b) de la portance	149
Figure 7-4 : Force rms en fonction de la vitesse à 50% de taux de vide.....	149
Figure 7-5 : Fréquence dominante de la force à basses fréquences fonction de la vitesse à 50% de taux de vide	149
Figure 7-6 : Amplitude rms en % du diamètre du tube pour 80% de taux de vide dans (a) la direction de la trainée et (b) de la portance	150
Figure 7-7 : Force rms en fonction de la vitesse à 80% de taux de vide.....	151
Figure 7-8 : PSD du fluide dans le chemin d'écoulement.....	151
Figure 7-9 : Direction de l'impact des gouttes d'eau (a) en configuration triangulaire tournée et (b) en configuration triangulaire normale	153
Figure 7-10 : Fréquences des forces quasi-périodiques pour (a) 50% de taux de vide homogène et (b) 80% de taux de vide homogène.....	154

LISTE DES SIGLES ET ABRÉVIATIONS

B	Moyenne de la force rms de turbulence dans l'eau
β	Taux de vide homogène
Cap	Nombre de capilarité
C_{Df}	Coefficient de trainée dynamique
C_{Lf}	Coefficient de portance dynamique
C_{Ds}	Coefficient de trainée statique
C_{Ls}	Coefficient de portance statique
d	Distance entre les deux fibres (m)
D	Diamètre du tube (m)
E	Module d'Young (Pa)
ε	Taux de vide
emp	Empirique
exp	Expérimentale
f	Fréquence (définition générale) (Hz)
f_{per}	Fréquence des phénomènes périodiques (Hz)
f_n	Fréquence naturelle des tubes (Hz)
F_{Df}	Force dynamique en trainée (N/m)
F_{Lf}	Force dynamique en portance (N/m)
F_{Ds}	Force statique en trainée (N/m)
F_{Ls}	Force statique en portance (N/m)

φ	Paramètre de porosité
g	Constante de gravité
G	Flux de masse ($kg / m^2 s$)
I	Moment d'inertie ($kg.m^2$)
K	Constante de Connors
l	Longueur du tube (m)
m	Masse total (masse tube + masse hydrodynamique) (kg)
m_h	Masse hydrodynamique (kg)
m_t	Masse du tube (kg)
M	Constante de couplage entre le déplacement du tube et des tourbillons alternés
MF	Flux d'impulsion (force cinétique) (N/m)
η_g	Viscosité dynamique du gaz (Pa.s)
η_l	Viscosité dynamique du liquide (Pa.s)
$\eta_{2\phi}$	Viscosité dynamique diphasique (Pa.s)
Ω	Ratio de fréquence
P	Pas du faisceau (distance entre deux tubes) (m)
PSD	Puissance de densité spectrale ((N/m) ² s)
q	Variable décrivant le mouvement du fluide (m)
Q_g	Débit volumique de gaz (m^3 / s)
Q_l	Débit volumique de liquide (m^3 / s)
Re	Nombre de Reynolds
Ri	Nombre de Richardson
ρ	Masse volumique (définition général) (kg / m^3)

ρ_g	Masse volumique du gaz (kg / m^3)
ρ_l	Masse volumique du liquide (kg / m^3)
$\rho_{2\phi}$	Masse volumique diphasique (kg / m^3)
rms	root mean square
St	Nombre de Strouhal
t	temps (s)
th	Théorique
U_b	Vitesses des bulles (m/s)
U_∞	Vitesse homogène en aval du faisceau (m/s)
U_p	Vitesse inter-tubes (m/s)
U_{pc}	Vitesse critique d'instabilité (m/s)
U_s	Vitesse des bouchons d'air (m/s)
V_g	Volume de gaz (m^3)
V_l	Volume de liquide (m^3)
We	Nombre de Weber
ω_{per}	Fréquence périodique (rad/s)
S	Taille des bulles (m)
S	Taux de glissement
σ	Tension surfacique (N/m)
X	Paramètre de Martinelli
ζ	Taux d'amortissement (définition général)
ζ_T	Taux d'amortissement total

ζ_s	Taux d'amortissement structurel
ζ_v	Taux d'amortissement visqueux
$\zeta_{2\Phi}$	Taux d'amortissement diphasique
y	Variable de déplacement du tube (m)

LISTE DES ANNEXES

Annexe 1 : Plans typiques des plaques.....	165
Annexe 2 : Plans typiques d'une sonde (L30)	167

CHAPITRE 1 INTRODUCTION

Dans notre quotidien, de très nombreux phénomènes sont sujets aux interactions fluide-structure. L'interaction de l'air sur une aile d'avion, l'écoulement de l'eau dans une tuyauterie, ou encore l'effet du vent sur un pont sont des exemples fréquents impliquant ce type d'interaction. L'action du fluide sur la structure peut alors causer des phénomènes vibratoires de grandes ampleurs qui sont, de manière générale, néfastes dans de nombreux domaines industriels. L'étude de ces phénomènes est alors un défi majeur pour éviter ces excitations vibratoires qui peuvent être destructrices.

La présente étude s'inscrit dans cette logique et a pour but de caractériser des forces provoquées par un fluide sur une structure. Dans notre cas, le fluide est diphasique (composé d'air et eau) et la structure est un faisceau de tubes disposés en configuration triangulaire. Le cas d'un écoulement diphasique est très présent dans le milieu industriel. Plus d'un cas sur deux dans les systèmes de tuyauteries industrielles sont supposés diphasiques.

Dans ce chapitre introductif, la première partie situera le contexte industriel; elle aura pour objectif de mettre en lumière l'intérêt de cette interaction. Les enjeux industriels impliquant l'étude seront relevés dans la deuxième partie. La troisième et dernière partie présentera l'objectif principal de cette recherche.

1.1 Le contexte industriel

Les centrales thermonucléaires sont composées, entre autres, de générateurs de vapeur. Ceux-ci, qui alimentent les turbines, sont composés de près de cinq mille tubes. Ces tubes sont soumis à des écoulements diphasiques transverses. Le fluide diphasique est composé d'eau et de vapeur. La configuration des faisceaux de tubes, sur lesquels s'écoulent le mélange diphasique, peut être triangulaire tournée ou triangulaire normale. La Figure 1-1 montre de manière simplifiée ces deux configurations possibles. C'est ainsi que l'industrie est intéressée par l'étude de la réaction d'un faisceau de tubes en configuration triangulaire normale soumis à un écoulement diphasique. Pour simplifier la mise en place de l'étude expérimentale, les deux phases du fluide seront l'air et l'eau dans la présente étude.

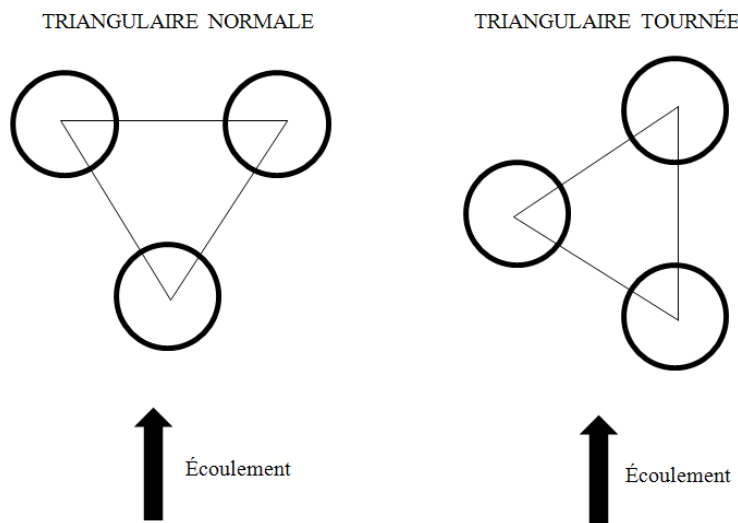


Figure 1-1 : Configuration possible du faisceau de tubes

1.2 Les enjeux industriels

Les nombreux tubes présents dans les générateurs de vapeur sont supportés par des barres anti-vibrations pour réduire leurs mouvements. La Figure 1-2 montre un exemple de générateur de vapeur ainsi que des supports. Les vitesses d'écoulement sont assez conséquentes, de l'ordre de 10 m/s. Le frottement des tubes sur leurs supports provoque alors une usure importante pouvant parfois aller jusqu'à la rupture des tubes. Ce cas de force majeur est très dommageable à deux points de vue : tout d'abord, au niveau économique, car l'arrêt de la centrale nucléaire engendre des pertes considérables, et au niveau de la sûreté, puisque la rupture d'un tube peut provoquer une contamination.

Les réacteurs de prochaines générations utiliseront probablement la technologie sodium, laquelle peut être explosive en contact avec l'eau. Par conséquent, une rupture de tube ne sera plus tolérée. En définitif, du point de vue industriel, la connaissance dans les moindres détails des phénomènes physiques se déroulant dans cette interaction fluide structure devient de plus en plus essentielle. De nouvelles compréhensions physiques pourraient permettre de modifier le design de certaines parties du générateur afin d'éviter certaines excitations vibratoires et donc certains dommages.

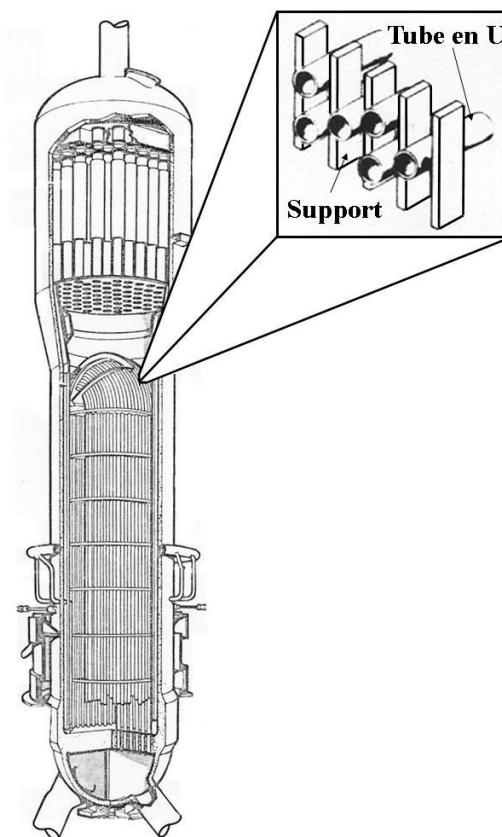


Figure 1-2 : Générateur de vapeur typique de centrale nucléaire et supports AVB

1.3 L'objectif général du projet

Le projet traite donc de l'interaction entre un écoulement diphasique (air et eau) et un faisceau de tube en configuration triangulaire normale. L'objectif général est alors de comprendre le mécanisme des forces fluides qui peut provoquer des mouvements vibratoires quasi-périodiques à l'intérieur du faisceau de tubes en configuration triangulaire normale.

CHAPITRE 2 REVUE DE LITTÉRATURE ET CONTEXTE SCIENTIFIQUE DE L'ÉTUDE

Dans ce chapitre, nous reviendrons sur le travail déjà effectué dans le domaine. Effectivement, depuis plus de trente années, de nombreuses études ont été menées et des questions subsistent encore. Ces interrogations se situent essentiellement autour des écoulements diphasiques où les phénomènes physiques sont très complexes.

Dans un premier temps, nous effectuerons une revue de littérature sur les écoulements monophasiques, ensuite nous détaillerons les écoulements diphasiques. Nous traiterons uniquement des écoulements transverses lesquels sont vraiment intéressants pour la présente étude. De nombreuses revues de littérature ayant déjà été effectuées dans ce domaine, notamment dans le programme de la chaire CRSNG/EACL/BWC en interaction fluide structure, l'auteur a donc jugé pertinent sur les thèmes généraux de s'appuyer sur ces travaux. Ceci permet également de ne pas effectuer une nouvelle fois un travail déjà mené au sein de la chaire. L'auteur s'est donc appuyé principalement sur deux revues de littérature adaptée, (Violette, 2005) et (Zhang, 2007). Ainsi les points essentiels et nécessaires des principaux phénomènes utiles pour ce projet sont retracés dans cette revue de littérature. Certains compléments jugés fondamentaux seront également apportés. Cette revue de littérature nous amènera alors sur les derniers travaux effectués dans le domaine. Ceux-ci seront en revanche beaucoup plus détaillés. Nous distinguerons dès lors de manière plus précise le contexte scientifique dans lequel s'effectue la recherche. Et, nous comprendrons alors les raisons fondamentales qui ont amenées à effectuer un tel projet. Nous pourrons ainsi énoncer précisément les objectifs spécifiques de la présente étude.

Avant de débiter cette revue de littérature, les définitions nécessaires vont être détaillées.

La vitesse inter-tubes est utilisée pour définir l'écoulement dans la majorité des résultats fournis. Celle-ci se définit comme :

$$U_p = U_\infty \frac{P}{P - D} \quad (2.1)$$

où U_∞ est la vitesse homogène en aval du faisceau, P le pas du faisceau et D le diamètre du tube.

De plus, le taux de vide homogène est utilisé par simplicité mais aussi pour comparer avec les études précédentes.

$$\beta = \frac{Q_g}{Q_g + Q_l} \quad (2.2)$$

où Q_g et Q_l sont, respectivement, le débit volumique du gaz et du liquide.

Finalement, le taux de vide se définit par :

$$\varepsilon = \frac{V_g}{V_g + V_l} \quad (2.3)$$

où V_g et V_l sont, respectivement, le volume du gaz et du liquide.

2.1 Revue de littérature concernant les écoulements monophasiques transverses

Dans un écoulement monophasique, trois principaux phénomènes ont été répertoriés à l'intérieur d'un faisceau de tubes : la turbulence, les tourbillons alternés et l'instabilité fluide-élastique. Ces trois phénomènes constitueront les trois premières sections de cette partie.

2.1.1 La turbulence

Des variations aléatoires de pression à la surface des tubes causés par l'écoulement monophasique ont été observées. Ces variations sont causées par la turbulence du fluide et sont bien connu en mécanique des fluides. L'amplitude de la force causée par cette turbulence augmente avec la vitesse au carrée. La principale conséquence de ces variations aléatoires est l'usure sur le long terme. Cependant ce premier phénomène reste de manière générale, pour les vitesses étudiées, moins problématique que les deux phénomènes suivants (tourbillons alternés et instabilité fluide-élastique).

2.1.2 Les tourbillons alternés

Les tourbillons alternés sont le deuxième phénomène répertoriés. Nous allons, tout d'abord, essayer de comprendre ce qu'il se passe avec un tube isolé puisque le phénomène s'y déroule de manière plus claire. Effectivement, derrière un tube isolé soumis à un écoulement monophasique, il y a formation de tourbillons alternés appelés plus communément tourbillons de Von Karman. La formation puis le détachement de ces tourbillons créent des excitations périodiques de pression sur la paroi du tube. Ce phénomène peut donc devenir très critique lorsque la fréquence de ces excitations coïncident avec la fréquence naturelle du tube.

Dans un faisceau de tube, la formation des tourbillons alternés de type tourbillons de Von Karman est sans aucun doute moins développée étant donné le confinement entre les tubes. Cependant des tourbillons de même nature ont été observés notamment par Feenstra et Weaver (2003). Le nombre de Strouhal, St , permet de caractériser la fréquence de ces fluctuations périodiques:

$$f_{per} = \frac{StUp}{D} \quad (2.4)$$

Pour un tube isolé, le nombre de Strouhal est au alentour de 0.2. En revanche, des nombres de Strouhal plus étalés existent pour les faisceaux de tube. Ceux-ci ont notamment été repris par Kaneko et al. (2008). En effet, selon la configuration, le diamètre des tubes, le pas entre les tubes, ce nombre peut beaucoup varier. Toutefois, selon l'étude menée par Pettigrew et al. (2003), il semble osciller entre 0.3 et 0.7. Ce phénomène de tourbillons alternés ne se retrouvera pas en écoulement diphasique puisque, à partir de 15% de taux de vide, ils deviennent négligeables.

2.1.3 L'instabilité fluide-élastique

Le dernier phénomène observé est l'instabilité fluide-élastique. Lorsqu'un tube bouge à l'intérieur d'un faisceau, son propre mouvement provoque des variations du fluide et par conséquent des variations de forces d'excitations. Celles-ci touchent d'abord les tubes voisins puis peuvent ensuite se propager sur le faisceau entier. L'énergie absorbé par les cylindres peut

alors devenir plus importante que l'énergie dissipée, le système devient alors instable : c'est l'instabilité fluide-élastique. Ce phénomène peut causer des amplitudes de très grandes ampleurs.

L'instabilité fluide-élastique peut être divisée en deux parties d'après le travail de Price et Païdoussis (1989) : l'instabilité contrôlée par la raideur et l'instabilité contrôlée par l'amortissement. L'instabilité contrôlée par la raideur est reliée au déplacement du tube et nécessite au moins deux degrés de liberté. En revanche, l'instabilité contrôlée par l'amortissement nécessite un seul degré de liberté et provient principalement de la différence de phase entre la vitesse de vibration du cylindre et le déplacement.

En ce qui concerne l'instabilité contrôlée par la raideur, un critère de stabilité a été défini par Connors (1970), suite aux travaux de Robert (1962) permettant de lier les paramètres masse-amortissement à la vitesse critique d'instabilité. L'équation obtenue est la suivante :

$$\frac{U_{pc}}{f_n D} = K \left(\frac{m \zeta}{\rho D} \right)^n \quad (2.5)$$

où U_{pc} est la vitesse critique, ρ est la masse volumique, f_n est la fréquence naturelle du tube, ζ est le taux d'amortissement, D est le diamètre du tube et m est la masse du tube. Plusieurs études ont essayé de déterminer les valeurs des constantes K et n , que ce soit Gorman (1976) ou Païdoussis (1980). Mais durant ce projet, nous utiliserons le cas échéant, les valeurs de Pettigrew et Taylor (1991), c'est-à-dire $K = 3.0$ et $n = 0.5$.

2.1.4 Conclusion

La Figure 2-1 nous montre la variation d'amplitude de vibrations typiques en fonction de la vitesse pour des tubes soumis à un écoulement monophasique. Les trois phénomènes étudiés précédemment y sont nettement identifiables. Il y a tout d'abord les vibrations induites par la turbulence qui augmentent donc avec la vitesse. Puis un pic important est observé lorsque les tourbillons alternés ont une fréquence proche de celle de résonance des tubes. Enfin l'instabilité fluide-élastique est atteinte et l'amplitude des vibrations devient très importante.

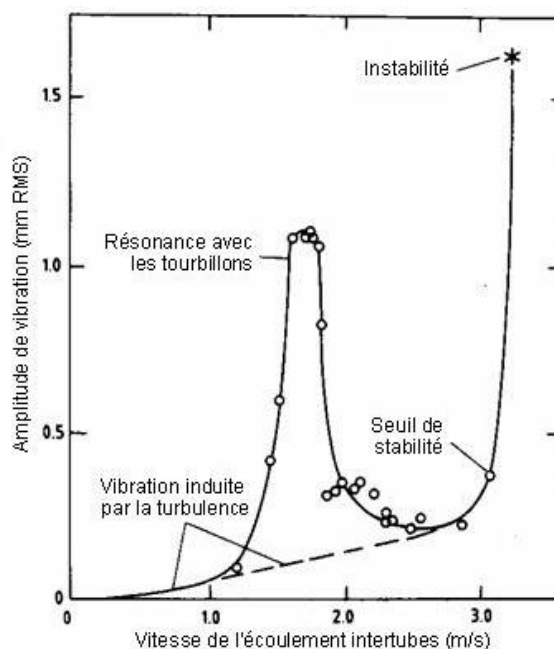


Figure 2-1 : Amplitude de vibration en fonction de la vitesse d'écoulement inter-tubes

2.2 Revue de littérature pour les écoulements diphasiques

Maintenant que les phénomènes se déroulant en écoulement monophasique sont identifiés, nous allons analyser ce qui se passe en diphasique. Nous étudierons, tout d'abord, les travaux effectués sur les écoulements diphasiques afin d'être plus familier avec ce domaine. Ensuite, nous examinerons les études traitant des forces aléatoires et de l'instabilité fluide-élastique à l'intérieur de faisceaux de tubes soumis à des écoulements diphasiques. Ce sont les deux principaux phénomènes présents dans les faisceaux de tubes pour ce type d'écoulement.

2.2.1 Les écoulements diphasiques

Les écoulements diphasiques peuvent être de natures différentes à l'intérieur des faisceaux et cela influe fortement sur le comportement vibratoire des tubes (Pettigrew et Taylor, 1994). Par conséquent, leur étude est depuis longtemps un enjeu important.

Les premiers à travailler sur ce sujet sont Grant et Murray (1972) en étudiant un faisceau de tubes en configuration triangulaire normale avec un pas sur diamètre de 1.25. Les différents régimes d'écoulements sont reconnus de manière visuelle et trois d'entre eux sont clairement identifiés. Ce sont les régimes à bulles, intermittent et dispersé.

Taylor et al. (1989) ont travaillé sur des faisceaux de tubes ayant différentes configurations. Ils établissent que, de manière générale, les écoulements de types continus s'effectuent en dessous de 80%-90% de taux de vide et que les écoulements plutôt intermittents au dessus de 80%-90%. Dans le même ordre d'idée, Dowlati et al. (1992) observent que les écoulements à bulles s'effectuent jusqu'à 60% de taux de vide dans les faisceaux de tubes (alors qu'en écoulement axial ce type d'écoulement s'arrête à 30% de taux de vide).

D'autres études utilisant des techniques plus précises ont été effectuées. Par exemple, Ulbrich et Mewes (1994) se servent de techniques de photographies pour déterminer les différents régimes d'écoulements dans un faisceau de tube en configuration triangulaire carrée. Noghrehkar et al. (1999), quant à eux, utilisent des sondes à résistance pour identifier les caractéristiques du fluide à l'intérieur de faisceaux de tubes en configuration triangulaire et carrée. De ces deux dernières études, il en ressort des cartes de régimes d'écoulements basées sur la vitesse de la phase liquide en ordonnée et du gaz en abscisse. Ces cartes permettent d'identifier les transitions entre les différents types d'écoulements : à bulles, intermittent et annulaire.

2.2.2 L'instabilité fluide élastique

Dans le cas d'un écoulement diphasique, du point de vue physique, le phénomène d'instabilité fluide-élastique est sensiblement le même que lors des écoulements monophasiques. Cependant les paramètres selon lesquels dépend la vitesse critique (déterminée avec l'équation de Connors) sont plus difficiles à obtenir pour un écoulement diphasique.

Plusieurs études ont été menées sur l'instabilité fluide-élastique pour un faisceau de tube soumis à un écoulement diphasique. Des études orchestrées par Pettigrew et al. (2003) exposent des résultats pour différentes configurations de tubes. Celles-ci donnent également des valeurs pour la masse hydrodynamique et pour l'amortissement notamment en fonction du taux de vide. D'autres études, particulièrement celles menées par Mureithi et al. (2002 et 2005), démontrent que l'instabilité fluide-élastique, qui semblait essentiellement se dérouler dans la direction de la portance, est également importante dans la direction de la trainée. De plus, ces instabilités peuvent être prédites de manière assez précise.

2.2.3 La turbulence

Les écoulements diphasiques provoquent également des variations aléatoires de pressions sur les tubes. La turbulence causée par les écoulements diphasiques est même plus importante que dans les écoulements monophasiques (Pettigrew et Taylor, 1994).

Des travaux, notamment ceux de Pettigrew et al. (2001), sur la turbulence dans un écoulement air-eau ont été conduits pour différentes configurations géométriques de tubes avec des ratios de pas sur diamètre différents, le tout pour un large éventail de vitesses et de taux de vide. Il apparaît que la configuration ainsi que le pas sur diamètre a peu d'influence sur la turbulence. En revanche, l'amplitude des vibrations semble proportionnelle à la vitesse.

Des expériences réalisées avec d'autres mélanges (notamment avec du Fréon) par Pettigrew et al. (2002), démontrent que la nature du fluide a un impact significatif sur le comportement de la turbulence. Toutefois, ces différences semblent principalement provenir de changement de régimes d'écoulements. Les forces d'excitations vibratoires dues à la turbulence semblent fortement dépendantes du régime d'écoulement (Taylor, 1996).

Une formulation assez détaillée est développée par de Langre et Villard (1998) pour définir les forces dues à la turbulence dans un mélange diphasique.

Toutefois, alors que seule la turbulence devait agir, des amplitudes de déplacements inattendues à certaines fréquences et vitesses ont été observées lors d'études vibratoires en écoulements diphasiques (Pettigrew et al., 2005). Ces fortes amplitudes ne semblent pas pouvoir être causées par une simple turbulence mais pourraient provenir de forces quasi-périodiques provoquées par l'écoulement diphasique. Ces interrogations nous conduisent vers l'étude de Zhang (2007) et ainsi vers la prochaine section.

2.3 Le contexte scientifique de l'étude

Deux principales études ont poussé à effectuer ce travail de recherche, ce sont celles de Zhang (2007) et Ricciardi (2010). Ces deux études ont été effectuées à l'intérieur de la chaire d'interaction fluide-structure. Celles-ci sont détaillées de manières précises car elles seront à la base du travail de recherche effectué. Tout au long du mémoire, nous y ferons référence; il semble donc judicieux que le lecteur soit familier avec ces deux travaux.

2.3.1 Les forces périodiques dans un faisceau de tube en configuration triangulaire tournée soumis à un écoulement diphasique

La thèse menée par Zhang traite des forces quasi-périodiques dans un faisceau de tube triangulaire tourné soumis à un écoulement diphasique. Effectivement, Zhang a répondu au questionnement posé précédemment. Il a démontré la présence de ces forces quasi-périodiques à l'intérieur du faisceau de tube triangulaire tourné. Le rapport du pas sur diamètre est de 1.5 dans cette étude. Des mesures détaillées ont de plus été réalisées sur le fluide.

Senez (2010) a également observé la présence de ces forces périodiques à l'intérieur d'un faisceau de tubes de même configuration mais pour des diamètres deux fois plus petits et un pas sur diamètre de 1.42.

Les spectres fréquentielles de forces typiques obtenus par Zhang pour des taux de vide de 50% et 80% sont présentés, respectivement, en Figure 2-2 et en Figure 2-3. La présence de forces quasi-périodiques est assez nette. Des pics de fortes amplitudes sont effectivement observés. L'existence d'une force ayant une périodicité bien définie est ainsi confirmée.

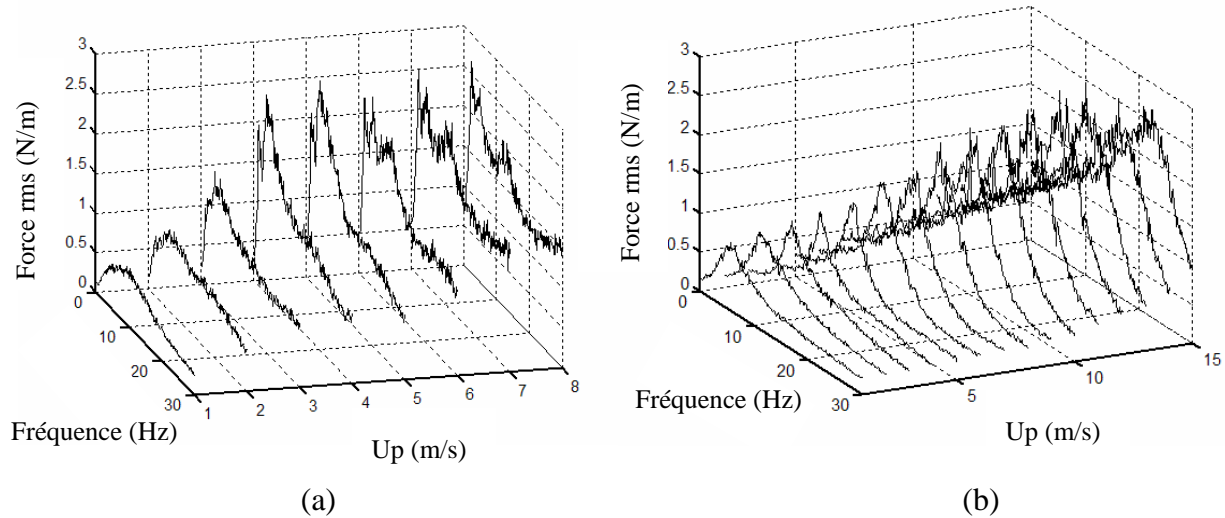


Figure 2-2 : Spectres typiques des forces pour un taux de vide homogène de 50% dans la direction (a) de la portance et (b) de la trainée (Zhang, 2007)

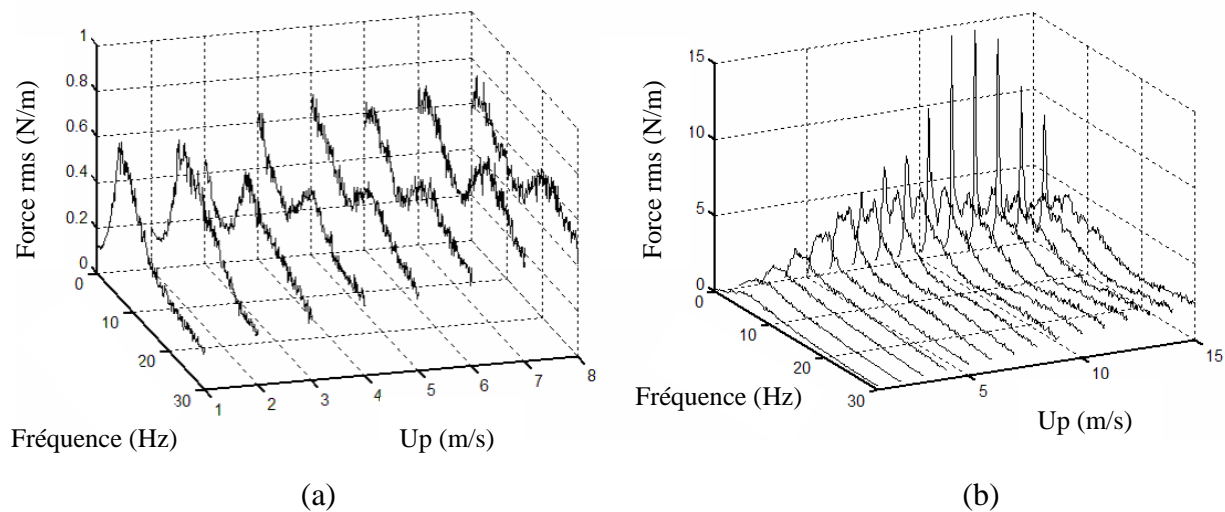


Figure 2-3 : Spectres typiques des forces pour un taux de vide homogène de 80% dans la direction (a) de la portance et (b) de la trainée (Zhang, 2007)

Une analyse plus détaillée des fréquences et des amplitudes de ces forces périodiques est présentée, respectivement, en Figure 2-4 et en Figure 2-5. Dans un premier temps, on observe que les fréquences à 50% et 80% de taux de vide ont le même ordre de grandeur. Dans la direction de la trainée, la fréquence décroît puis semble quasi-constante en fonction de la vitesse. Pour la

portance, la fréquence dominante de la force périodique semble dépendre linéairement de la vitesse. En ce qui concerne les amplitudes, celles-ci augmentent, de manière générale, avec la vitesse. Cependant, à partir d'une certaine vitesse (6 m/s à 50% de taux de vide et 8 m/s à 80% de taux de vide dans la direction de la trainée), les amplitudes diminuent.

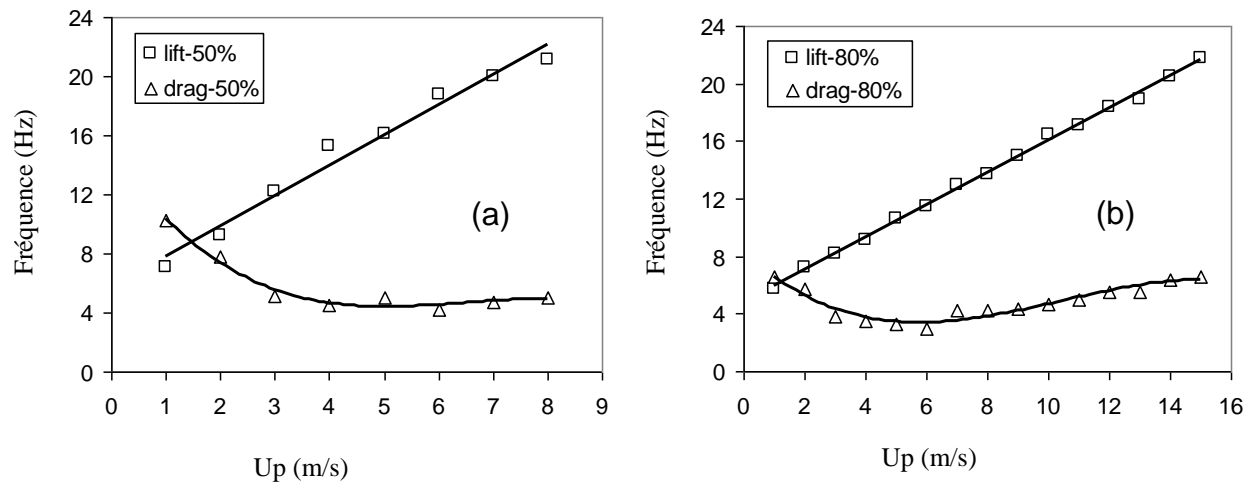


Figure 2-4 : Fréquences des forces quasi-périodiques pour (a) 50% de taux de vide homogène et (b) 80% de taux de vide homogène (Zhang, 2007)

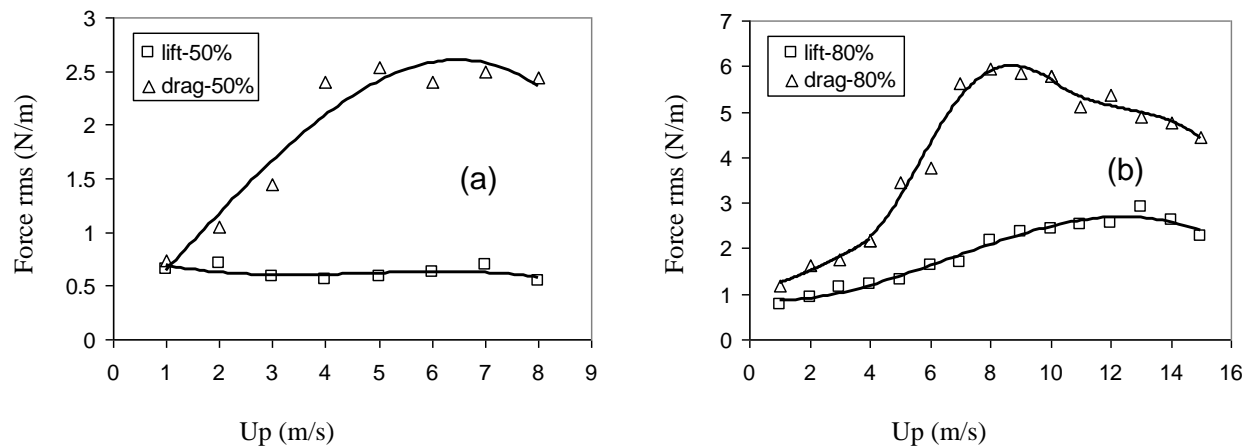


Figure 2-5 : Amplitudes des forces quasi-périodiques pour (a) 50% de taux de vide homogène et (b) 80% de taux de vide homogène (Zhang, 2007)

Une étude précise du mélange diphasique a été également conduite. Ce travail a été effectué à l'aide de fibres optiques (des détails seront apportés sur cette technologie dans les parties suivantes). L'objectif est de corréler directement les forces obtenues avec le

comportement du fluide. Les résultats, à la Figure 2-6, montrent la présence très nette d'un pic pour le PSD (Puissance de Densité Spectrale) du fluide. Ce pic correspond à la même fréquence que celle de la force périodique (des études sur la cohérence confirment cette affirmation). Par conséquent, cette force périodique provient bien d'un phénomène se déroulant dans le fluide.

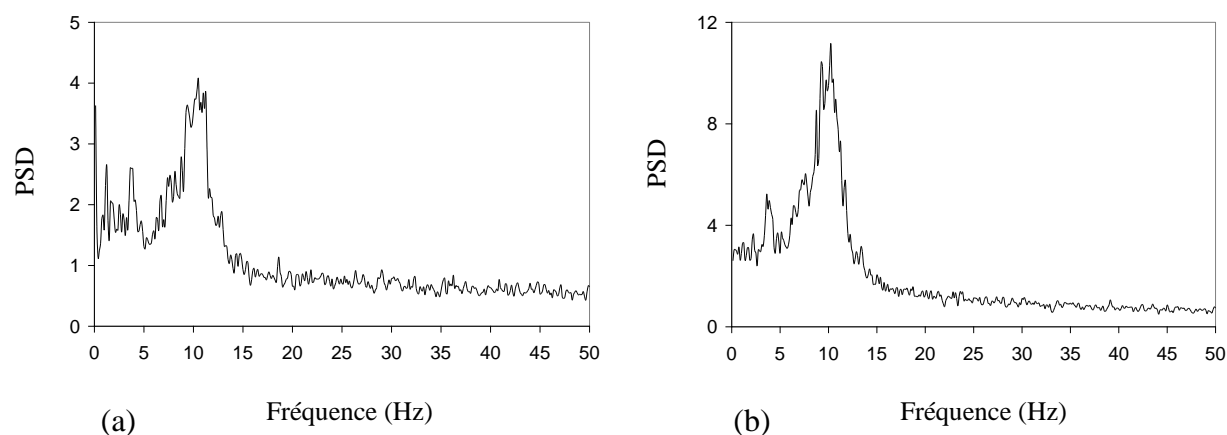


Figure 2-6 : PSD des fluctuations de taux de vide pour une vitesse de 5 m/s et un taux de vide homogène de 80% pour deux sondes (a) et (b) situées à côté du tube (Zhang, 2007)

Ce travail a également permis d'obtenir des caractéristiques détaillées sur l'écoulement comme montrées à la Figure 2-7. Le taux de vide local, la taille des bulles et la vitesse des bulles sont ainsi analysés. Le graphe sur le taux de vide local montre, qu'entre deux tubes consécutifs dans la direction de l'écoulement, il y a une plus forte concentration d'eau. Ceci laisse penser à une zone de stagnation notamment due au fait de la faible vitesse des bulles dans ce secteur. Effectivement, la vitesse des bulles semble atteindre un maximum au milieu du chemin inter-tubes mais, semble nettement inférieure entre deux tubes successifs. Un chemin préférentiel dans lequel s'écoule le mélange est donc clairement identifié. La taille des bulles est, quant à elle, proportionnelle au taux de vide, exceptée en aval du dernier tube.

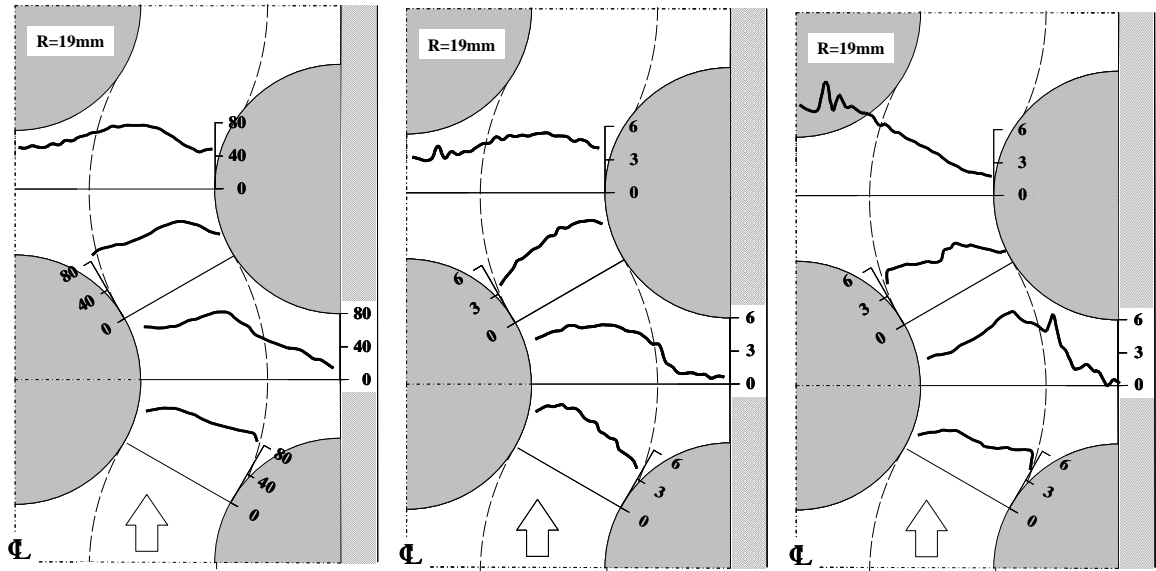


Figure 2-7 : Mesures du fluide à 5 m/s et 80% de taux de vide homogène représentant (a) le taux de vide local, (b) la vitesse des bulles (m/s) et (c) la taille des bulles (mm) (Zhang, 2007)

Cette étude de Zhang sera la base de notre projet. Effectivement, l'étude vibratoire menée par Ricciardi (2010) semble montrer la présence de possibles forces quasi-périodiques dans un faisceau de tubes en configuration triangulaire normale. Par conséquent, une étude du même ordre, que celle réalisée par Zhang, semble nécessaire, mais pour un faisceau de tubes en configuration triangulaire normale. Nous allons donc maintenant analyser les résultats de Ricciardi (2010) qui nous conduisent à penser à la présence de forces quasi-périodiques.

2.3.2 Étude des mouvements vibratoires d'un faisceau de tube triangulaire normal soumis à un écoulement diphasique

L'étude vibratoire pour une configuration triangulaire normale a donc été menée par Guillaume Ricciardi en 2010 à l'intérieur du programme de la chaire d'interaction fluide-structure. La section d'essais utilisée pour cette étude comprend 30 tubes et a un pas sur diamètre de 1.5. Deux résultats typiques sont représentés ici : à la Figure 2-8 les amplitudes rms du mouvement vibratoire des tubes instrumentés pour 50% de taux de vide homogène et à la Figure

2-9 le même graphe mais pour 80% de taux de vide homogène. La fréquence naturelle des tubes lors de cette étude est au alentour de 14 Hz.

À 50% de taux de vide homogène, l'instabilité fluide-élastique est clairement remarquable à environ 3.0 m/s dans la direction de la portance. Dans la direction de la trainée, il n'y a pas d'instabilité clairement définie. En revanche, dans les deux directions, deux pics, l'un vers 0.7 m/s et l'autre vers 1.8 m/s sont assez clairement visible. On peut se demander quelles forces d'excitations engendrent une telle réponse vibratoire? Cela peut-il être seulement la turbulence ? Es-ce que ce sont des forces quasi-périodiques comme dans le cas du faisceau de tube en configuration triangulaire tournée ? Pourquoi alors observe t-on deux pics ?

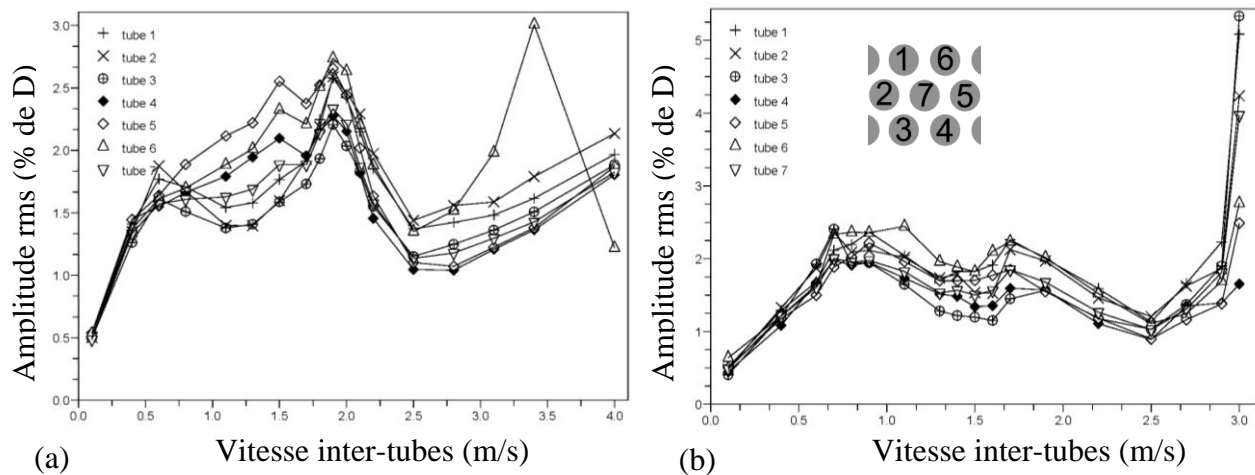


Figure 2-8 : Amplitude rms des vibrations en % du diamètre du tube à 50% de taux de vide dans la direction (a) de la trainée et (b) de la portance (Ricciardi, 2010)

À 80 % de taux de vide homogène, dans la direction de la trainée, une augmentation de l'amplitude est observée jusqu'à 4.5 m/s puis une stagnation voire une diminution de cette amplitude s'effectue. De la même manière qu'à 50% de taux de vide on peut se demander quelles forces d'excitations créent une telle réponse ? Es-ce, une fois de plus, seulement la turbulence? Pourquoi y aurait-il alors une diminution après 4.5 m/s ? Serait-ce alors également une force quasi-périodique ? Dans la direction de la portance, un pic est observé au alentour de 3.0 m/s avant une importante diminution de l'amplitude. Ce résultat est très surprenant et pose également

de nombreuses questions. Ce pic est-il l'effet d'une force périodique ? Es-ce que cela ne pourrait être une instabilité fluide-élastique suivie par un changement profond de régime d'écoulement stoppant alors l'instabilité ?

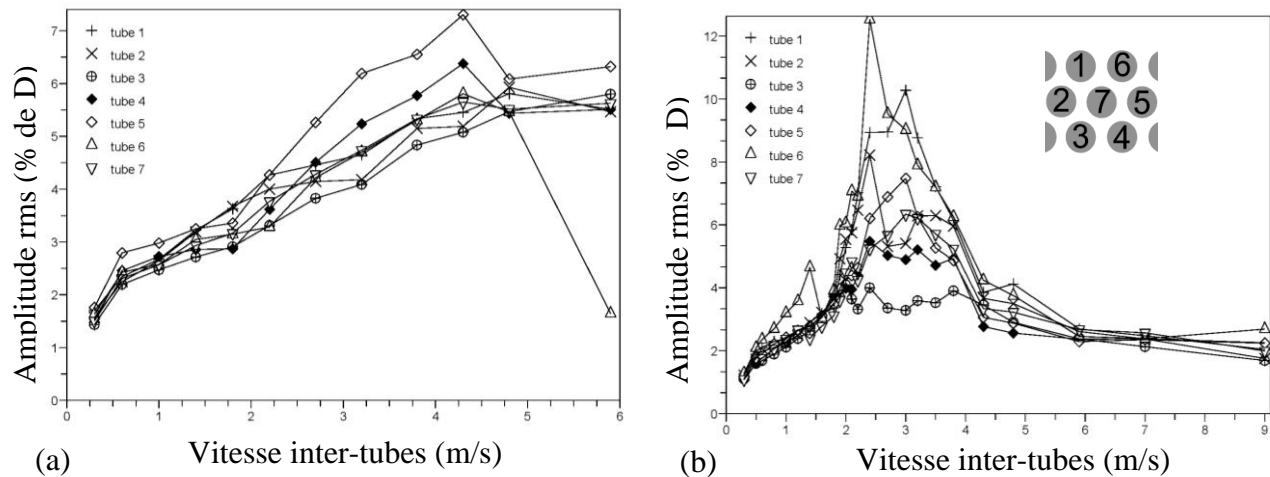


Figure 2-9 : Amplitude rms des vibrations en % du diamètre du tube à 80% de taux de vide homogène dans la direction (a) de la trainée et (b) de la portance (Ricciardi, 2010)

Cette étude a apporté des réponses sur les amplitudes de vibrations dans un faisceau de tube en configuration triangulaire normale. Mais, elle a également soulevé de nombreuses questions. Les principales interrogations ont été énoncées précédemment. Celles-ci s'articulent autour de la présence de force périodique ou non, du possible impact de changement de régime d'écoulement, et aussi autour de l'existence ou non de l'instabilité fluide-élastique. L'objectif de ce projet sera donc de répondre à un maximum de ces interrogations. Ainsi, nous allons donner une première orientation au projet en proposant plusieurs objectifs spécifiques qui s'appuieront aussi sur les travaux de Zhang (2007). Ceux-ci constitueront un premier carnet de route pour le projet.

2.4 Les objectifs spécifiques

Les questions posées par l'étude de Ricciardi (2010) et aussi le travail effectué par Zhang (2007) sur un sujet parallèle nous amènent donc à identifier plusieurs objectifs plus spécifiques. Ceux-ci doivent couvrir le plus possible les différentes interrogations tout en possédant une certaine logique et continuité. Voici donc les objectifs fixés :

- 1- Vérifier la présence de forces quasi-périodiques et évaluer leurs impacts sur la réponse vibratoire.
- 2- Déterminer les caractéristiques précises de ces forces comme leurs amplitudes et leurs fréquences.
- 3- Évaluer l'origine fluide de ces forces et les relier.
- 4- Déterminer les caractéristiques précises de l'écoulement diphasique.

La partie suivante montrera les moyens mis en place afin d'essayer de répondre à ces objectifs.

CHAPITRE 3 DÉMARCHE DE LA RECHERCHE

Afin d'essayer d'apporter un maximum de réponses aux interrogations posées, le projet sera scindé en deux principales parties. La première est l'étude détaillée des forces quasi-périodiques et la deuxième est celle de l'écoulement diphasique. Le but de caractériser les forces dans un premier temps est double : il permettra tout d'abord de cibler précisément les conditions d'écoulements importantes à analyser et d'un point de vue plus pratique, il laissera le temps d'établir un design approfondi pour l'étude de l'écoulement. Effectivement, les technologies et le matériel pour l'étude des forces peuvent être obtenus assez rapidement alors que plus de réflexion est nécessaire pour l'étude de l'écoulement. Ainsi pour ces raisons, deux études expérimentales distinctes mais complémentaires vont être menées.

Les résultats obtenus en cours de projet, et qui ont influencé la démarche, seront précisés dans ce chapitre afin de bien expliquer l'évolution de ce projet.

3.1 Les forces quasi-périodiques

Une étude expérimentale permettra d'analyser l'impact des forces sur la réponse vibratoires, mais aussi de donner des caractéristiques précises de ces forces.

3.1.1 Étude expérimentale des forces

Six tubes instrumentés par des jauges de déformations sont installés sur une section d'essais comportant 25 tubes. Ces tubes ont une fréquence naturelle élevée (de 68 Hz à 150 Hz selon le taux de vide). Ainsi, pour les basses fréquences (de 25 Hz à 80 Hz suivant le taux de vide), nous pourrions avoir directement accès aux forces. Les directions de trainée et de portance sont expérimentées pour chacun des tubes. Un tube est installé en amont du faisceau de tubes, trois au milieu, et deux en aval. Le but de ce placement des tubes est de voir l'impact de l'écoulement le long du faisceau, et aussi de réaliser des corrélations entre les tubes à l'intérieur du faisceau. La boucle du laboratoire sur laquelle sont réalisés les tests est présentée à la Figure 3-1 et la section d'essai à la Figure 3-2.

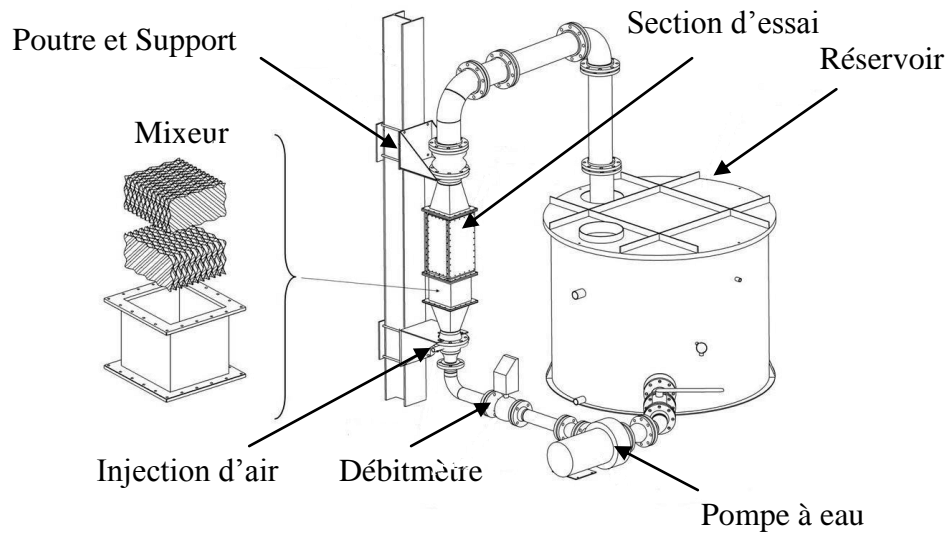


Figure 3-1: Boucle d'essais

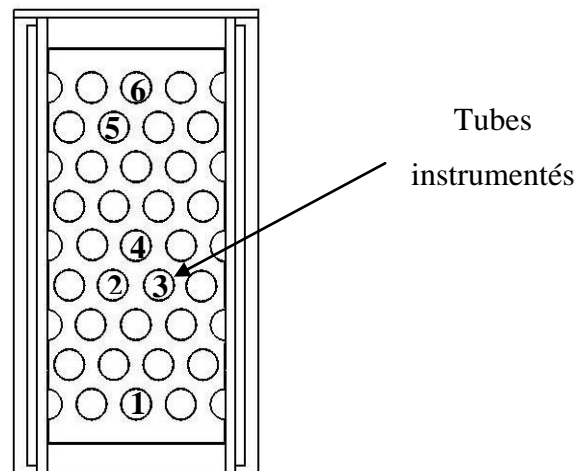


Figure 3-2 : Section d'essais

3.1.2 Comparaison avec l'étude vibratoire

Comme précisé dans les objectifs spécifiques, la présence des forces périodiques et leurs impacts sur la réponse vibratoire est traité dans un premier temps. Ce travail a mené à un article de conférence présenté à Baltimore le 18 juillet 2011 ("Vibration excitation forces in a normal triangular tube bundle subjected to two-phase cross-flow", *ASME Pressure Vessels and Piping Division Conference*). Les co-auteurs de cet article sont N. Mureithi, M. Pettigrew et

G. Ricciardi. Cet article est traduit et constitue le Chapitre 4. Il démontre la présence nette de forces quasi-périodiques et dans la plupart des cas, l'impact direct sur le mouvement vibratoire. Cette influence importante des forces sur le mouvement vibratoire nous conforte dans l'idée de les analyser de façon plus précise. Effectivement, la majorité des déplacements inexpliqués trouvés par Ricciardi semblent avoir leurs origines dans ces forces périodiques.

En plus de ces comparaisons, des résultats et des analyses complémentaires seront ajoutés dans ce chapitre. Ceux-ci permettront d'approfondir les connaissances sur ces forces périodiques. Ainsi la cohérence entre les tubes et l'influence de la position de ces tubes dans le faisceau y sont analysés. L'impact de paramètres dynamiques (l'amortissement et la masse hydrodynamique) est également étudié. À ceci s'ajoute une discussion sur la comparaison de nos résultats avec ceux obtenus par Zhang pour la configuration triangulaire tournée.

De plus, pour l'écoulement monophasique, les coefficients de trainée et de portance statique et dynamique sont précisés et même comparés à des précédentes études. Aussi, un possible couplage entre les tourbillons alternés et la réponse naturelle des tubes a été décelé. Effectivement, lors des tests, des effets non-linéaires ont semblé agir en écoulement monophasique. Une section est dédiée à ces effets dans ce chapitre 4. Une modélisation essaie de prendre en compte l'origine de ce phénomène.

Ce chapitre donne donc un premier état brut des résultats, et ouvre la porte aux caractéristiques plus approfondies des forces notamment en différenciant celles-ci en deux cas : les forces dont la fréquence est quasi-constante avec la vitesse et celle dont la fréquence dépend linéairement de la vitesse.

3.1.3 Analyse détaillée des forces quasi-périodiques

L'effet direct des forces sur la réponse étant démontré, il devient alors intéressant de connaître plus en détails la nature de ces forces. C'est l'objectif du Chapitre 5. Celui-ci reprend un article soumis à *Journal of Fluids and Structures* le 1^{er} Septembre 2011 et intitulé "Characteristics of vibration excitation forces in a normal triangular tube bundle subjected to single and two-phase cross flow". Les co-auteurs sont N. Mureithi et M. Pettigrew. L'un des objectifs est de connaître l'évolution de ces forces avec le taux de vide. Pour ce faire, l'amplitude et la fréquence des forces sont comparées soit à un paramètre directement relié à la vitesse (*mass*

flux) soit à un paramètre lié à la force inertielle (*momentum flux*) le tout à différents taux de vide. L'influence de ces paramètres pourrait alors déterminer la nature des forces. De manière générale, ce travail démontre une influence importante de l'énergie cinétique sur les forces. De plus, le coefficient de trainée statique en diphasique est analysé de manière précise à la fin de l'article. Celui-ci est comparé à plusieurs études antérieures et la correspondance entre ces études est très intéressante. Finalement, le coefficient dynamique dans les directions de trainée et de portance est donné ce qui permet d'obtenir une forme adimensionnelle des forces. Celle-ci pourra alors être utilisée et comparée lors d'étude ultérieure.

De cette manière, une vue globale des forces dans un faisceau de tube en configuration triangulaire normale est donnée dans cette première partie que ce soit en écoulement monophasique ou diphasique mais aussi que ce soit pour les forces statiques ou dynamiques.

3.2 L'écoulement diphasique

Les forces étant maintenant clairement définis dans ce faisceau de tube, il reste à en comprendre l'origine. Une étude précise de l'écoulement s'impose donc.

3.2.1 Étude expérimentale du fluide

Six tubes instrumentés ainsi que six sondes optiques composent dorénavant la section d'essai comme le montre la Figure 3-3 (les plans typiques de cette conception sont présentés en Annexes 1 et 2). Les tubes sont instrumentés de la même manière que lors de la première partie du projet. Les sondes sont composées de fibres optiques. Cette nouvelle section d'essais a nécessité un travail de design (aussi un temps de production conséquent) qui a été effectué en parallèle de la première partie afin d'optimiser le temps d'étude. L'objectif était de se baser sur le travail déjà réalisé par Zhang (2007) tout en essayant de l'améliorer. Ainsi le concept général des sondes et des doubles fibres a été maintenu. En revanche, plus de sondes ont été réalisées, avec des orientations différentes, mais aussi permettant de voir ce qui se passe plus loin dans la section. Cela permet effectivement d'éviter les possibles effets de bords qui pourraient influencer sur les résultats. Les orientations choisies, montrées à la Figure 3-4, ont été réalisées après l'observation de l'écoulement lors des tests de forces. En effet, quatre sondes permettent d'observer ce qui se passe directement dans les zones de forts écoulements (U30, L30, U90 et

L90). À ceci s'ajoute, deux sondes (U60 et L60) qui permettront de voir ce qu'il se passe juste en amont et en aval des tubes. Effectivement, pour certains types d'écoulement, il semble avoir des zones de stagnation voir parfois de fluctuation à l'arrière des tubes, il est donc important de voir ce qu'il s'y passe. C'est potentiellement de cette zone que pourrait provenir l'origine des forces.

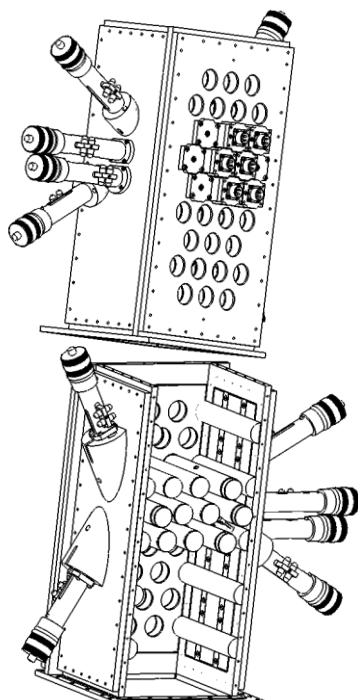


Figure 3-4 : Vue 3D de la section d'essais

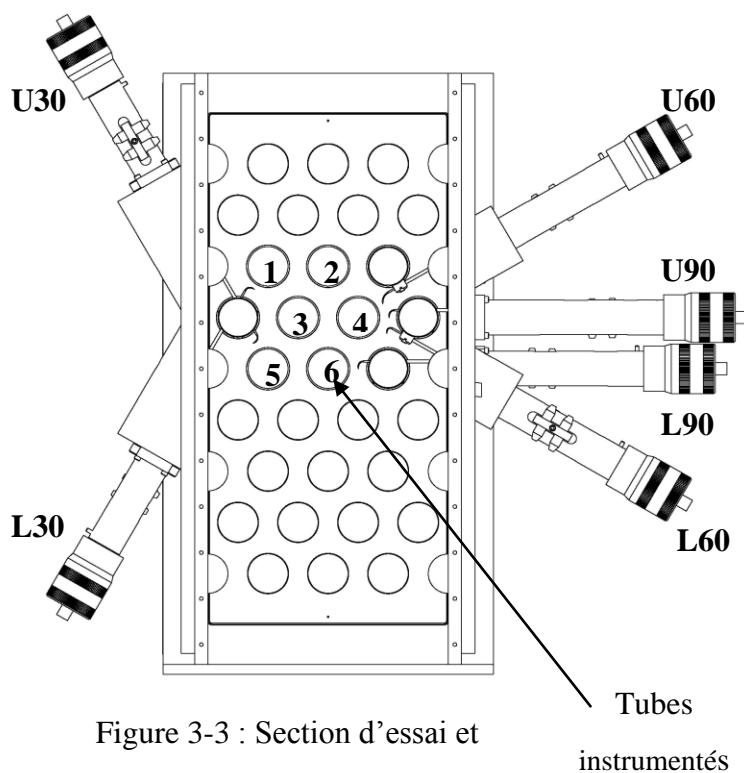


Figure 3-3 : Section d'essai et sondes optiques

Deux types d'instrumentations ont été mises en place et permettent de réaliser deux études différentes du fluide : l'une permet de connaître les caractéristiques dynamiques du fluide et de les corréler aux forces et l'autre permet de définir précisément l'écoulement de manière locale.

Pour les caractéristiques dynamiques, le signal des fibres est enregistré et analysé sur le système d'acquisition OROS32. Un signal typique est schématisé à la Figure 3-5. Ce signal provient en réalité de la différence de l'indice de réflexion entre l'eau et l'air. Effectivement, un signal laser est envoyé dans les fibres optiques, si celui-ci est réfléchi par l'eau, la valeur est 0, et s'il est réfléchi par l'air la valeur est 1. Des spectres fréquentiels peuvent alors être réalisés pour le fluide. Simultanément, les signaux des forces sont enregistrés. L'objectif est de corréler les

deux signaux et de voir l'influence du fluide sur les forces. Ces tests sont réalisés à plusieurs positions pour trouver également d'où provient exactement l'excitation vibratoire.

Pour l'étude détaillée du fluide, la technologie des doubles fibres optiques est utilisée. Des signaux schématisés sont représentés à la Figure 3-6. Des mesures tous les millimètres sont prises pour les six sondes. En moyennant le signal obtenu, on peut obtenir le ratio d'air et d'eau et ainsi définir précisément le taux de vide local. En plus, la vitesse des bulles peut être déterminée. Effectivement, nous connaissons la distance exacte d entre les fibres optiques, il nous reste donc à obtenir le temps expérimentalement que met la bulle pour passer d'une fibre à l'autre. Enfin, avec cette vitesse, nous pouvons en conclure la taille moyenne des bulles. Effectivement, si nous connaissons le temps moyen que prend la bulle pour traverser la sonde, alors comme nous connaissons la vitesse moyenne à laquelle la bulle a effectué ce trajet, nous pouvons déterminer la dimension de celles-ci.

Toutes ces instrumentations sont expliquées plus en détails dans la suite du mémoire. L'idée de cette section est juste de donner les points essentiels pour expliquer la démarche.

En plus de toutes ces mesures, l'écoulement a été scruté grâce à une caméra haute vitesse. Celle-ci a pour but d'analyser plus précisément ce qui se passe dans le fluide pour mieux comprendre la physique des phénomènes.

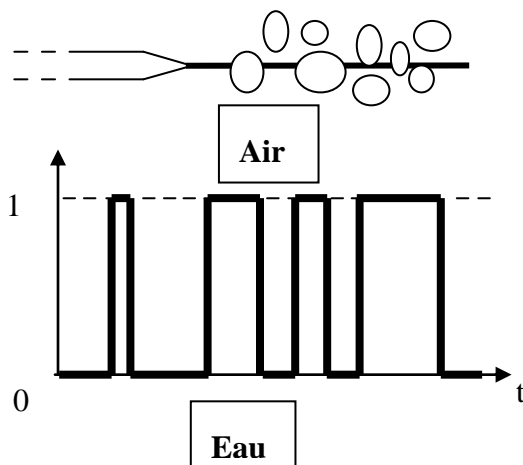


Figure 3-5 : Signal schématisé du fluide obtenu sur le système OROS 32

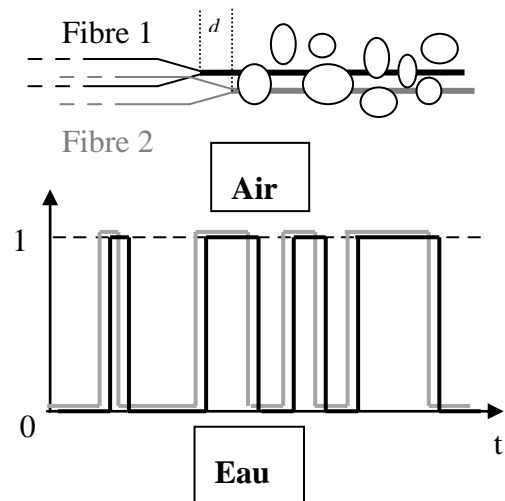


Figure 3-6 : Signaux schématisés pour la mesure de la vitesse et de la taille des bulles

La mise en place de tout ces dispositifs a pour objectif de trouver l'origine fluide de ces forces et de démontrer que c'est bien ces phénomènes fluides qui créent les forces périodiques trouvés lors de la première partie du projet.

3.2.2 Étude détaillée du fluide et corrélation avec les forces périodiques

Tous les résultats ainsi que des analyses ont été regroupés et seront soumis à *Journal of Fluid and Structure* en Octobre 2011. L'article sera intitulé "Flow measurements and correlation with vibration excitation forces in a normal triangular tube bundle subjected to two-phase cross flow". Les co-auteurs sont N. Mureithi, M. Pettigrew et C. Béguin. Pour le Chapitre 6 de ce mémoire, nous allons traduire cet article et l'insérer. En effet, comme il n'a pas encore été soumis, il ne peut être intégré de manière directe.

Les mesures effectuées ont été ciblées. Effectivement, étant donné la complexité des mesures sur le fluide, seulement deux taux de vide homogène ont été sélectionnés (50% et 80%). Pour ces deux valeurs, les forces périodiques sont très nettes. Ainsi, les mécanismes des phénomènes fluides devraient aussi être assez clairs. De plus, seules six vitesses inter-tubes de fluides ont été retenues pour chacun de ces taux de vide homogène. Ces vitesses ont également été sélectionnées pour des fréquences et des amplitudes de forces précises : 0.6 m/s, 1.2 m/s, 1.8 m/s, 2.4 m/s, 3.0 m/s et 3.6 m/s pour 50% et 1.5 m/s, 2.4 m/s, 3.6 m/s, 4.5 m/s, 6.0 m/s et 8.0 m/s pour 80%.

Comme les mesures détaillées du fluide et les caractéristiques dynamiques sont intimement liées, il a été décidé de les regrouper en un seul article dont les points importants vont maintenant être détaillés.

Deux chemins d'écoulements préférentiels ont été établis. Ceux-ci se situent de part et d'autre de chaque tube et sont majoritairement composés d'air. De plus, deux phénomènes fluides à l'origine des deux forces périodiques ont été mis en évidence.

La force à fréquence quasi-constante provient d'un phénomène se déroulant à l'échelle du faisceau. Une accumulation d'eau se réalise à la base du faisceau (par manque d'énergie cinétique pour la transporter) et crée une sorte de barrage. Il y a alors une augmentation de pression sous cette accumulation d'eau puisque le débit d'eau et d'air est continu et constant. Lorsque la

pression sous la poche dépasse celle au-dessus, une vague diphasique avance rapidement dans la section et crée une force importante.

Le deuxième phénomène se déroule, quant à lui, à l'échelle du tube. Une zone tourbillonnaire stagnante composée d'eau se met en place à l'arrière de chaque tube. En écoulement monophasique, il y aurait la possibilité d'un décrochage tourbillonnaire. Or, ceci n'est pas possible en diphasique. Cependant, un décrochage de larges gouttes d'eau a été observé. Ce décrochage s'effectue à une fréquence précise et liée à la vitesse d'écoulement. Ces larges gouttes d'eau vont ensuite frapper les tubes voisins et créent une force dont la fréquence varie linéairement avec la vitesse d'écoulement.

Ces deux phénomènes ont été clairement identifiés et expliquent la présence de forces périodiques, lesquelles expliquent la présence de mouvements vibratoires importants.

3.3 Bilan

Les deux principaux phénomènes découverts, et explicités dans la partie précédente, constitueront les deux premières sections de la discussion proposée en Chapitre 7. Dans la troisième section, le lien entre ces forces périodiques découvertes et la réponse vibratoire (Ricciardi, 2010) sera examiné. Finalement, la correspondance entre les phénomènes observés dans notre faisceau triangulaire normale et les résultats en triangulaire tournée (Zhang, 2007) sera abordée.

Le chapitre 7 précédera la conclusion et les recommandations qui s'appuieront sur des idées pouvant mener au prolongement de ce projet.

Ce chapitre 3 a permis d'expliquer le raisonnement qui nous a amené à réaliser ces expériences et écrire ces articles. Il a aussi permis de montrer le lien entre les trois chapitres à venir et qui constitueront le corps de ce mémoire.

CHAPITRE 4 RÉSULTATS PRÉLIMINAIRES ET IMPACT DES FORCES D'EXCITATION VIBRATOIRE SUR LE MOUVEMENT DES TUBES À L'INTÉRIEUR D'UN FAISCEAU EN CONFIGURATION TRIANGULAIRE NORMAL SOUMIS À DES ÉCOULEMENTS MONOPHASIQUES ET DIPHASIQUES TRANSVERSES

Ce chapitre reprend un article de conférence publié dans *2011 ASME Pressure Vessels and Piping Division Conference* par E. Perrot, N. Mureithi, M. Pettigrew et G. Ricciardi, et ajoute également quelques résultats et analyses préliminaires. Le dispositif expérimental mis en place est celui énoncé dans la Section 3.1.1. De 0% à 90% de taux de vide ont été parcouru lors de ces tests sur un large éventail de vitesse inter-tubes.

Dans un premier temps, et notamment pour ce chapitre, les taux de vide homogènes dont les phénomènes des forces vibratoires sont les plus marqués seront sélectionnés. De toute manière, pour les taux de vide homogènes proches de ceux sélectionnés, les résultats sont quasiment similaires. Ainsi, ce chapitre sera divisé en quatre parties : les résultats obtenus dans l'eau, à 20%, à 50 % et à 80% de taux de vide homogènes. Pour chacune de ces sections, les résultats et les caractéristiques préliminaires seront détaillés. Des comparaisons avec les résultats obtenus pour le mouvement des tubes lors du travail de Ricciardi (2010) et aussi pour la configuration triangulaire tournée (Zhang, 2007) seront aussi entreprises. En effet, les mêmes paramètres, un ratio de pas sur diamètre de 1.5 et un diamètre de tube de 38 mm, ont été utilisés. De plus, la cohérence et l'effet de la position des tubes dans la section d'essais seront présentés à l'intérieur de ces parties. Enfin, une cinquième partie sera ajoutée; celle-ci offrira une analyse sur les paramètres dynamiques, que sont l'amortissement et la masse hydrodynamique, et leurs évolutions en fonction du taux de vide.

Ce chapitre a donc pour but de montrer et d'authentifier la présence de forces vibratoires à l'intérieur d'un faisceau de tube en configuration triangulaire normale soumis à un écoulement diphasique. Son impact sur la réponse vibratoire doit ensuite être démontré. Les premiers traits de caractéristiques importants de ces forces apparaîtront alors.

4.1 Les forces d'excitation vibratoire en écoulement monophasique

4.1.1 Résultats préliminaires

4.1.1.1 Spectres et fréquences des forces périodiques

Les spectres de forces dans la direction de la trainée et de la portance sont montrés à la Figure 4-1. Ces spectres montrent les forces agissant sur le Tube 4. Sauf indications contraires, tous les spectres de forces seront ceux du Tube 4 dans ce chapitre. Deux phénomènes semblent importants : la turbulence et les forces quasi-périodiques.

Les force de turbulences sont effectivement significatives. En écoulement monophasique, l'amplitude des forces de turbulence augmente avec la vitesse au carré. À la Figure 4-1, pour une fréquence supérieure à 20 Hz, les forces de turbulence sont le mécanisme d'excitation dominant. Le second mécanisme d'excitation est la force quasi-périodique. La force se produit dans la direction de la trainée et de la portance. Cependant, la force est deux fois plus importante dans la direction de la portance. En écoulement monophasique, la force périodique est généralement la conséquence de tourbillons alternés. La fréquence de la force périodique augmente linéairement avec la vitesse. La variation de la fréquence en fonction de la vitesse est montrée à la Figure 4-2. Le nombre de Strouhal correspondant est 0.26. Cela correspond aux nombres rencontrés dans d'autres études pour des paramètres de tests similaires (voir la section 5.3.1 pour plus de détails).

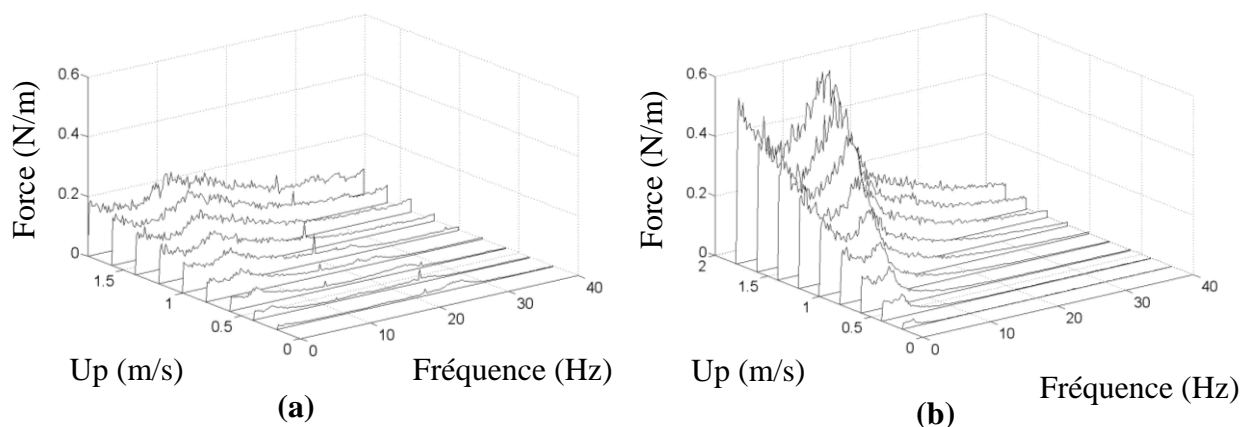


Figure 4-1 : Spectres de force typique en écoulement monophasique: dans la direction (a) de la trainée et (b) de la portance

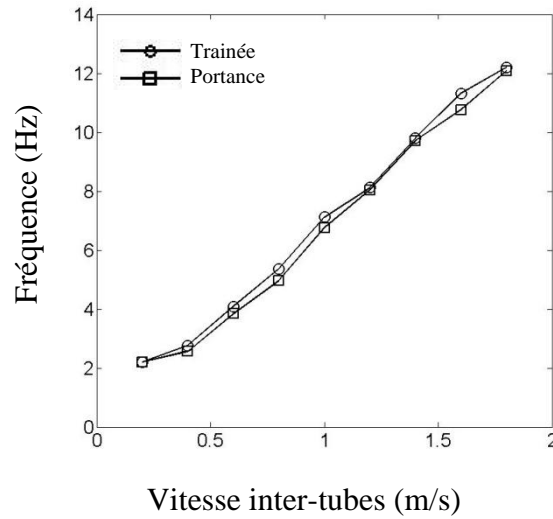


Figure 4-2 : Fréquence de la force périodique en fonction de la vitesse en écoulement monophasique

4.1.1.2 Forces rms

La force rms est montrée à la Figure 4-3; cette force est définie comme :

$$F_f(rms) = \sqrt{\int PSD df} \quad (4.1)$$

où PSD est la puissance de densité spectrale et f la fréquence.

Cette force rms comprend une composante de turbulence et une de la force périodique. Les forces augmentent avec la vitesse dans la direction de la trainée et de la portance. L'amplitude de la force est deux fois plus importante dans la direction de la portance que dans celle de trainée. Pour un cylindre isolé soumis à un écoulement monophasique, les forces induites par un détachement tourbillonnaire sont plus importantes dans la direction de la portance ce qui semble donc également être le cas dans ce faisceau de tube. Pour le cylindre isolé, la fréquence des détachements tourbillonnaires est double dans la direction de la portance. En revanche, dans la présente étude, les fréquences des détachements tourbillonnaires semblent identiques dans la direction de la trainée et de la portance.

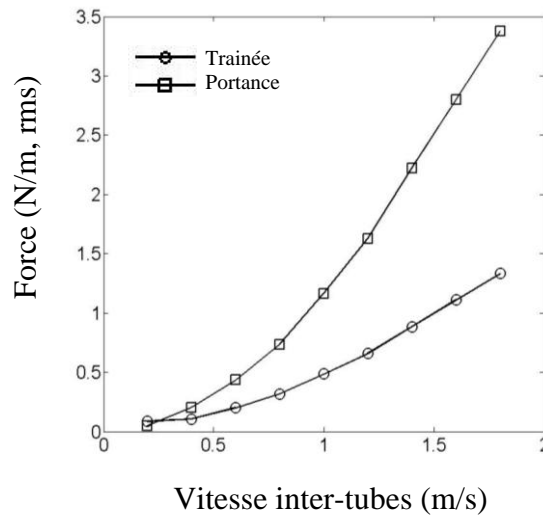


Figure 4-3 : Force rms en fonction de la vitesse en écoulement monophasique

4.1.2 Comparaison avec les résultats obtenus pour l'étude des mouvements vibratoires des tubes

La réponse vibratoire d'un faisceau flexible a été étudiée par Ricciardi (2010). Dans cette étude, les tubes ont la possibilité de bouger dans une seule direction (soit purement en trainée soit en portance). Les résultats typiques sont présentés à la Figure 4-4. La fréquence naturelle des tubes dans cette étude est de 10.6 Hz. Un pic, à environ 0.9 m/s dans la direction de la portance et 1.2 m/s dans la direction de la trainée, est observé. A cette vitesse, la fréquence du détachement tourbillonnaire est proche de la fréquence naturelle du tube, c'est pourquoi ce pic peut être attribué à la résonance. Dans la direction de la trainée, on observe un second pic à environ 1.5 m/s. Pour un cylindre isolé libre de bouger dans la seule direction de la trainée et sujet à un écoulement monophasique, des tourbillons dit symétriques ont déjà été observés (Kaneko et al., 2008). Ce même phénomène se reproduit alors peut être à l'intérieur du faisceau. L'espace important laissé à l'arrière des tubes dans ce faisceau pourrait expliquer la possible présence de ce type de tourbillons.

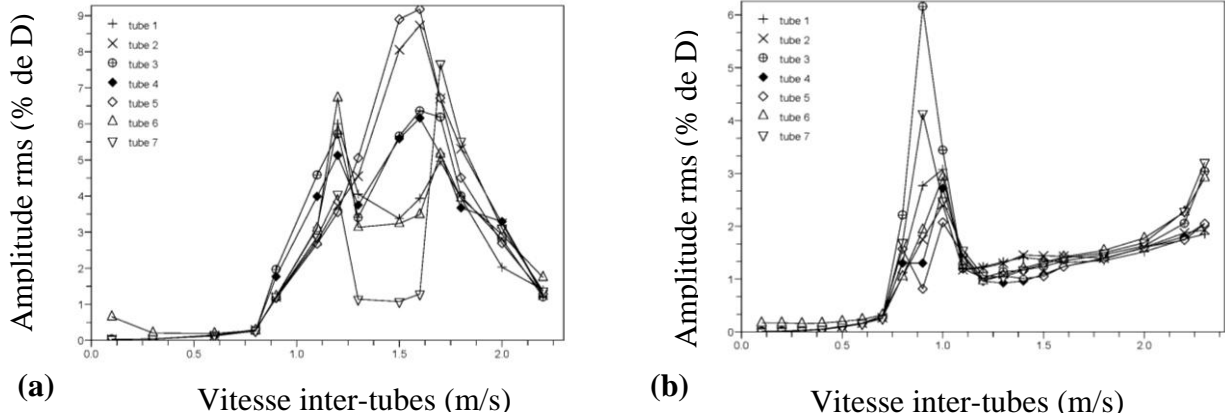


Figure 4-4 : Amplitude rms en % du diamètre du tube pour un écoulement d'eau dans la direction (a) de la trainée et (b) de la portance (Ricciardi, 2010)

4.1.3 Résultats et analyses complémentaires pour les écoulements monophasiques

4.1.3.1 Coefficients statiques et dynamiques

Les coefficients statiques et dynamiques des forces sont définis par:

$$C_{Ds} = \frac{2 F_{Ds}}{\rho_l U_\infty^2 l D} \quad (4.2)$$

$$C_{Ls} = \frac{2 F_{Ls}}{\rho_l U_\infty^2 l D} \quad (4.3)$$

$$C_{Df} = \frac{2 F_{Df-rms}}{\rho_l U_\infty^2 l D} \quad (4.4)$$

$$C_{Lf} = \frac{2 F_{Lf-rms}}{\rho_l U_\infty^2 l D} \quad (4.5)$$

où ρ_l est la masse volumique du fluide, D le diamètre du tube, l la longueur du tube et U_∞ la vitesse en aval de la section d'essais. Les indices D et L correspondent, respectivement, à la direction de trainée (drag en anglais) et de portance (lift), et f et s , respectivement, dynamiques (fluctuating) et statique (steady).

Le coefficient statique C_{Ds} dans la direction de trainée est présenté à la Figure 4-5 pour la configuration triangulaire normale. Le coefficient dépend du nombre de Reynolds (les paramètres sont basés sur la vitesse en aval) et décroît avec celui-ci. Dans la direction de la portance, le coefficient est 0 due à la symétrie de la section dans cette direction. Par comparaison, le coefficient dans un faisceau de tube en configuration triangulaire tournée est aussi montré à la Figure 4-5 (Shariary, 2007). Dans cette configuration le coefficient est quasi-constant (à environ 3.5) alors qu'en configuration triangulaire normale, il semble plus fortement dépendant du nombre de Reynolds. Ceci peut être dû au fait qu'en configuration triangulaire tournée le fluide a tendance à s'écouler en majorité au sein d'un chemin inter-tubes (Zhang, 2008) alors que dans la présente configuration, la voie d'écoulement est plus tortueuse. Ainsi, l'effet d'inertie et de viscosité du fluide, définissant le Nombre de Reynolds, a plus d'impact en configuration triangulaire normale.

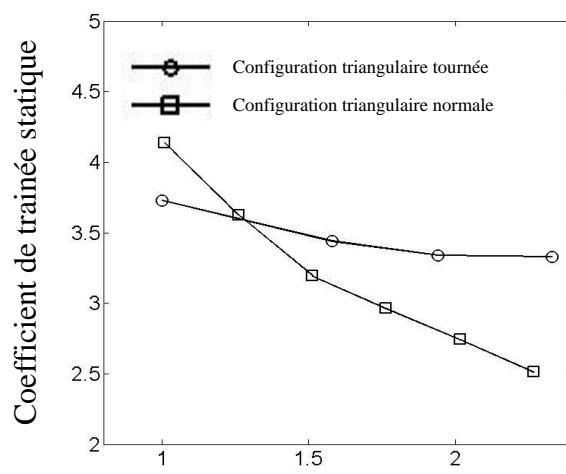


Figure 4-5 : Coefficient de traînée statique en configuration triangulaire normale et tournée

Les coefficients de trainée et de portance dynamique sont présentés à la Figure 4-6. Pour un pas sur diamètre de 1.5, le coefficient dynamique dans la direction de portance est environ 0.6 (0.067 basé sur la vitesse inter-tubes) ce qui est typique pour ce type de faisceau (Pettigrew, 1994). Dans la direction de la trainée, le coefficient est inférieur à environ 0.3.

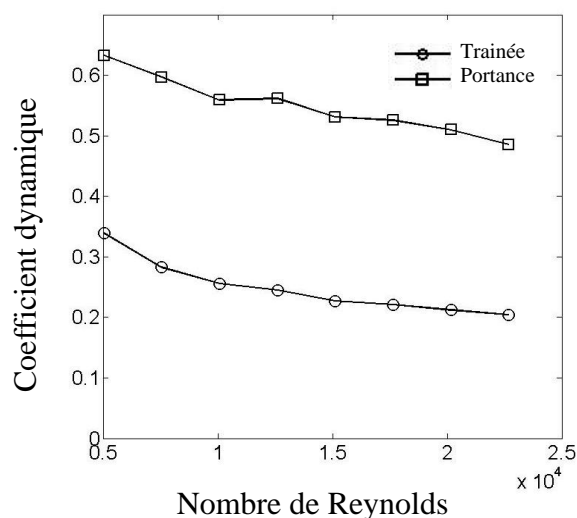


Figure 4-6 : Coefficient dynamique dans la direction de traînée et de portance pour les tubes intérieurs

4.1.3.2 Positions du cylindre et cohérence dans le faisceau de tube

L'effet de la position du cylindre sur les forces d'excitation est important. Les spectres typiques pour les cylindres situés en amont, en aval et à l'intérieur du faisceau sont montrés à la Figure 4-7. L'amplitude des forces dans la direction de la portance et de la trainée est inférieure pour les tubes situés en amont que pour ceux situés en aval de la section. Les tourbillons semblent donc se développer dans un espace réduit à l'intérieur du faisceau.

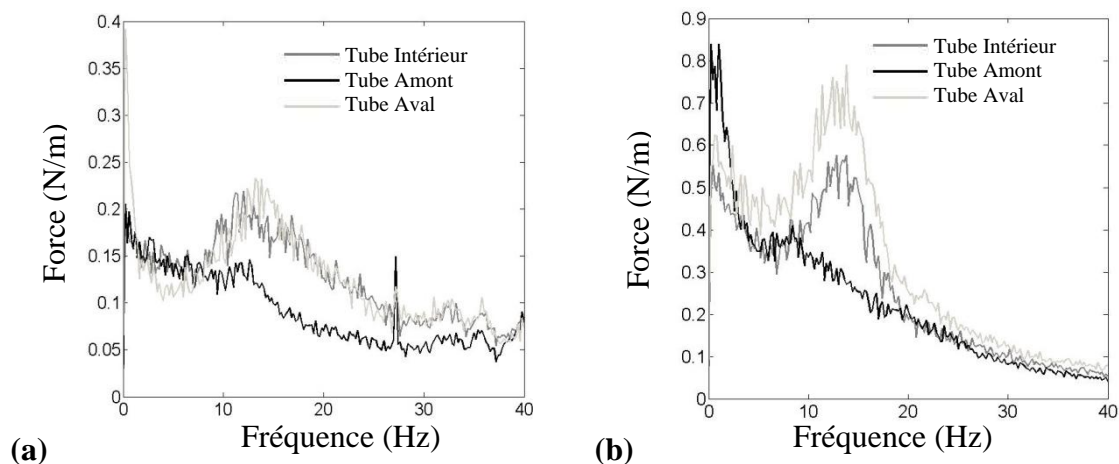


Figure 4-7 : Comparaison des spectres de force à 1.8 m/s dans la direction (a) de la traînée et (b) de la portance

La cohérence entre les tubes 2, 3 et 4 est présentée en Figure 4-8 et Figure 4-9 pour une vitesse inter-tubes de 1.8 m/s pour la trainée et la portance. Cette cohérence est très faible de 0 à 30 Hz. Même pour les fréquences autour de la force périodique, elle ne dépasse pas les 0.1 en trainée et les 0.3 en portance. Ceci prouve que le phénomène de tourbillons alternés est plutôt propre à chaque tube. Ce n'est pas un phénomène lié au faisceau qui provoque cette périodicité en écoulement monophasique.

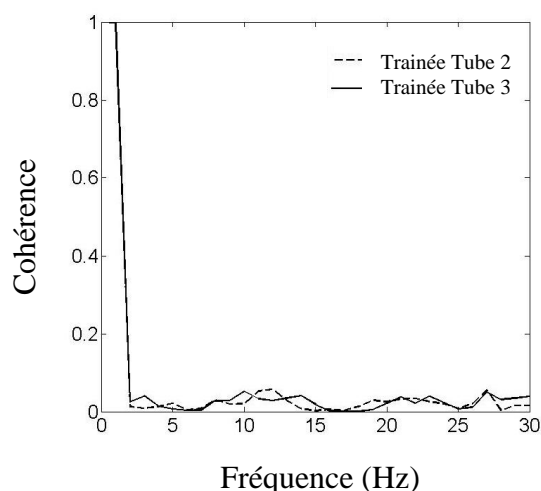


Figure 4-8 : Cohérence avec la trainée du Tube 4 à 1.8 m/s

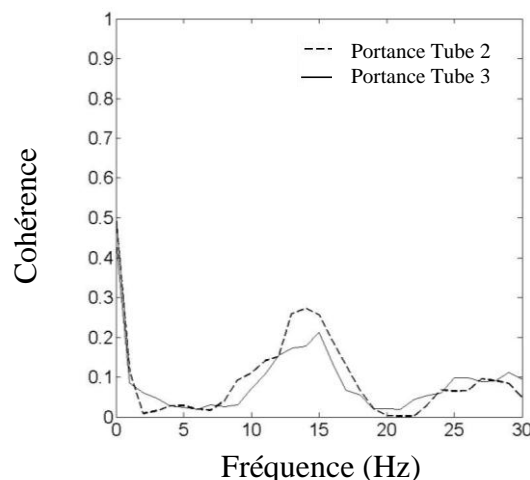


Figure 4-9 : Cohérence avec la portance du Tube 4 à 1.8 m/s

4.1.3.3 Couplages des forces

Nous analysons maintenant le déplacement maximum des tubes et non plus la force. Les tubes sont fixes à une extrémité et libre à l'autre. L'étude se fait pour une plus large bande de fréquence (0-160 Hz). La réponse naturelle du tube entre maintenant en compte (la fréquence naturelle étant de 68 Hz dans l'eau). Les résultats typiques sont montrés à la Figure 4-10. À basses fréquences, le déplacement causé par les tourbillons alternés est observé. A la fréquence naturelle, le déplacement est maximum (1.2 mm), c'est la résonance. Cependant, dans la direction de trainée, pour des fréquences légèrement inférieures et légèrement supérieures à la fréquence naturelle, deux pics inattendus ont été observés (le déplacement allant jusqu'à 0.3 mm). Dans la direction de portance, seulement un pic est observé pour une fréquence supérieure à

la fréquence naturelle. Les fréquences de ces différents pics sont présentées à la Figure 4-11 pour les tubes intérieurs.

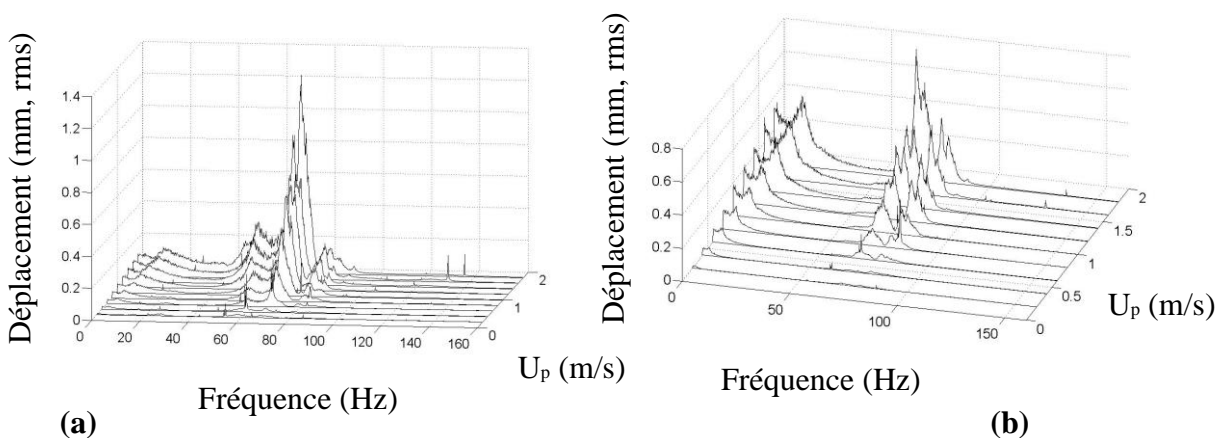


Figure 4-10 : Déplacements maximum typiques pour un tube intérieur dans la direction (a) de la trainée et (b) de la portance (Ricciardi, 2010)

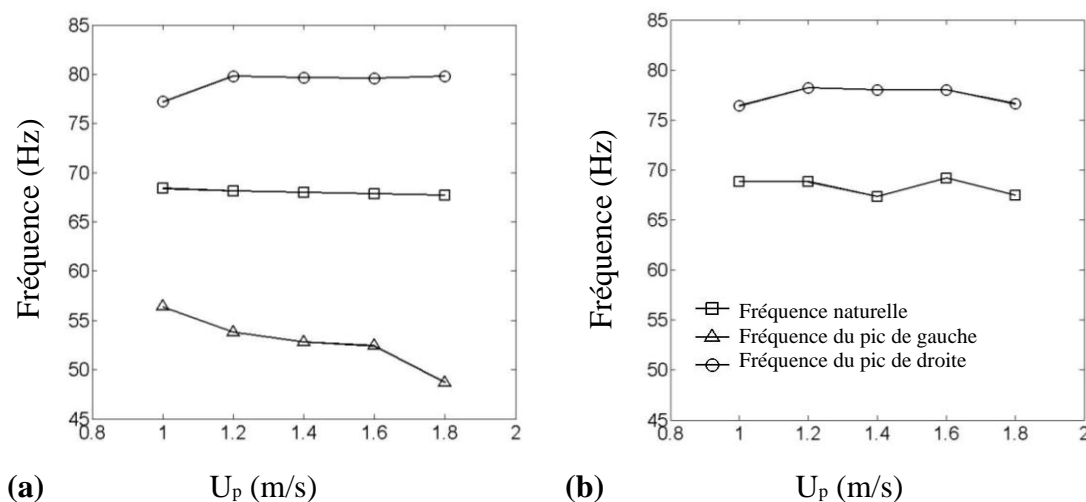


Figure 4-11 : Fréquences pour les pics autour de la fréquence naturelle dans la direction (a) de la trainée et (b) de la portance

Cette excitation inattendue pourrait être causée par la non-linéarité due au phénomène de tourbillons alternés. Cette non-linéarité couplée à la réponse naturelle du tube provoquerait ces déplacements. Des études montrent que le détachement tourbillonnaire agit comme une vague

oscillante (Birkhoff, 1957). Nous faisons l'hypothèse que la dynamique des tourbillons est décrite par une simple variable fluide q . Les tourbillons alternés peuvent ainsi être modélisés par un oscillateur non-linéaire satisfaisant l'équation de Van de Pol (Nayfeh, 1993).

Cet oscillateur est couplé avec le mouvement Y du tube (Facchinetti, 2004) :

$$\ddot{q}(T) + \alpha \omega_{per} (q^2(T) - 1) \dot{q}(T) + \omega_{per}^2 q(T) = A \ddot{Y}(T) \quad (4.6)$$

où A est une constante de couplage et α la constante de non-linéarité

On introduit les variables adimensionnelles $t = \omega_n T$ et $y = Y/D$. Une excitation aléatoire $r(t)$ représentant la turbulence est également ajoutée. On obtient les équations suivantes :

$$\ddot{y}(t) + 2\xi \dot{y}(t) + y(t) = Mq(t) + \frac{B}{(m_s + m_h)D} r(t) \quad (4.7)$$

$$\ddot{q}(t) + \alpha \Omega (q^2(t) - 1) \dot{q}(t) + \Omega^2 q(t) = A \ddot{y}(t) \quad (4.8)$$

où B est la moyenne de la force rms de turbulence, Ω le ratio de fréquence et D le diamètre du tube. M définit le couplage avec les tourbillons alternés et peut être donné par la relation (Facchinetti, 2004) :

$$M = \frac{C_L}{2} \frac{\rho_l D^2}{8\pi^2 St^2 (m_t + m_h)} \quad (4.9)$$

où C_L est le coefficient de portance, St le nombre de Strouhal et ρ_l la masse volumique du liquide.

Dans l'étude numérique, les constantes B , m_t , m_h , ξ et St sont fixées d'après les données obtenues expérimentalement. Pour A , α et M , les mêmes valeurs que Facchinetti ont été utilisées :

$$A = 12 \quad (4.10)$$

$$\alpha = 0.3 \quad (4.11)$$

$$M = \frac{0.05 \rho_l D^2}{(m_t + m_h)} \quad (4.12)$$

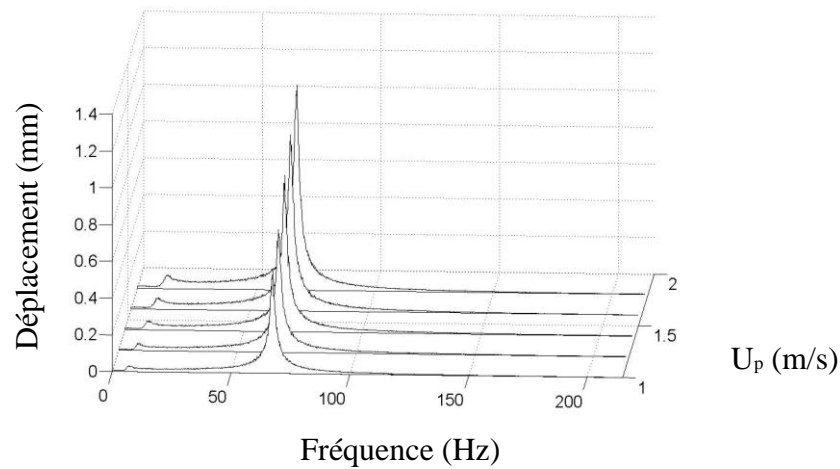


Figure 4-12 : Étude numérique sur le déplacement maximum d'un tube isolé entre 0 et 220 Hz

Pour ces paramètres, les résultats numériques sont présentés à la Figure 4-12. L'amplitude et les fréquences de la force périodique ainsi que le pic de résonance sont assez similaires aux résultats expérimentaux. Toutefois, les deux pics autour de la résonance ne sont pas présents. Les valeurs données par Facchinetti pour les constantes sont, en réalité, utilisées pour un tube isolé. Par conséquent, les résultats numériques obtenus s'apparentent plutôt à un cylindre isolé.

Cependant, nous allons nous appuyer sur cette étude pour essayer d'aboutir aux résultats pour un faisceau de tubes. Effectivement, des tourbillons ont également été observés dans un faisceau (Weaver et Feenstra, 2003). Les mêmes équations doivent donc être vérifiées. Toutefois, l'espace est beaucoup plus confiné dans un faisceau, ainsi l'effet du fluide devrait avoir un impact beaucoup plus important sur le mouvement du tube. Nous décidons donc d'augmenter les constantes de couplages et aussi celle de non-linéarité de manière à s'approcher des résultats expérimentaux.

La valeur des constantes finalement choisie, après plusieurs essais numériques, est présentée ci-dessous :

$$A' = 6.5A \quad (4.13)$$

$$M' = 3M \quad (4.14)$$

$$\varepsilon' = 0.5 \quad (4.15)$$

Les forces aléatoires ont été nettement diminuées pour cette étape afin de voir plus clairement l'effet de couplage. Les résultats sont montrés à la Figure 4-13. Avec ces nouvelles conditions, certains pics inattendus apparaissent. Cependant, ce n'est pas exactement les mêmes fréquences et amplitudes que celles espérées. Ainsi, l'origine de ces deux pics obtenus expérimentalement est probablement due à cette interaction non-linéaire entre les tourbillons et la réponse naturelle du tube. Toutefois, des études complémentaires et beaucoup plus ciblées sur ce phénomène seront nécessaires. De plus, des équations peut être plus approfondies devront être utilisées pour décrire ce phénomène.

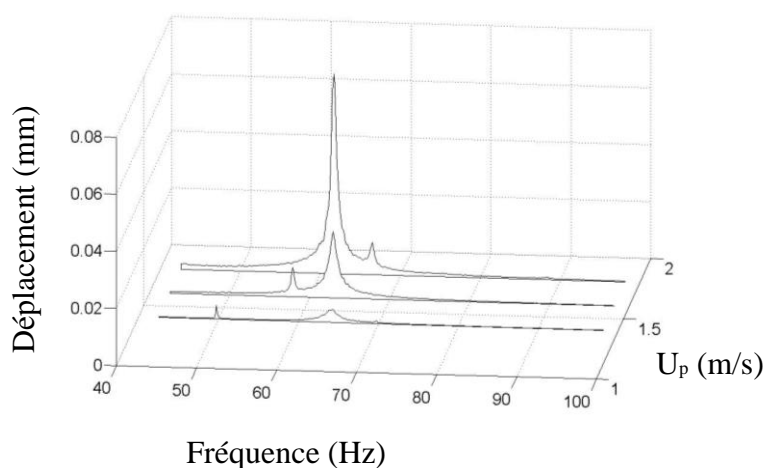


Figure 4-13 : Étude numérique du déplacement maximum pour un tube à l'intérieur d'un faisceau entre 40 et 100 Hz

À ceux-ci s'ajoutent le fait que le confinement n'est pas le seul facteur influant. Les forces agissant sur les tubes voisins semblent aussi intervenir. La Figure 4-14 présente la cohérence entre les tubes 2, 3 et 4 entre 40 Hz et 90 Hz pour 1.8 m/s. On peut s'apercevoir que la cohérence entre les tubes devient très importante pour les fréquences autour de la résonance, alors qu'elle était quasi-nul à basses fréquences (voir Figure 4-8 et Figure 4-9). Cette cohérence est quasiment de 0.95 autour de 50 Hz et 82 Hz. C'est à ces fréquences que les deux pics inattendus agissent. On observe par ailleurs, qu'autour de 68 Hz, la cohérence est de nouveau très faible. Ainsi, le couplage entre les tourbillons et la réponse naturelle du tube à l'intérieur d'un faisceau est un phénomène très complexe car l'influence des tubes voisins est également à prendre en compte.

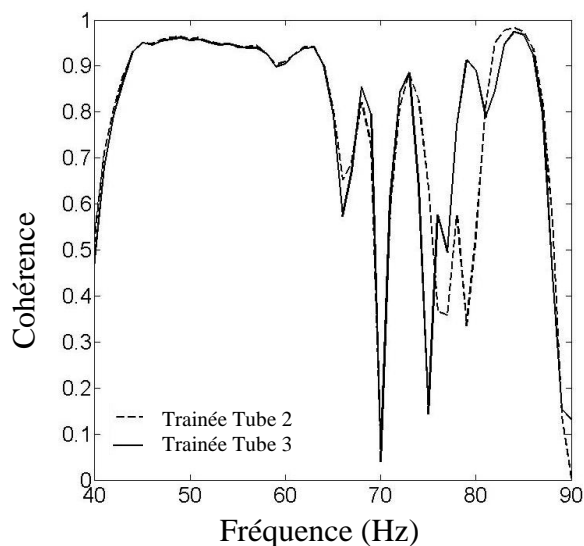


Figure 4-14 : Cohérence avec la trainée du Tube 4 à 1.8 m/s entre 40Hz et 90 Hz

4.2 Les forces d'excitation vibratoire à 20% de taux de vide

4.2.1 Spectres et caractéristiques préliminaires

4.2.1.1 Spectres et fréquences périodiques

Les spectres de forces typiques pour un taux de vide homogène de 20% sont présentés en Figure 4-15. Les forces sont moins élevées en amplitude que dans le cas d'un écoulement composé uniquement d'eau. À basses vitesses, de 0.2 à 0.6 m/s, les forces sont toutefois importantes, il semble notamment avoir un effet de turbulence significatif. À plus haute vitesse, on observe une force quasi-périodique dont la fréquence dépend de la vitesse dans la direction de la portance et une force dont la fréquence dominante est quasi-constante dans la direction de la trainée. La fréquence dominante dépendante de la vitesse est montrée à la Figure 4-16. Le pic est moins net que lors de l'écoulement monophasique, ainsi les valeurs des fréquences sont parfois approximatives. La fréquence dépend quasi-linéairement de la vitesse, ce qui donne un nombre de Strouhal de 0.21. Cette force quasi-périodique est donc moins importante que dans l'eau, cependant, elle est probablement encore due à la formation de tourbillons alternés à bas taux de vide car les nombres de Strouhal sont similaires.

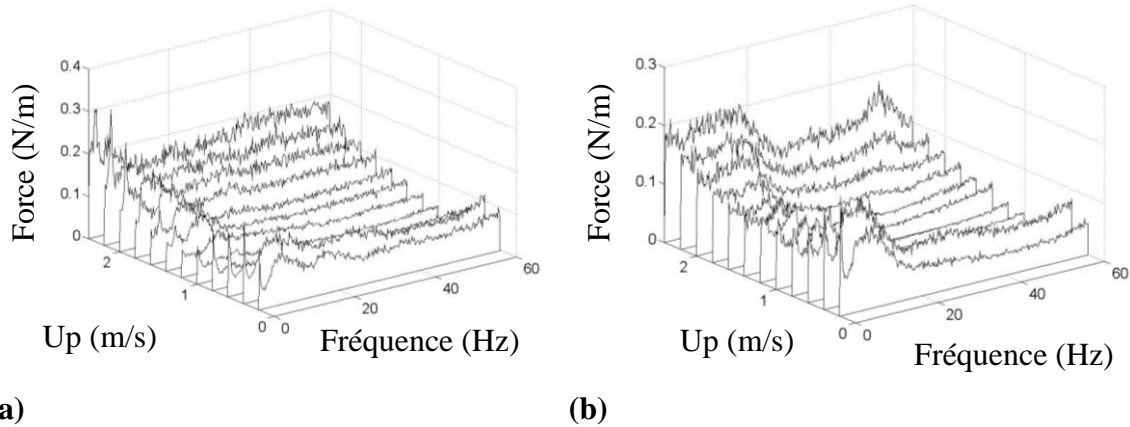


Figure 4-15 : Spectre de force typique à 20% de taux de vide homogène : dans la direction (a) de la trainée et (b) de la portance

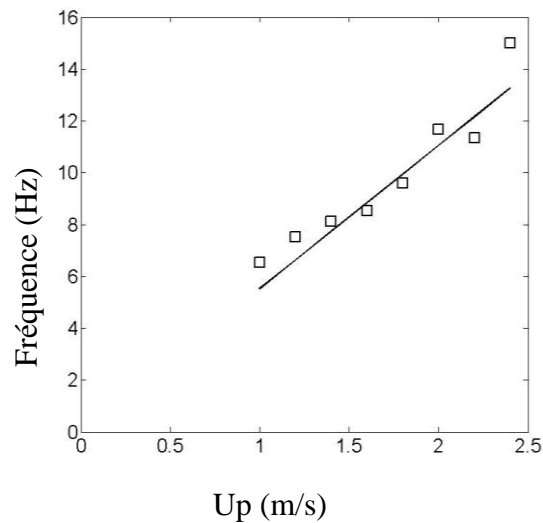


Figure 4-16 : Fréquence de la force périodique en fonction de la vitesse pour la portance à 20% de taux de vide homogène

4.2.1.2 Forces rms

La force rms est représentée à la Figure 4-17. Les forces sont maintenant similaires en trainée et en portance. À 0.4 m/s, la force rms montre un maximum local causé par les hautes turbulences à basses vitesses. De manière générale, la force rms comprend la turbulence mais elle comprend aussi la force périodique en portance et la force à fréquence constante en trainée.

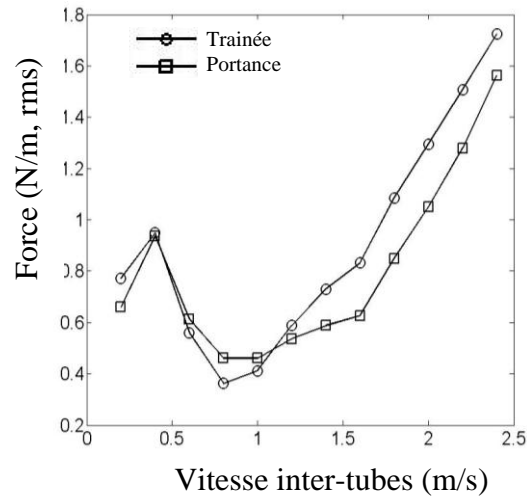


Figure 4-17 : Force rms en fonction de la vitesse
à 20% de taux de vide homogène

4.2.1.3 Positions du cylindre et cohérence dans le faisceau de tube

L'effet de la position des cylindres dans le faisceau sur les forces d'excitations est assez important à 20% de taux de vide homogène. Les spectres pour les cylindres situés en aval, en amont et à l'intérieur du faisceau sont montrés à la Figure 4-18. Dans la direction de la trainée, il n'y a pas d'effet significatif de la position du tube. En revanche dans la direction de la portance, à l'instar de l'écoulement monophasique, la force périodique semble s'intensifier tout au long du faisceau puisqu'elle devient plus importante en aval qu'en amont.

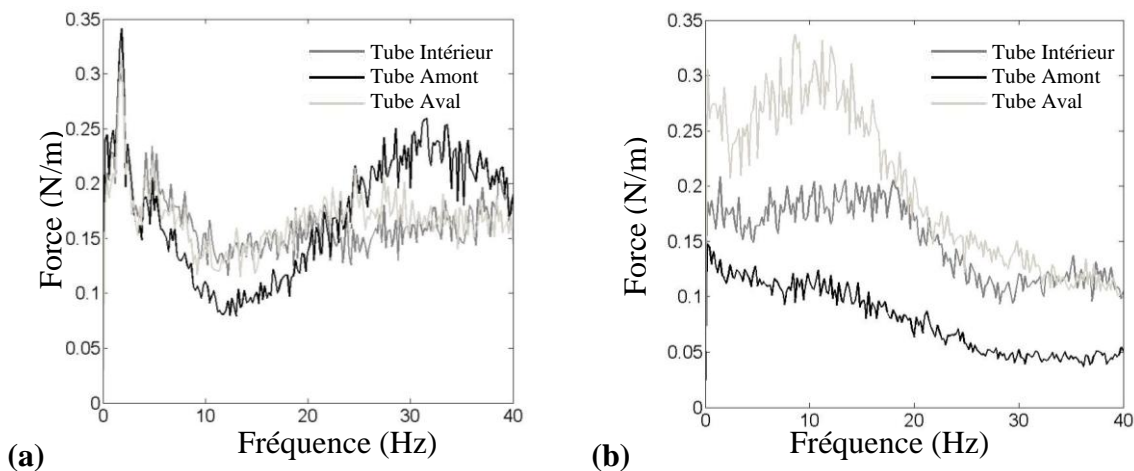


Figure 4-18 : Comparaison des spectres de force à 2.4 m/s dans la direction (a) de la trainée et (b) de la portance pour 20% de taux de vide homogène

La cohérence est présentée à la Figure 4-19 pour la portance. Elle est similaire aux résultats obtenus en écoulement monophasique, ce qui accrédite la thèse que ce sont les mêmes phénomènes (tourbillons alternés) qui se déroulent.

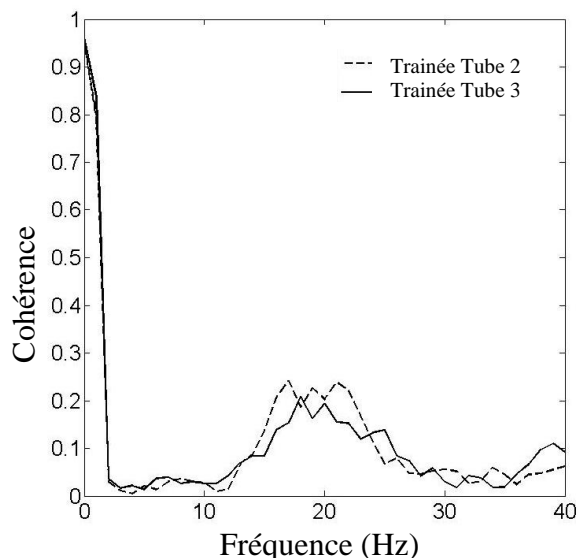


Figure 4-19 : Cohérence avec la trainée du Tube 4 à 2.4 m/s pour 20% de taux de vide homogène

4.2.2 Comparaison avec les résultats obtenus pour l'étude des mouvements vibratoires des tubes

Les résultats obtenus par Ricciardi (2010) sont présentés à la Figure 4-20. À 20% de taux de vide, la fréquence naturelle de ces tubes est de 12.7 Hz. À 0.4 m/s, dans les directions de trainée et de portance, le mouvement vibratoire des tubes observe un pic (déplacement jusqu'à 0.9 % du diamètre du tube). Ce pic est probablement causé par les fortes turbulences à ces vitesses et, il est à mettre en corrélation avec le pic observé pour les forces rms à la Figure 4-20. Dans la direction de la trainée, de 1.0 à 2.4 m/s, l'amplitude des vibrations augmentent linéairement. Cette augmentation linéaire provient probablement du pic à fréquence quasi-constante observé. Dans la direction de la portance, l'amplitude augmente très fortement de 2.0 à 2.4 m/s due à l'instabilité fluide-élastique.

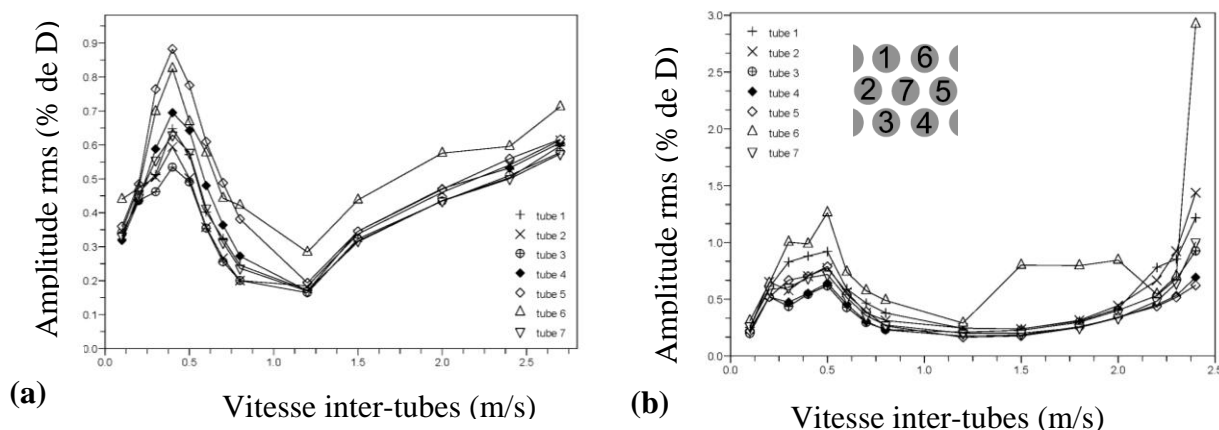


Figure 4-20 : Amplitude rms en % du diamètre du tube pour 20% de taux de vide homogène dans la direction (a) de la trainée et (b) de la portance (Ricciardi, 2010)

4.3 Les forces d'excitation vibratoire à 50% de taux de vide

4.3.1 Spectres et caractéristiques préliminaires

4.3.1.1 Spectres et fréquences dominantes

Les spectres de forces typiques pour un taux de vide homogène de 50% sont présentés à la Figure 4-21. Les forces sont très nettement supérieures notamment en comparaison à celles mesurées à 20% de taux de vide homogène. Des forces quasi-périodiques agissent dans les directions de trainée et de portance mais sont, cependant, prédominantes dans la première citée. Ces forces quasi-périodiques se définissent par des pics très nets (3.2 N/m à 3.6 m/s et 66 Hz). La fréquence dominante de ces pics est d'ailleurs présentée à la Figure 4-23. Cette fréquence dépend linéairement de la vitesse, et le nombre de Strouhal correspondant est d'environ 0.68. À 40% et 60% de taux de vide homogène, la force quasi-périodique reste très marquée, toutefois, les pics ont une amplitude plus faible. Un second phénomène est significatif : une force, dont la fréquence dominante est quasi-constante, qui se développe plus particulièrement dans la direction de la trainée. Les fréquences dominantes de ces forces, dans les directions de trainée et de portance, sont montrées à la Figure 4-22. De 1.5 m/s à 3.6 m/s, les fréquences restent dans une fourchette de 3 à 6 Hz. Ces fréquences sont néanmoins proches de 9 Hz pour les basses vitesses (0-1.2m/s).

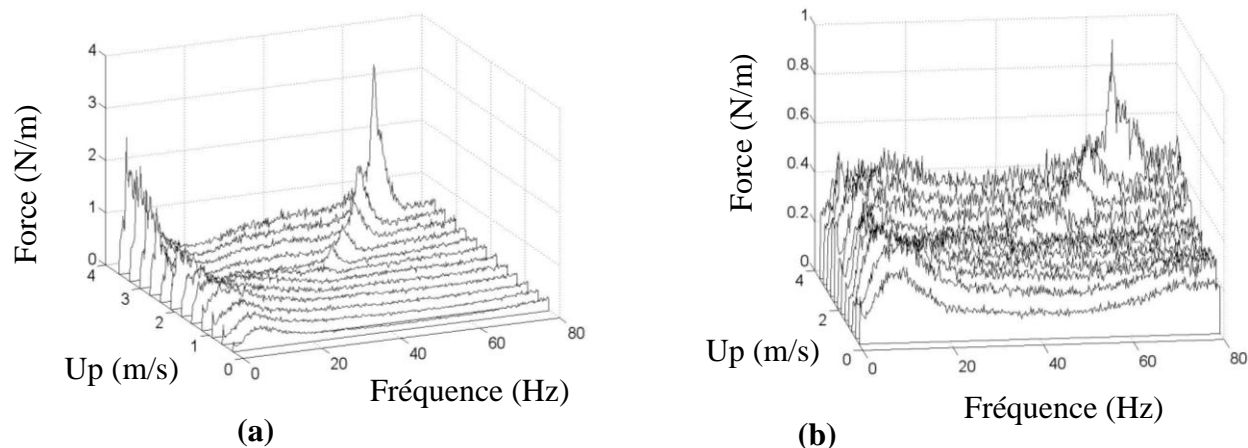


Figure 4-21 : Spectre de force typique à 50% de taux de vide homogène: dans la direction(a) de la trainée et (b) de la portance

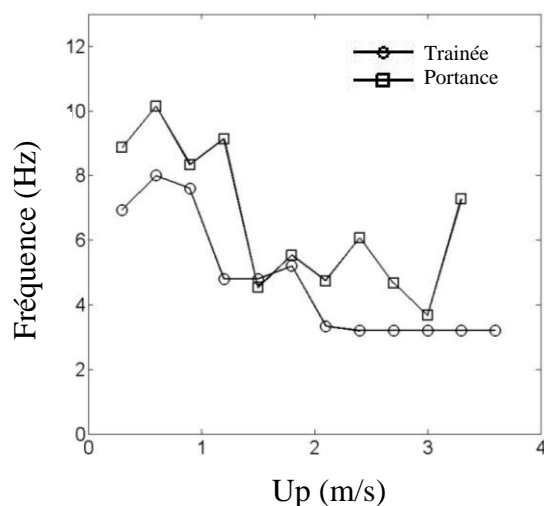


Figure 4-22 : Fréquence dominante de la force à basses fréquences fonction de la vitesse à 50% de taux de vide homogène

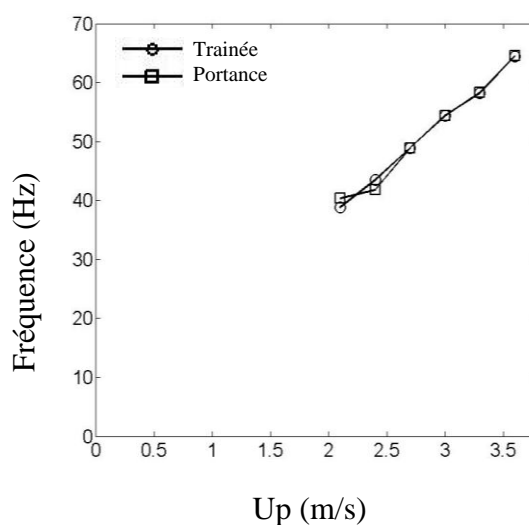


Figure 4-23 : Fréquence de la force périodique en fonction de la vitesse à 50% de taux de vide homogène

4.3.1.2 Forces rms

La force rms est représentée à la Figure 4-24. Cette force dynamique est maintenant plus grande dans la direction de la trainée que de la portance. De 0 m/s à 2.0 m/s, la force augmente constamment, de 2 N/m à 4 N/m dans la direction de la portance, et de 2 n/m à 7 N/m dans la direction de trainée. À ces vitesses, les forces dynamiques sont principalement composées de la

force à fréquence constante et de la force de turbulence. Près de 2.5 m/s, une diminution de la force rms est visible. Celle-ci est probablement provoquée par un changement de condition d'écoulement. De 2.5 m/s à 3.6 m/s, la force dépendante de la vitesse incite à une augmentation rapide de la force rms.

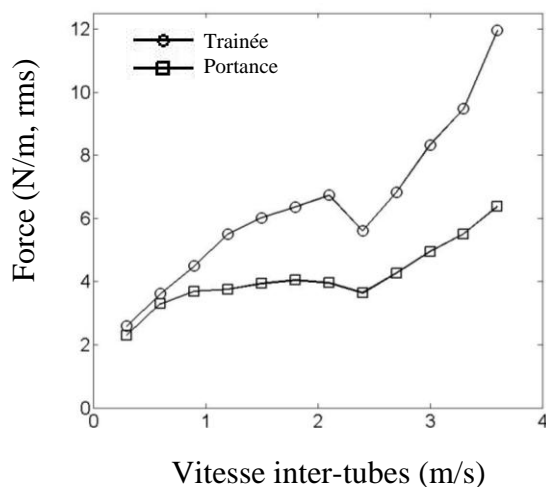


Figure 4-24 : Force rms en fonction de la vitesse à 50% de taux de vide homogène

4.3.1.3 Position du cylindre et cohérence dans le faisceau de tube

L'effet de la position du cylindre à l'intérieur du faisceau de tube est présenté pour 3.6 m/s à la Figure 4-25. Dans la direction de la trainée, il n'y a pas d'effet significatif de la position du cylindre sur les forces périodiques. En revanche, dans la direction de la portance, la force périodique à 66 Hz augmente en amplitude le long du faisceau. Pour la force à fréquences quasi-constantes et basses, son amplitude semble plutôt s'amoinrir le long du faisceau. Ainsi, il est confirmé que la force dépendant de la vitesse se développe le long des tubes. Pour la force à basses fréquences, il semble plutôt que le phénomène se déroule de manière plus intense à la base du faisceau.

La cohérence entre la force de trainée du Tube 4 et la force de ces tubes voisins à 1.8 m/s et 3.6 m/s est montré à la Figure 4-26. De 0 à 15 Hz, la cohérence est au delà de 0.7. À plus hautes fréquences, la cohérence diminue. Cependant, à 3.6 m/s, la cohérence est de 0.9 à la fréquence dominante de la force quasi-périodique. Ainsi, cette force périodique est probablement due à un phénomène qui se propage d'un tube à ces voisins.

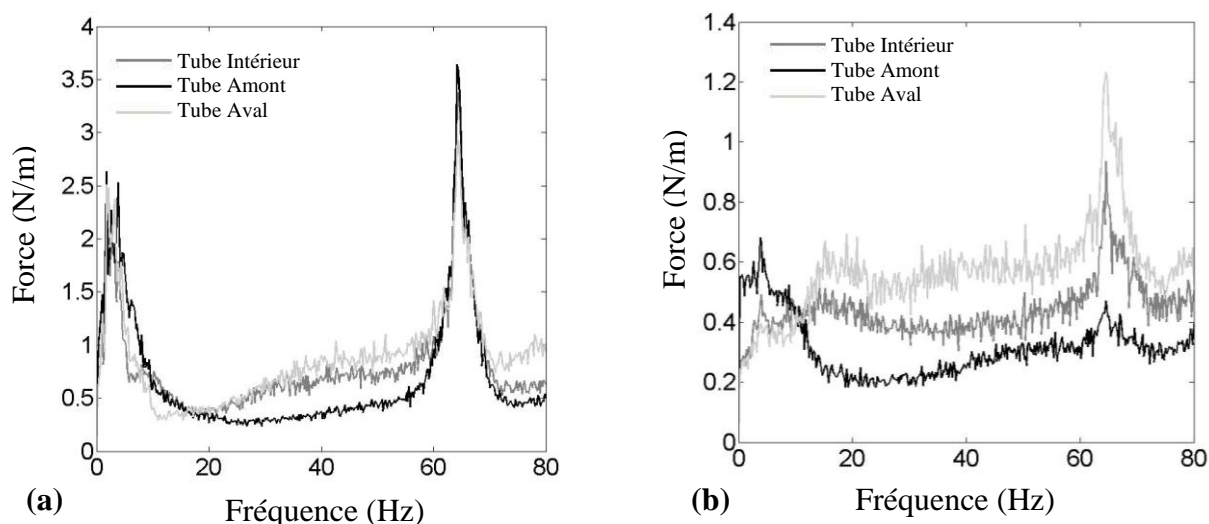


Figure 4-25 : Comparaison des spectres de force à 3.6 m/s dans la direction (a) de la trainée et (b) de la portance pour 50% de taux de vide homogène

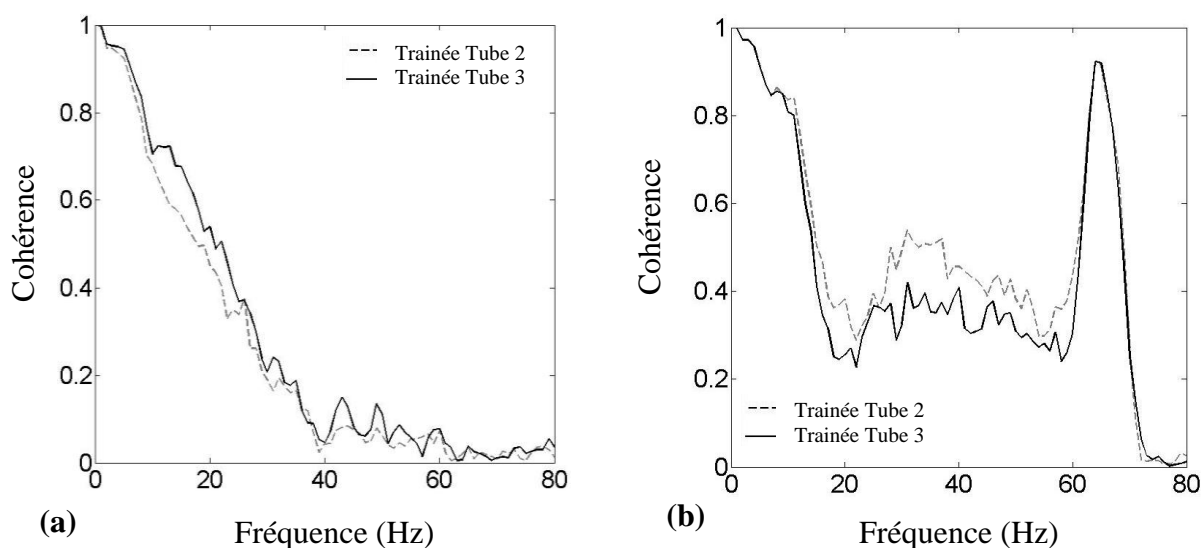


Figure 4-26 : Cohérence avec la trainée du Tube 4 à (a) 1.8 m/s et (b) 3.6 m/s pour 50% de taux de vide homogène

4.3.2 Comparaison avec les résultats obtenus pour l'étude des mouvements vibratoires des tubes

Les résultats vibratoires obtenus par Ricciardi (2010) pour 50% de taux de vide homogène sont présentés à la Figure 4-27. La fréquence naturelle des tubes est dans ce cas 13.8 Hz.

Dans les directions de portance et trainée, un premier pic est observé au alentour de 0.7 m/s. À cette vitesse, dans les spectres de forces, la fréquence dominante du premier pic atteint un maximum (entre 7 et 10 Hz) comme le montre la Figure 4-22. Ainsi, la fréquence de la force se rapproche assez nettement de la fréquence naturelle des tubes de l'étude vibratoire de Ricciardi. C'est ainsi que l'excitation devient plus importante, ceci cause donc probablement le premier pic de réponse observé par Ricciardi.

Un second pic apparaît près de 1.8 m/s. Ce pic correspond à celui observé pour la force rms à la Figure 4-24 et provient donc de la force à fréquences constantes et de la force de turbulence. La corrélation entre la force et la réponse est donc forte. De 2.0 m/s à 2.5 m/s, un changement de régime d'écoulement a été observé, celui-ci est relié à la baisse de la force rms, mais aussi de la réponse vibratoire comme on peut le voir à la Figure 4-27. Ensuite, de 2.5 m/s à 3.6 m/s, les amplitudes vibratoires montrent une tendance ascendante dans la direction de la trainée provenant très probablement de la force dépendante de la vitesse. Dans la direction de la portance, l'amplitude augmente très fortement ce qui résulte d'une instabilité fluide-élastique.

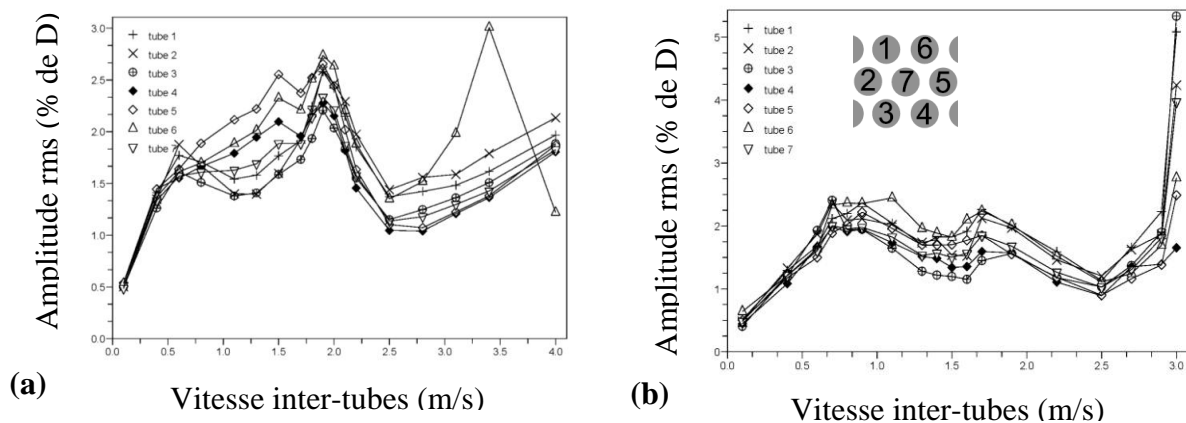


Figure 4-27 : Amplitude rms en % du diamètre du tube pour 50% de taux de vide homogène dans la direction (a) de la trainée et (b) de la portance (Ricciardi, 2010)

4.3.3 Comparaison avec les spectres de forces en configuration triangulaire tournée pour 50% de taux de vide homogène

Les forces trouvées en configuration triangulaire normale vont maintenant être comparées à celles en configuration triangulaire tournée (Zhang, 2007). Les spectres de forces sont rappelés à la Figure 4-28 pour la configuration triangulaire tournée. Tout d'abord, une force, dont la fréquence dominante est basse et quasi-constante, est très significative dans la direction de la trainée. La fréquence diminue dans un premier temps et ensuite stagne autour de 4 Hz. Ce comportement est très similaire à celui du faisceau triangulaire normal. Un autre type de force est observé de manière prédominante dans la direction de la portance. Celui-ci à une fréquence dominante linéairement dépendante à la vitesse. Dans la configuration triangulaire normale, le même type de force a été observé, mais l'amplitude des forces étaient dominante dans la direction de la trainée. De plus, en configuration triangulaire tournée, la fréquence dominante est nettement plus faible que pour la configuration normale (entre 8 Hz et 16 Hz contre 40 Hz à 70 Hz pour les mêmes gammes de vitesses).

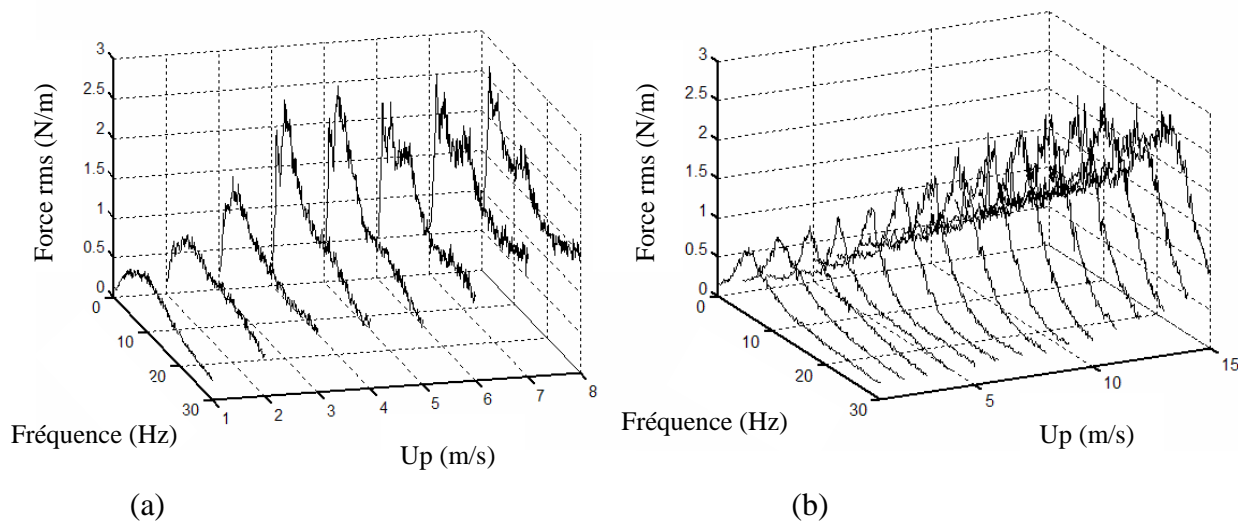


Figure 4-28 : Spectres typiques des forces pour un taux de vide homogène de 50% dans la direction (a) de la portance et (b) de la trainée en configuration triangulaire tournée (Zhang, 2007)

4.4 Les forces d'excitation vibratoire à 80% de taux de vide

4.4.1 Spectres et caractéristiques préliminaires

4.4.1.1 Spectres et fréquences dominantes

La Figure 4-29 montre les spectres de forces typiques pour 80% de taux de vide homogène. Les forces sont plus marquées dans la direction de la trainée avec même des périodicités bien définies à basses fréquences. Les fréquences dominantes sont présentées à la Figure 4-30. Celles-ci sont quasi-constantes pour des vitesses allant de 2 m/s à 4 m/s. La fréquence est d'environ 3.5 Hz dans la direction de la trainée (à cette fréquence l'amplitude augmente de 2 N/m à 6 N/m) et de 6 Hz dans celle de la portance. Au delà de 4 m/s, les fréquences dominantes du pic augmentent de manière linéaire avec la vitesse. Cette rupture de tendance peut être attribuée à un changement de configuration d'écoulement.

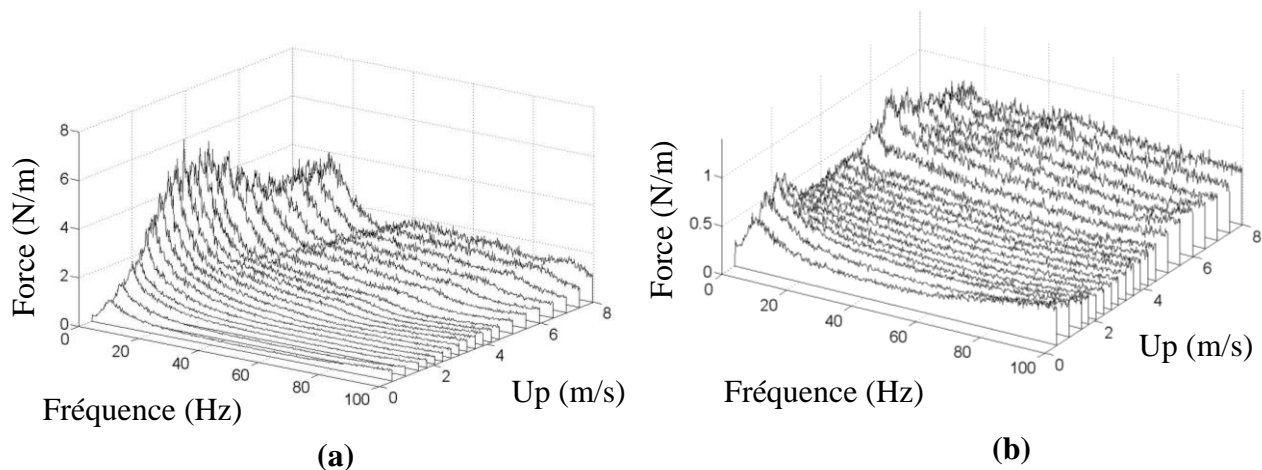


Figure 4-29 : Spectre de force typique à 80% de taux de vide homogène: dans la direction (a) de la trainée et (b) de la portance

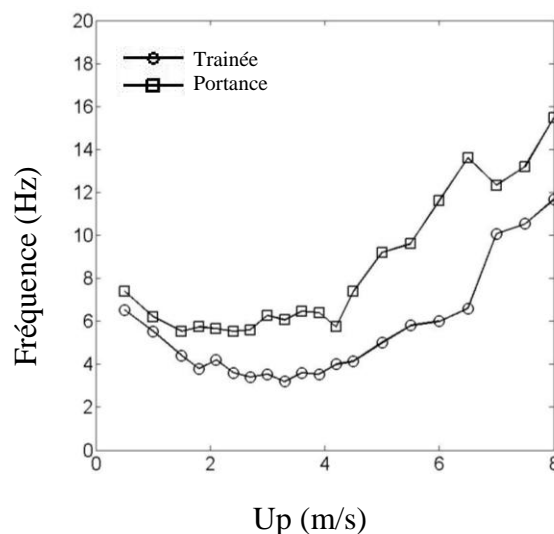


Figure 4-30 : Fréquence dominante en fonction de la vitesse à 80% de taux de vide homogène

4.4.1.2 Forces rms

La force dynamique rms en fonction de la vitesse est représentée à la Figure 4-31. La force rms est très supérieure dans la direction de la trainée. Dans la gamme de vitesse 2-4.5 m/s, la force augmente à cause de la composante provenant de la force à fréquence constante. De 4.5 m/s à 6.0 m/s dans la direction de la trainée, la force rms diminue probablement due à un changement de configuration d'écoulement. À plus hautes vitesses, l'augmentation de la force est dominée par la composante de la force dépendante de la vitesse.

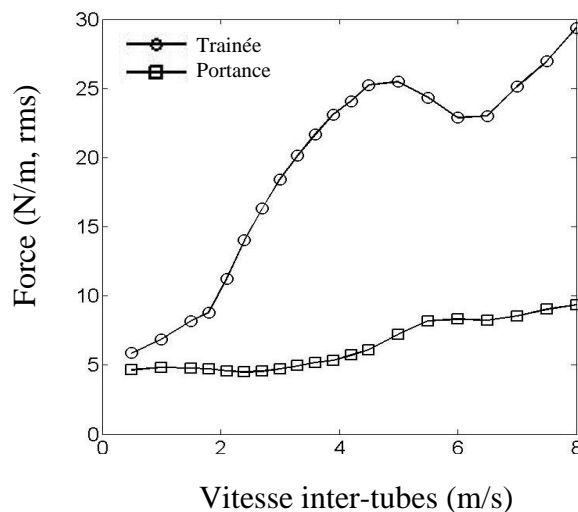


Figure 4-31 : Force rms en fonction de la vitesse à 80% de taux de vide

4.4.1.3 Position du cylindre et cohérence dans le faisceau de tube

La cohérence à 3.9 m/s et 8.0 m/s pour 80% de taux de vide est présenté à la Figure 4-32. Une forte cohérence (au dessus de 0.8 jusqu'à 10 Hz à 3.9 m/s et jusqu'à 15 Hz à 8.0 m/s) est observée; celle-ci correspond à la fréquence du pic observé dans les spectres à la Figure 4-29. Ensuite, la cohérence diminue. Toutefois, à 8.0 m/s, la cohérence atteint tout de même 0.5 autour de 45 Hz, une fréquence proche du second pic observée dans la partie supérieure du faisceau.

L'effet de la position des cylindres sur les forces d'excitation est montré à la Figure 4-33 . À 3.9 m/s, l'influence de la position est quasiment nulle dans la direction de la trainée. En revanche, dans la direction de la portance, le pic à basses fréquences semble s'atténuer le long du faisceau. À 8.0 m/s, la position des tubes est déterminante. Dans la direction de la trainée, la force à basses fréquences est toujours présente, mais une excitation autour de 40 Hz semble se dessiner le long du faisceau. Ceci est très clairement confirmé dans la direction de portance. Une force très importance autour de 40 Hz apparait dans la partie supérieure du faisceau. La présence de ce pic sera confirmée lors de la deuxième partie expérimentale. Des analyses plus précises sont présentes à la Section 6.6.1. De plus, comme à 3.9 m/s, le premier pic s'atténue et disparaît même plus on monte dans le faisceau.

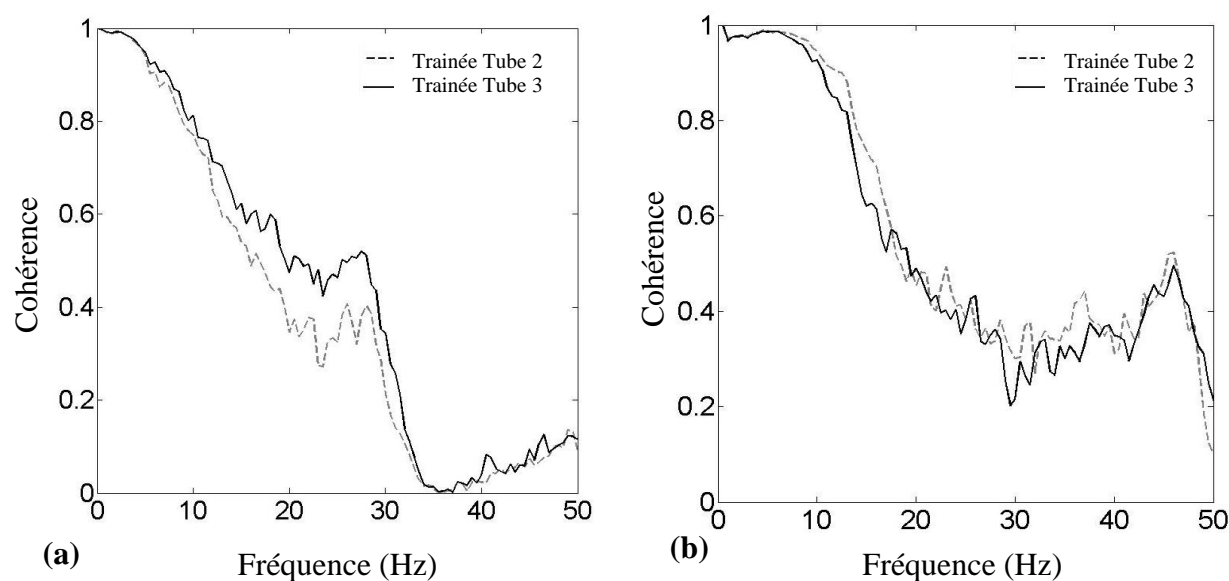


Figure 4-32 : Cohérence avec la trainée du Tube 4 à (a) 3.9 m/s et (b) 8.0 m/s pour 80% de taux de vide homogène

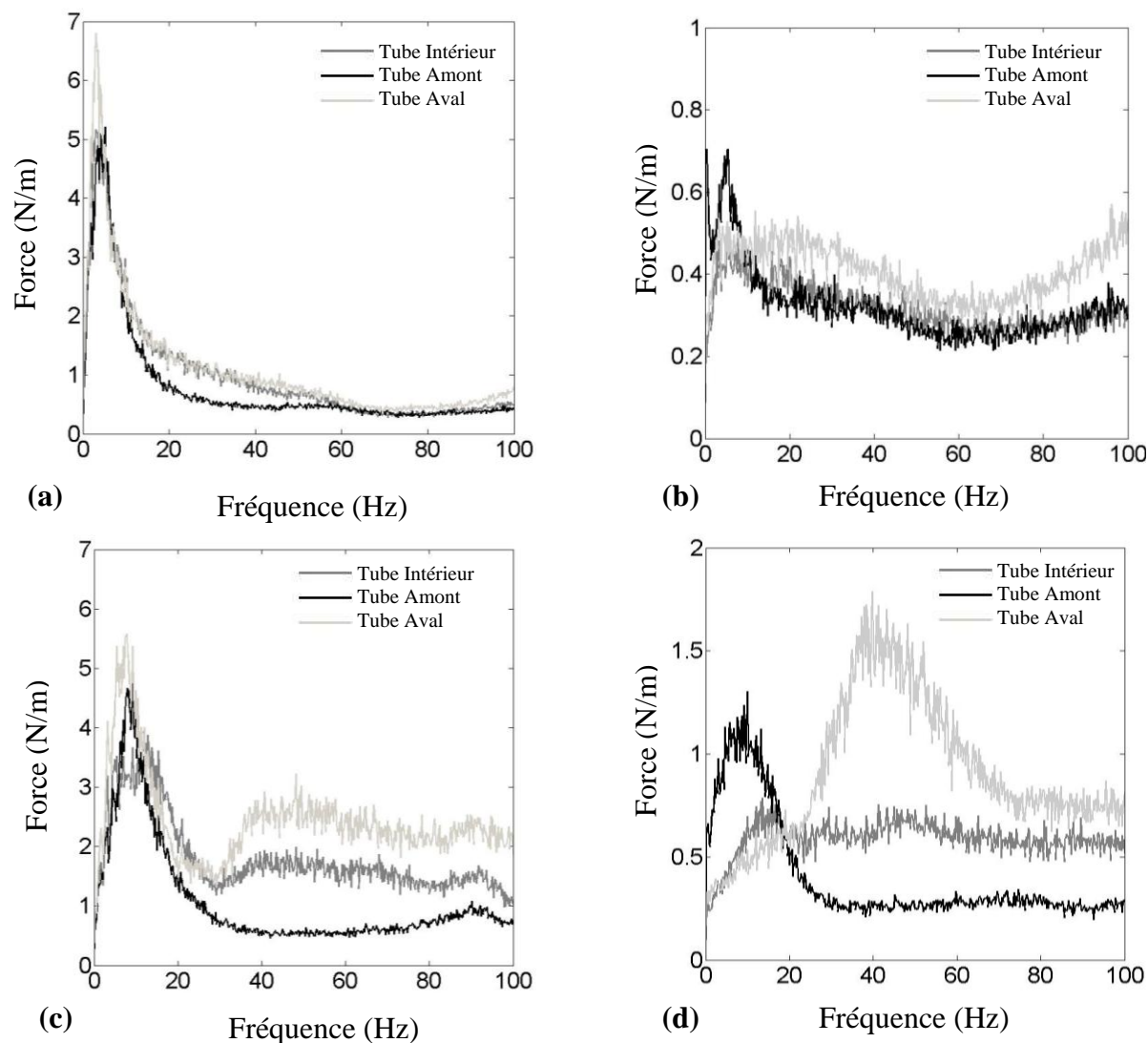


Figure 4-33 : Comparaison des spectres de force à 3.9 m/s dans la direction (a) de la trainée et (b) de la portance et à 8.0 m/s dans la direction (c) de la trainée et (d) de la portance pour 80% de taux de vide homogène

4.4.2 Comparaison avec les résultats obtenus pour l'étude des mouvements vibratoires des tubes

Les résultats vibratoires obtenus par Ricciardi (2010) pour 80% de taux de vide sont montrés à la Figure 4-34 pour comparer avec la présente étude de force. La fréquence naturelle des tubes est de 14.3 Hz dans ce cas. Dans la direction de trainée, l'amplitude de vibration

augmente avec la vitesse. Près de 4.5 m/s, l'amplitude montre un maximum local, celui-ci correspond au maximum local observé pour la force de trainée (voir à la Figure 4-31). Cela souligne clairement le lien entre la force et la réponse. De plus, la réponse vibratoire dans la direction de portance montre une augmentation très importante de 0 à 4 m/s. La force rms dynamique à la Figure 4-31 montre, en revanche, une force constante pour les vitesses allant de 0 m/s à 4.0 m/s. De plus, la fréquence dominante du pic principal (voir la Figure 4-30) reste suffisamment inférieure à la fréquence naturelle du tube de l'étude de Ricciardi. Ceci suggère que le pic de réponse vibratoire observé résulte d'une instabilité fluide élastique. En effet, aucune force observée précédemment ne pouvant provoquer une telle réponse, l'instabilité fluide-élastique semble être à l'origine de ce pic. L'instabilité n'est pas, cependant, présente au-delà de 3 m/s, ce qui est probablement due à une transition de régimes d'écoulements. Celle-ci restera à prouver lors des tests sur le fluide.

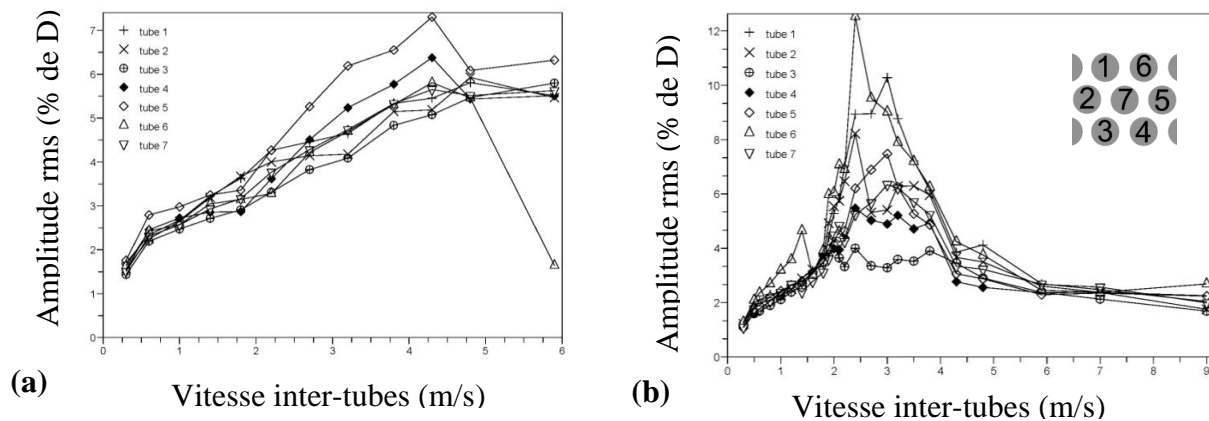


Figure 4-34 : Amplitude rms en % du diamètre du tube pour 80% de taux de vide homogène dans la direction (a) de la trainée et (b) de la portance (Ricciardi, 2010)

4.4.3 Comparaison avec les spectres de forces en configuration triangulaire tournée pour 80% de taux de vide homogène

Les forces trouvées en configuration triangulaire normale vont maintenant être comparées à celles en configuration triangulaire tournée. Des similarités entre les forces de la configuration triangulaire tournée (voir la Figure 4-35) et normale existent aussi pour 80% de taux de vide homogène. Effectivement, une force importante à fréquences quasi-constantes existe pour les

deux configurations. Ces fréquences ont, en plus, le même ordre de grandeur. Dans la direction de la portance, une force dont la fréquence dépend linéairement de la vitesse existe aussi dans les deux cas. Toutefois, la valeur de ces fréquences est différente (de 6 Hz à 16 Hz en triangulaire tournée et de 20 Hz à 40 Hz pour les deux dernières rangées de tubes en triangulaire normale).

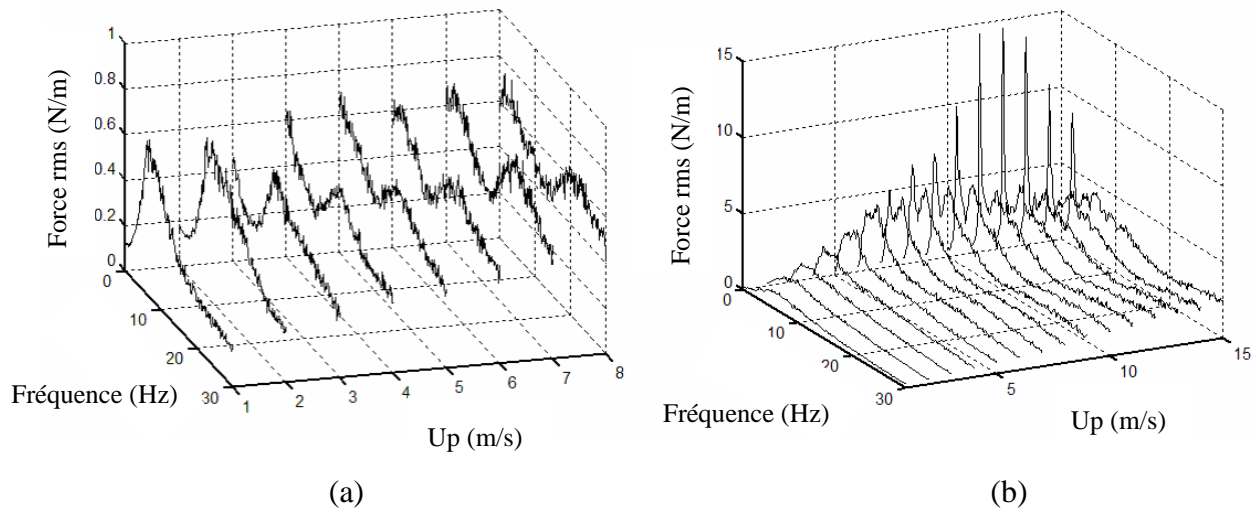


Figure 4-35 : Spectres typiques des forces pour un taux de vide homogène de 80% dans la direction (a) de la portance et (b) de la trainée pour une configuration triangulaire tournée (Zhang, 2007)

4.5 Évolutions des paramètres dynamiques

Des paramètres dynamiques, que sont l'amortissement et la masse hydrodynamique, ont été étudiés de façon précise dans la section à venir. Le comportement de ces paramètres peut avoir un impact non négligeable sur les forces vibratoires.

4.5.1 L'amortissement

Le taux d'amortissement total ξ_T comprend (Pettigrew and Taylor, 1997) l'amortissement structurel ξ_S , l'amortissement visqueux ξ_V et l'amortissement diphasique $\xi_{2\phi}$.

$$\xi_T = \xi_S + \xi_V + \xi_{2\phi} \quad (4.16)$$

Ainsi, l'amortissement diphasique expérimental $\xi_{2\phi-\text{exp}}$ peut être défini comme :

$$\xi_{2\phi-\text{exp}} = \xi_{T-\text{exp}} - \xi_V - \xi_{S-\text{exp}} \quad (4.17)$$

L'amortissement visqueux est, quant à lui, défini par (Pettigrew et Taylor, 1997):

$$\xi_V = \frac{100\pi}{\sqrt{8}} \left(\frac{\rho_{2\phi} D^2}{m} \right) \left(\frac{2\eta_{2\phi}}{\pi f_n D^2} \right)^{0.5} \left(\frac{1+(D/D_e)^3}{[1-(D/D_e)^2]^2} \right) \quad (4.18)$$

avec

$$\eta_{2\phi} = \frac{\eta_l}{1 + \varepsilon \left(\frac{\eta_l}{\eta_g} - 1 \right)} \quad (4.19)$$

et

$$\frac{D_e}{D} = (0.96 + \frac{0.5P}{D})P/D \quad (\text{Rogers ,1984}) \quad (4.20)$$

où $\rho_{2\phi}$ est la masse volumique diphasique, D le diamètre du tube, P le pas entre les tubes, f_n la fréquence naturelle, m la masse total du tube, η_g et η_l les viscosités dynamiques du gaz et du liquide.

L'amortissement structurel $\xi_{S-\text{exp}}$ a été évalué expérimentalement à 0.6%.

L'amortissement diphasique peut être défini de manière empirique par (Pettigrew and Taylor, 1997) :

$$\xi_{2\phi-\text{emp}} = 4 \left(\frac{\rho_l D^2}{m} \right) \left(\frac{1+(D/D_e)^3}{[1-(D/D_e)^2]^2} \right) f(\varepsilon) \quad (4.21)$$

avec

$$f(\varepsilon) = \varepsilon / 40 \quad \text{pour} \quad \varepsilon \leq 40\% \quad (4.22)$$

$$f(\varepsilon) = 1 \quad \text{pour} \quad 40\% \leq \varepsilon \leq 70\% \quad (4.23)$$

$$f(\varepsilon) = 1 - (\varepsilon - 70) / 30 \quad \text{pour} \quad \varepsilon \geq 70\% \quad (4.24)$$

La Figure 4-36 montre l'amortissement diphasique normalisé empirique et expérimental en fonction du taux de vide. La normalisation de l'amortissement est défini par :

$$(\xi_{2\phi})_N = \xi_{2\phi} \left[\left(\frac{\rho_l D^2}{m} \right) \left(\frac{1+(D/D_e)^3}{[1-(D/D_e)^2]^2} \right) \right]^{-1} \quad (4.25)$$

L'amortissement diphasique expérimental est légèrement inférieur aux valeurs obtenues avec le modèle semi-empirique (voir Figure 4-36). Cependant, cela semble être une bonne approximation, car l'amortissement diphasique est un phénomène difficile à anticiper.

La Figure 4-37 montre l'amortissement diphasique obtenu expérimentalement en fonction de la vitesse pour un taux de vide homogène de 80%. De 1.5 m/s à 8.0 m/s, l'amortissement diminue de 11% à 6%. Ensuite, de 4.0 m/s à 8.0 m/s, l'amortissement se stabilise autour de 5%. Qui plus est, l'amortissement est supérieur en trainée qu'en portance. La même tendance a été observée pour tous les taux de vide homogène.

De manière générale, dans les études antérieures, toutes les expériences sur l'amortissement ont été faites avec des tubes ayant une fréquence naturelle basse (de l'ordre de 10 Hz). Dans notre cas, la fréquence naturelle est nettement supérieure à 100 Hz pour 80% de taux de vide homogène. L'impact de cette différence de fréquence naturelle ne semble pas avoir un effet significatif sur l'amortissement. Effectivement, l'amortissement devient constant à partir de 4.0 m/s et les valeurs obtenues sont proches du modèle semi-empirique existant (Figure 4-36). En revanche, à basses vitesses, pour les tests effectués sur les tubes ayant une fréquence naturelle de l'ordre de 100 Hz, l'amortissement diphasique semble avoir un comportement décroissant. Des études complémentaires seraient nécessaires afin d'étayer ces remarques sur l'amortissement.

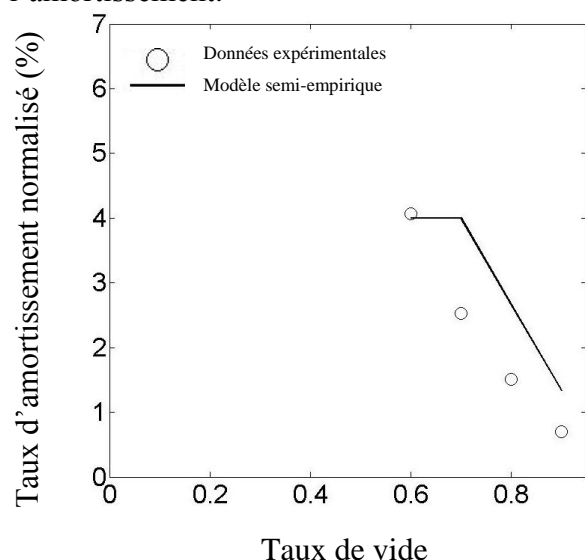


Figure 4-36 : Taux d'amortissement normalisé en fonction du taux de vide

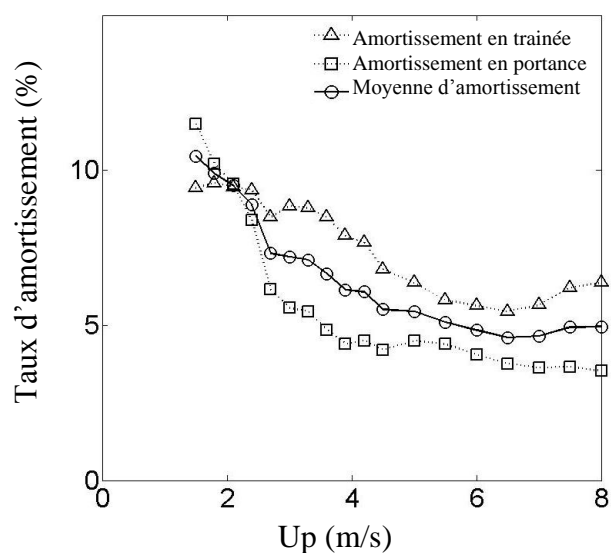


Figure 4-37 : Amortissement diphasique en fonction de la vitesse pour 80% de taux de vide homogène

4.5.2 La masse hydrodynamique

La masse hydrodynamique est l'équivalent à la masse de fluide externe vibrant avec le tube. Cette masse ajoutée est importante puisqu'elle modifie la fréquence naturelle du tube. La masse hydrodynamique se définit par :

$$m_h = \left(\frac{\pi}{4} \rho_{2\phi} D^2\right) \left(\frac{(D/D_e)^2 + 1}{(D/D_e)^2 - 1}\right) \quad (4.26)$$

où $\rho_{2\phi}$ est la masse volumique diphasique et D le diamètre du tube.

La masse hydrodynamique expérimentale est déduite de la fréquence naturelle des tubes. Le modèle de la fréquence naturelle est présenté à l'équation 4.27. Il s'agit d'une poutre uniforme encastré-libre :

$$m_h = \left(\frac{3.52}{2\pi f_n}\right)^2 \left(\frac{EI}{l^4}\right) - m \quad (4.27)$$

où f_n est la fréquence naturelle du tube, l la longueur du tube, E le module d'Young et I le moment d'inertie.

Les résultats sont présentés à la Figure 4-38 sous la forme de la masse hydrodynamique diphasique normalisée par la masse hydrodynamique dans l'eau le tout en fonction du taux de vide. Les données de Pettigrew et Taylor (1989) pour un faisceau de tubes en configuration triangulaire normale et un pas-sur-diamètre de 1.47 sont également ajoutées sur cette figure. Les données sont assez proches du modèle théorique mais la tendance ne semble pas être la même. Entre 50% et 80%-90% de taux de vide, la masse hydrodynamique expérimentale semble légèrement inférieure au modèle théorique. Puis au-delà de 80%-90% de taux de vide, cette masse hydrodynamique semble devenir constante. Pour corriger ces imperfections, un modèle semi-empirique est proposé comme suit:

$$m_h = \left(\frac{\pi}{4} \rho_{2\phi} D^2\right) \left(\frac{(D/D_e)^2 + 1}{(D/D_e)^2 - 1}\right) f(\varepsilon) \quad (4.28)$$

$$\text{avec } f(\varepsilon) = 1 + 1.5\varepsilon(1 - \varepsilon) \quad \text{pour } 50\% \leq \varepsilon \leq 90\% \quad (4.29)$$

$$f(\varepsilon) = 0.0875(\rho_l / \rho_{2\phi}) \quad \text{pour } 90\% \leq \varepsilon \quad (4.30)$$

Le modèle proposé est aussi présenté sur la Figure 4-38. La tendance de la masse hydrodynamique en fonction du taux de vide semble être mieux représentée par ce modèle semi-empirique. Néanmoins, la différence est encore nette, des travaux complémentaires seraient nécessaires pour améliorer le modèle avancé.

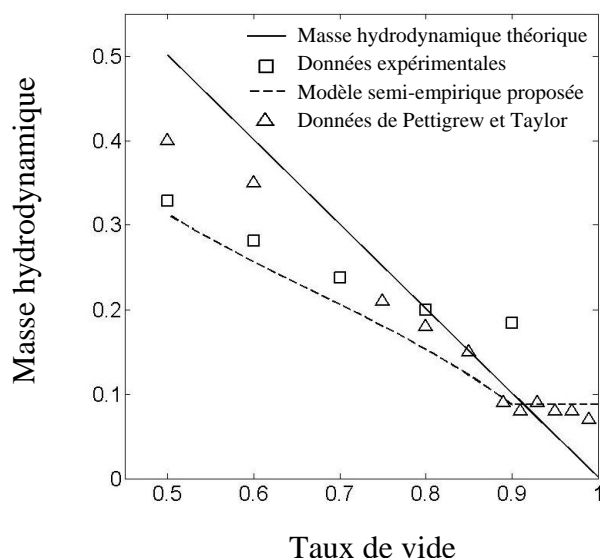


Figure 4-38 : Masse hydrodynamique en fonction du taux de vide

Ce chapitre a permis de mettre en avant la présence de forces périodiques significatives à l'intérieur du faisceau de tube triangulaire normal. De plus, ces forces semblent bien liées aux mouvements vibratoires observés lors de l'étude de Ricciardi (2010). Des analyses plus approfondies ont donc été menées à partir de ces expériences et ont abouti à un article présenté dans le chapitre suivant.

CHAPITRE 5 CHARACTERISTICS OF VIBRATION EXCITATION FORCES IN A NORMAL TRIANGULAR TUBE BUNDLE SUBJECTED TO SINGLE AND TWO-PHASE CROSS FLOW (ARTICLE)

E. Perrot, N. Mureithi and M. Pettigrew

Abstract

This paper presents an analysis of test results of fluid forces in a normal triangular tube bundle subjected to water and air-water cross-flow. The dynamic lift and drag forces were measured with strain gage instrumented cylinders. The tube bundle has a pitch-to-diameter ratio of 1.5, and the tube diameter is 38 mm. A wide range of void fractions and fluid velocities were tested. The experiments revealed significant forces in both the drag and lift directions. In single-phase flow, a quasi-periodic force which is the result of vortex shedding is dominant. In two-phase flow, constant frequency and quasi-periodic fluid forces were found in addition to random excitation. The forces are analyzed and characterized to understand their origins. The rms forces and the dominant frequencies are compared with mass and momentum fluxes to understand the influence of these parameters. The steady and dynamic coefficients in two-phase flow were investigated. A correlation between damping ratio and the steady drag coefficient was also found.

5.1 Introduction

Two-phase cross-flow exists in many shell-and-tube heat exchangers. This type of flow occurs, for instance, in the U-bend region of a nuclear steam generator. The steam generator works as a heat exchanger transferring heat from the primary loop of the reactor to the outer secondary loop. The resulting steam-water two-phase flow can induce tube vibrations that could cause fretting-wear or fatigue in the long term. It is therefore important to have design guidelines that consider flow-induced vibration to prevent potential tube failures.

Flow-induced forces have been extensively studied for single-phase flows. Periodic wake shedding (Pollak and Weaver, 1995) and random excitation were mechanisms found (Taylor and Pettigrew, 2000; Blevins, 1991) in these flows. In two-phase flow, the excitation mechanisms are more complex (Pettigrew and Taylor, 1994) and remain poorly understood. Data show that two phenomena can cause tube vibrations: random excitation forces (De Langre and Villard, 1998) and especially fluidelastic instabilities; the latter being equally important in single phase flows. The mechanism of fluidelastic instability (Pettigrew and Taylor, 2003) has been the object of many studies. Different tube configurations, fluids and pitch-to-diameter ratios were tested (e.g., Pettigrew and Taylor, 2009; Axisa et al., 1985). Most of these experiments showed well defined fluidelastic instabilities especially in the lift direction.

Recently, a third mechanism, quasi-periodic excitation (Zhang, 2007; Senez, 2010) has been observed in a rotated triangular tube bundle. In these studies, quasi-periodic forces were found for 38.0 and 17.5 mm tube diameters in the lift and drag directions. The pitch-to-diameter ratios were, respectively, 1.5 and 1.42. Two significant dominant frequencies were observed: one quasi-constant around 4 Hz and another related to flow velocities in the range 20-30 Hz. The amplitude of the resulting rms forces could reach 8 or 9 N/m at 90% homogeneous void fraction.

The usual turbulence excitation and fluidelastic instabilities were investigated (Ricciardi, 2011) in a normal triangular tube bundle. However, the observed tube dynamics could not be fully explained based on classical turbulence and fluidelastic excitation. A third mechanism was required to explain the test results. The recently observed quasi-periodic forces were shown to be the mechanism underlying the observed dynamics (Perrot et al., 2011). These forces have a significant impact on the vibration response. In view of their importance, the present study is an attempt to precisely characterize these forces. The objective is to understand and quantify where possible the mechanisms of these quasi-periodic forces. Detailed vibration excitation force measurements were undertaken. The dynamic lift and drag forces were measured with strain gage instrumented cylinders. The array has a pitch-to-diameter ratio of 1.5, and the tube diameter is 38 mm. A wide range of void fractions and fluid velocities were tested.

5.2 Experimental setup and parameter definitions

5.2.1 Test Loop

The experiments were done in an air-water loop shown schematically in Figure 5-1. The loop comprises a 2500 l water tank with a 30 l/s variable speed pump and a compressed air system supplying up to 500 scfm. Air and water are homogenized with an in-house designed stainless steel mixer. The air flow is measured at atmospheric pressure. However, the pressure in the test section was slightly higher than atmospheric. To correct the air flow rate, pressure measurements were taken upstream and downstream of the test section.

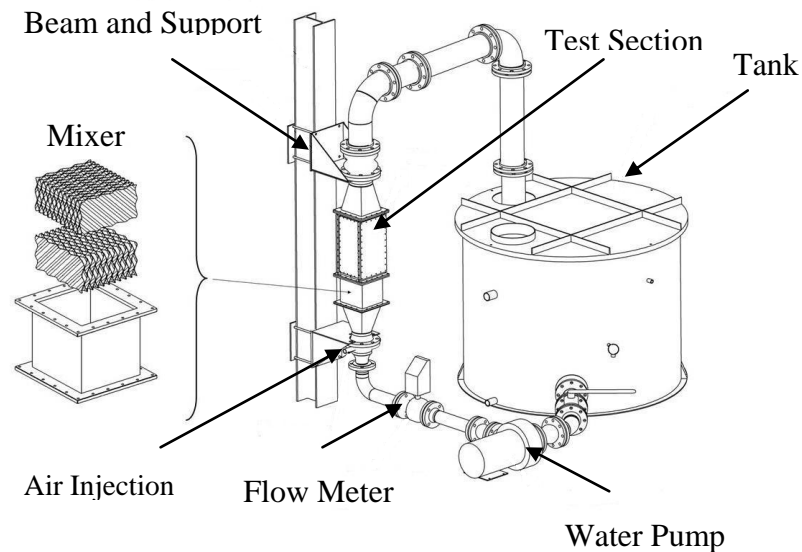


Figure 5-1 : Test Loop

5.2.2 Test Section

The rectangular test section (measuring 229x191 mm) contains 25 fixed tubes, 10 fixed half-tubes and 6 instrumented tubes as shown in Figure 5-2. The tubes have a 38 mm diameter and the tube pitch-to-diameter ratio is 1.5. The array configuration is normal triangular. Both the dynamic lift and drag forces were measured with instrumented tubes for a wide range of void fractions and fluid velocities. The signals were analyzed on an OROS 32 data acquisition system.

The tubes instrumented with strain gauges are located in three main positions in the test section: one upstream, three in the interior and two downstream.

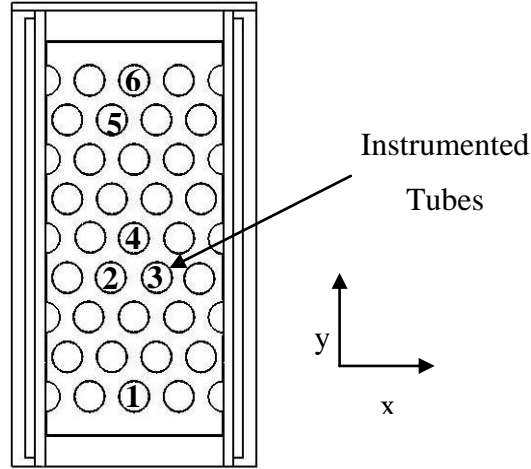


Figure 5-2 : Test Section

5.2.3 Experimental flow conditions and parameter definitions

In the experimental study, the homogeneous void fraction β has been used for simplicity and consistency with previous work. However, in the post-analysis, the void fraction ε has been used to more accurately define the two-phase flow. The homogeneous void fraction β and the void fraction ε are defined as:

$$\beta = \frac{Q_g}{Q_g + Q_l} \quad (5.1)$$

$$\varepsilon = \frac{V_g}{V_g + V_l} \quad (5.2)$$

where Q_g and Q_l are, respectively, the gas and liquid volumetric flow rates and, V_g and V_l the gas and liquid volume.

We define also the pitch velocity U_p which is a convenient reference velocity for tube bundles.

$$U_p = U_\infty \frac{P}{P - D} \quad (5.3)$$

where U_∞ is the homogeneous free-stream velocity, P the tube pitch and D the tube diameter.

To estimate the void fraction ε , the model by Feenstra et al. (2000) is used. The main equations of this model are defined in the following section.

The relation between void fraction ε and flow quality x is:

$$\varepsilon = (1 + S \frac{\rho_g}{\rho_l} (\frac{1}{x} - 1))^{-1} \quad (5.4)$$

where S is the slip ratio, ρ_g and ρ_l , the gas and liquid densities, respectively.

S is the ratio of the gas velocity U_g to the liquid velocity U_l . An approximate correlation for S is:

$$S = 1 + 25.7(Ri \times Cap)^{0.5} (P/D)^{-1} \quad (5.5)$$

where P/D is the pitch-to-diameter ratio. The Richardson number Ri and the capillary number Cap are defined as follows:

$$Ri = \Delta \rho^2 g a / G^2 \quad (5.6)$$

$$Cap = \eta_l U_g / \sigma \quad (5.7)$$

where a is the gap between the tubes, $\Delta \rho$ the fluid density difference, g the gravity constant, G the mass flux, the liquid viscosity and σ the surface tension.

The gas phase velocity is given by:

$$U_g = \frac{xG}{\varepsilon \rho_g} \quad (5.8)$$

Results with the void fraction model are shown in Figure 5-3. For low pitch mass flux ($250 \text{ kg/m}^2 \text{ s}$) and approximately 50% homogeneous void fraction, the difference between homogenous and Feenstra model is the most significant (difference up to 3.5%). This correction will be significant when analyzing some dynamic parameters.

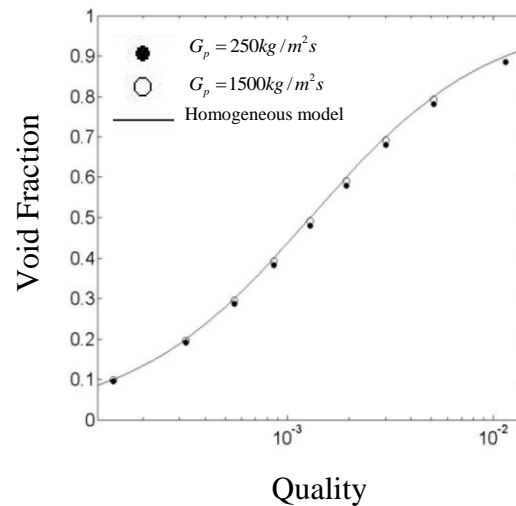


Figure 5-3 : Void fraction versus quality

5.3 Results in single phase flow

5.3.1 Experimental spectra and dominant frequencies for single phase flow

Typical force spectra in the lift and drag directions are shown in Figure 5-4. These spectra show forces acting on Tube 4 (see Figure 5-2 for tube identification). Two phenomena are significant: turbulence and quasi-periodic excitation. In single phase-flow, the amplitude of turbulence forces increases approximately with pitch velocity squared. In Figure 5-4, at frequencies up to 20 Hz, turbulence forces are the dominant excitation mechanism. The second excitation mechanism generates periodic forces which occur in both the drag and lift directions. However, the forces are more significant in the lift direction being twice as high as in the drag direction. In single-phase flow, periodic forces are known to be the result of vortex shedding (Polak and Weaver, 1995; Pettigrew and Taylor, 2003). The frequency of the periodic force increases linearly with pitch velocity. A graph of frequency versus pitch velocity is shown in Figure 5-5. The corresponding Strouhal number ($St = f_{\text{per}} D / U_p$) is 0.26. In previous studies with this tube array configuration for a pitch-to-diameter ratio from 1.3 to 1.6, the Strouhal Number is in the range 0.3-0.6 (Pettigrew and Taylor, 2003). A semi-empirical model by Weaver et al. (1987) defines the Strouhal number in a normal triangular tube bundle.

The Strouhal number, defined in terms of the pitch velocity, is given by:

$$St = \frac{1}{1.73(P/D)} \quad (5.9)$$

where P/D is the pitch-to-diameter ratio.

In the present study, the Strouhal number should be 0.38 with this semi-empirical model which differs from the measured value of 0.26.

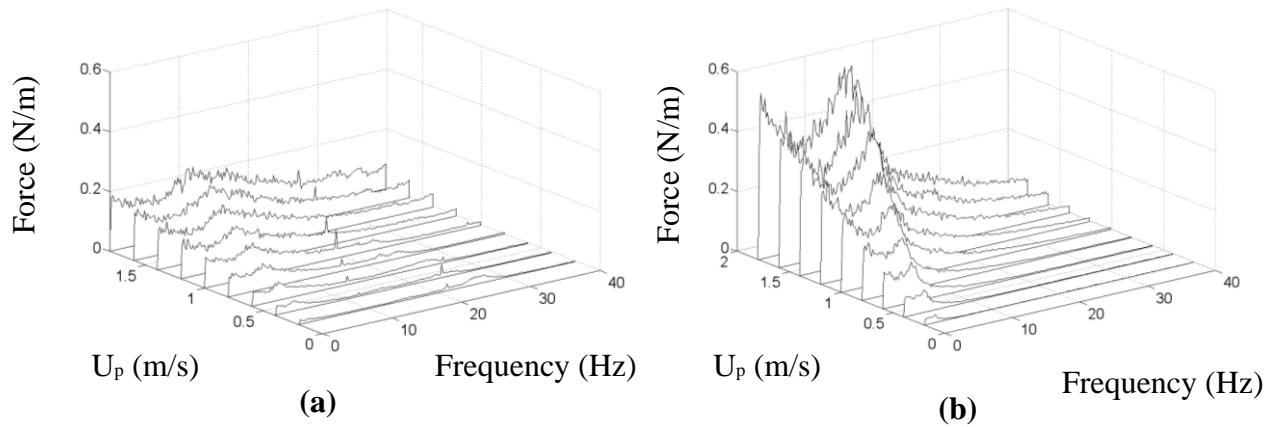


Figure 5-4 : Typical force spectra in water flow: in the (a) drag and (b) lift directions

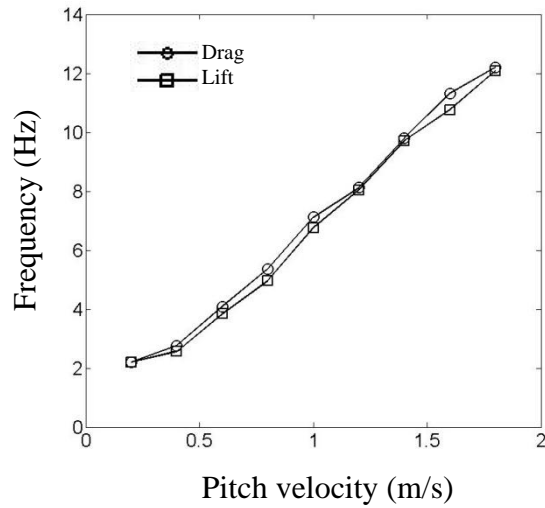


Figure 5-5 : Periodic force frequency versus velocity in water flow

5.3.2 Rms forces for single phase flow

The rms fluctuating forces are presented in Figure 5-6. These forces are defined as:

$$F_f(rms) = \sqrt{\int PSD df} \quad (5.10)$$

where PSD is the power spectral density and f the frequency. The fluctuating forces consist of turbulence and periodic components. The forces increase with pitch velocity in the drag and lift directions. In the lift direction, fluctuating force magnitudes are approximately twice those in the drag direction (see Figure 5-6). For a single cylinder subjected to single-phase flow, forced vibration induced by vortex shedding is more significant in the lift direction. In the normal triangular tube bundle, forced vibration induced by vortex shedding is also dominant in the lift direction. For an isolated cylinder the drag direction frequency is double that in the lift direction. However, in the present normal triangular tube bundle the excitation force has the same frequency in the lift and drag directions.

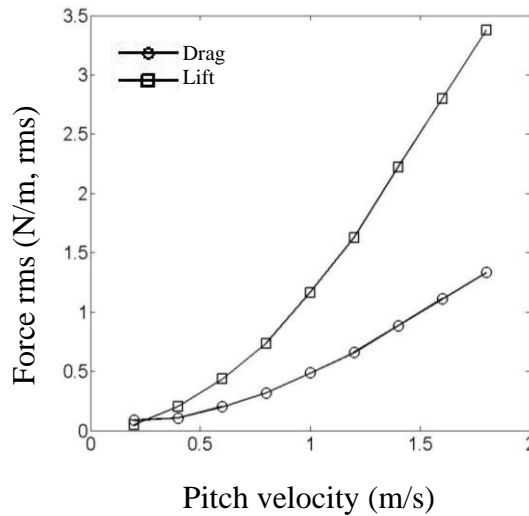


Figure 5-6 : Fluctuating forces versus velocity in water flow

5.4 Results between 40% and 60 % homogeneous void fraction

5.4.1 Experimental signal and spectra for $40\% \leq \beta \leq 60\%$

Examples of force history signals in the drag and lift directions for 50% homogeneous void fraction are shown in Figure 5-7 and Figure 5-8 for 1.8 and 3.6 m/s pitch velocity respectively. The signals seem random in the lift and drag direction for both velocities. Three or four times each second, however, a sharp spike can be seen in the drag direction. This effect becomes much more significant at higher void fractions.

Visually, at 1.8 m/s, the flow regime was bubbly. At 3.6 m/s pitch velocity, the flow consists of much finer bubbles. A region of "stagnant" water was observed downstream of the tubes. This homogeneous flow regime is consistent with the observed quasi- random signal.

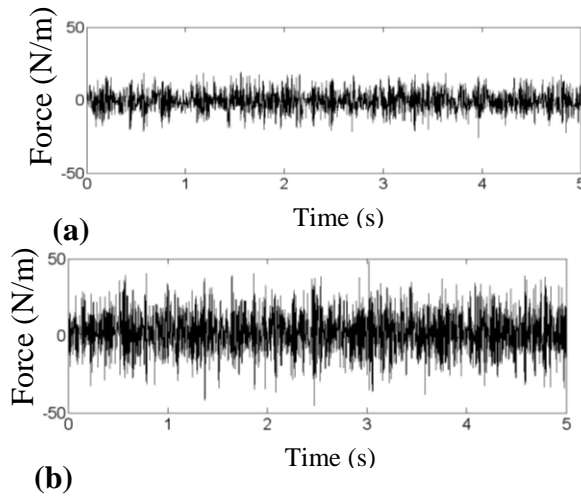


Figure 5-7 : Force versus time in the lift direction at (a) 1.8 m/s and (b) 3.6 m/s

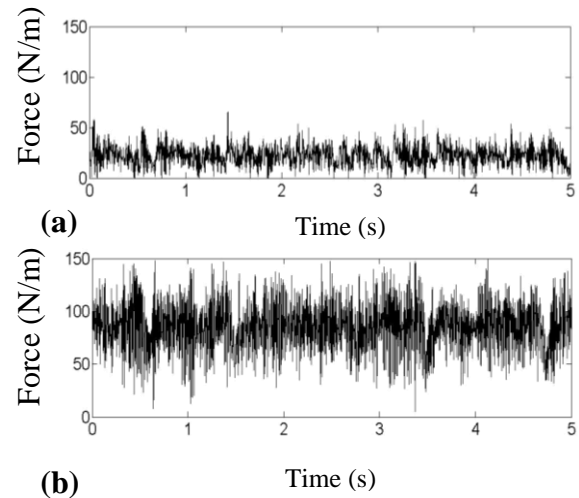


Figure 5-8 : Force versus time in the drag direction at (a) 1.8 m/s and (b) 3.6 m/s

Typical force spectra for 40%, 50% and 60% homogeneous void fraction are shown in Figures 5-9 – 5-11. These spectra show forces acting on Tube 4 (see Figure 5-2 for tube identification). The forces are significantly larger in comparison to those measured between 0 and 30% void fraction. Quasi-periodic forces depending on flow velocity occur above 40 Hz in the drag and lift directions but are more predominant in the drag direction. These quasi-periodic

forces are very sharply defined especially for 50% homogeneous void fraction (3.2 N/m at 3.6 m/s and 66 Hz frequency as seen in Figure 5-10). For 40% and 60% homogeneous void fraction, the quasi-periodic forces remain significant, however, they are less sharply defined. A second significant phenomenon is a constant-frequency force which occurs particularly in the drag direction. This constant-frequency force increases in magnitude with homogeneous void fraction probably due to correspondingly higher velocities. Besides, the constant-frequency force has a different form at low or high velocities. For instance in the drag direction at 50% homogeneous void fraction, the peak of the constant-frequency force is much wider in the velocity range 0-2 m/s than in the velocity range 2-4 m/s. Detailed analyses of the forces and dominant frequencies are undertaken in the following sections.

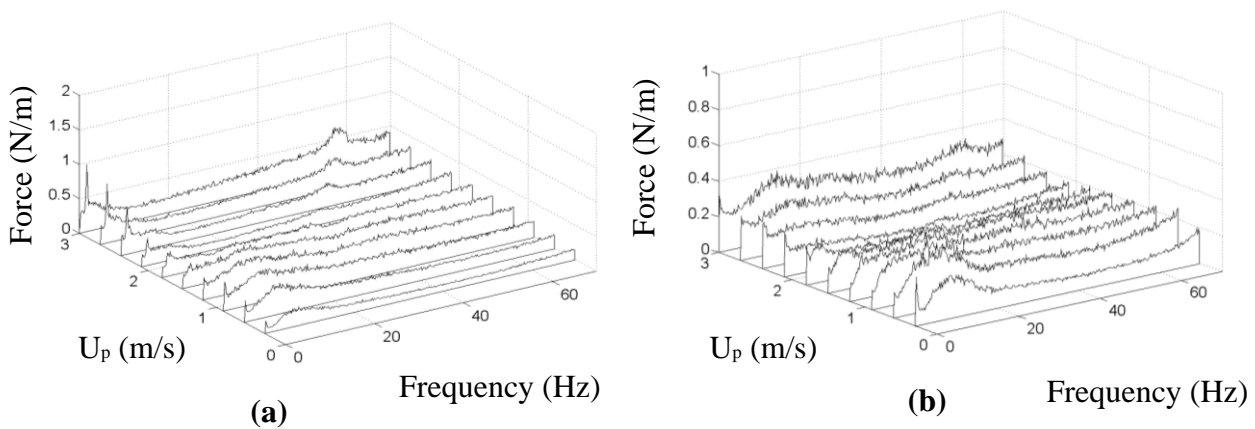


Figure 5-9 : Typical force spectra at 40% homogeneous void fraction: in the (a) drag and (b) lift directions

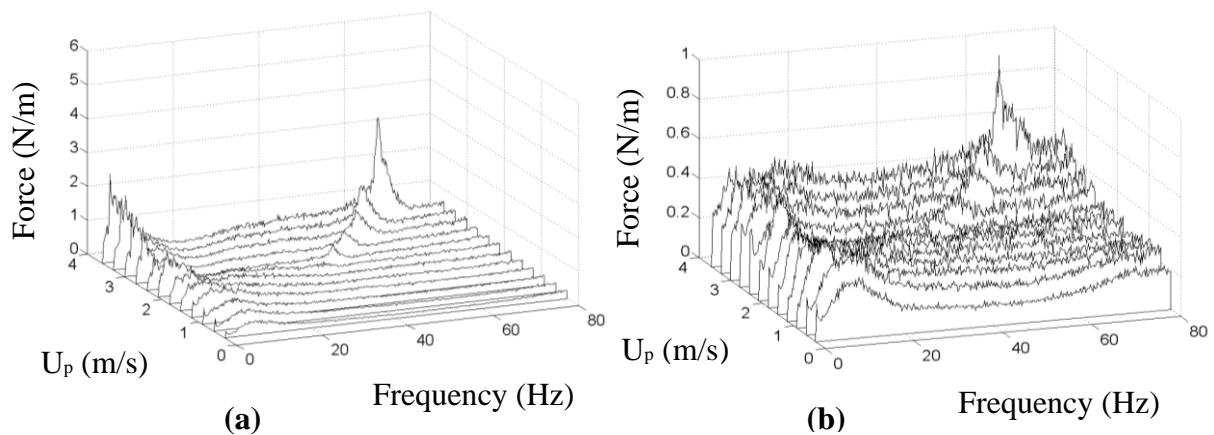


Figure 5-10 : Typical force spectra at 50% homogeneous void fraction: in the (a) drag and (b) lift directions

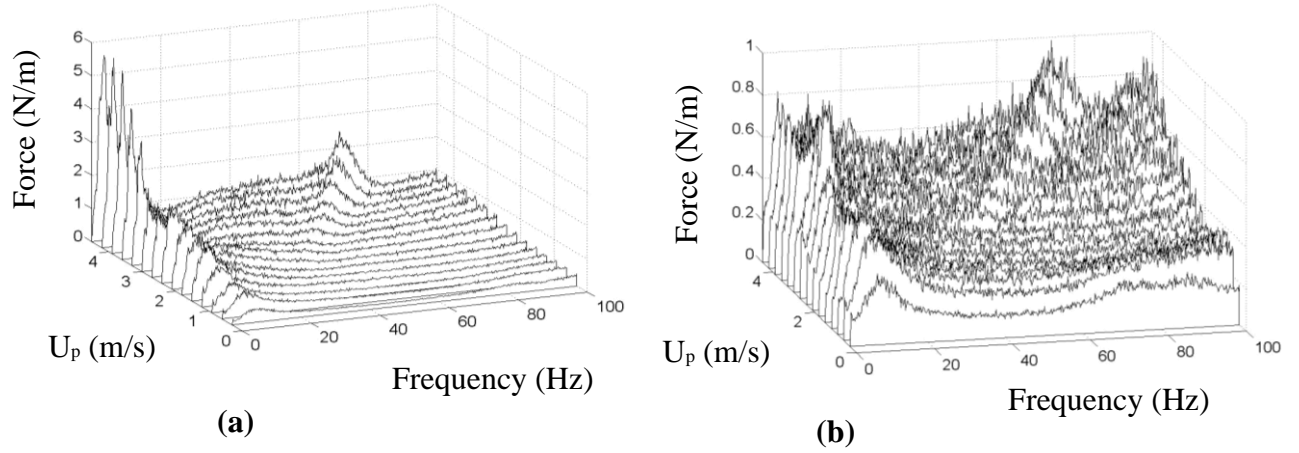


Figure 5-11 : Typical force spectra at 60% homogeneous void fraction: in the (a) drag and (b) lift directions

5.4.2 Rms forces for $40\% \leq \beta \leq 60\%$

There are three types of fluctuating forces: random forces, constant-frequency forces and quasi-periodic forces. The latter two are the most significant. To understand the effect of these forces, the corresponding peaks are approximated as the square of a Lorentzian function:

$$L(f) = \frac{\Gamma}{\left[1 + \left(\frac{f - f_{peak}}{\Delta f}\right)^2\right]^2} \quad (5.11)$$

where Γ is the amplitude maximum, f_{peak} the frequency of this amplitude maximum and Δf is the width at half the maximum value.

The Lorentzian function makes it possible to (approximately) isolate individual periodic forces in the frequency spectra. The trends of these forces can then be studied in greater detail. An example of the decomposition is shown in Figure 5-12. The experimental PSD is shown and the main forces, as approximated using the square of a Lorentzian function, are overlaid.

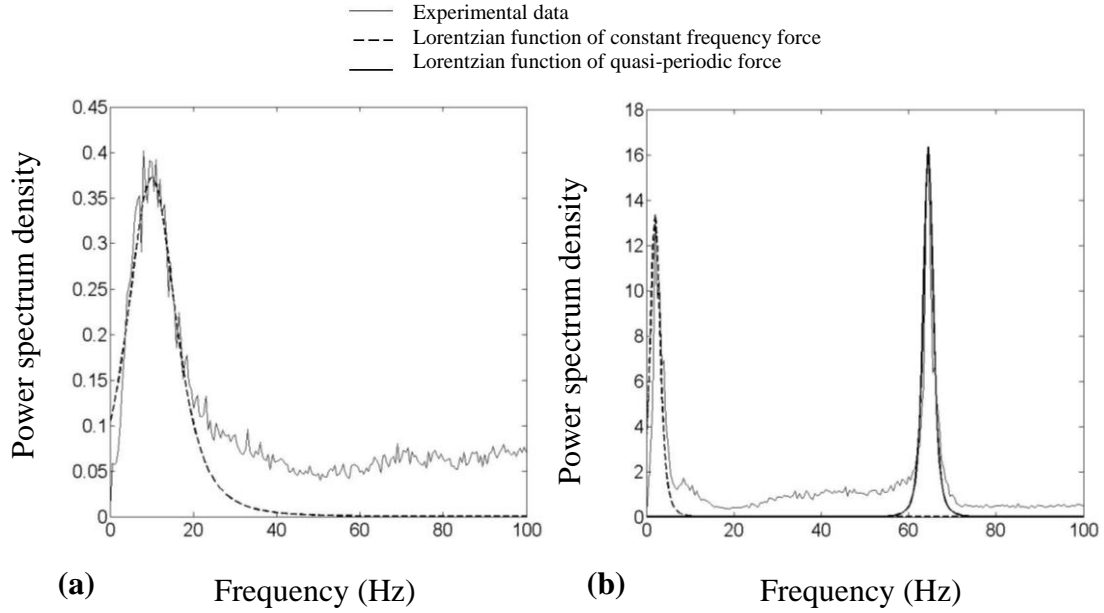


Figure 5-12 : Example of application of lorentzian function to approximate quasi-periodic and constant-frequency forces at 50% volumetric quality: in the (a) lift direction at 0.6 m/s and in the (b) drag direction at 3.6 m/s

The individual rms forces (based on the extracted spectra components) are plotted versus the momentum flux which is defined as:

$$MF = D \left[\rho_l U_l^2 (1 - \varepsilon) + \rho_g U_g^2 \varepsilon \right] \quad (5.12)$$

where D is the tube diameter, ρ_l and ρ_g , respectively, the fluid and gas densities, U_l and U_g the fluid and gas velocities and ε the void fraction.

The momentum flux has units of force (per unit length) and corresponds (approximately) to the kinetic energy of the fluid. The rms forces versus the momentum flux, for the constant frequency forces, quasi-periodic forces and total fluctuating forces are shown for 40, 50 and 60% homogeneous void fraction in Figures 5-13 – 5-15.

The total fluctuating rms forces increase with void fraction. This is caused by the constant frequency force which increases with the homogeneous void fraction in the drag and lift directions as seen in Figure 5-13. However, for the quasi-periodic rms force, the most significant magnitude seems to occur near 50% homogeneous void fraction as shown in Figure 5-14.

The contributions of the quasi-periodic and constant frequency forces are dominant in the total fluctuating rms force. The random force is in fact very low in comparison to these forces. The quasi-periodic and constant frequency forces have approximately the same contribution to the total fluctuating rms force in the range 40%-60% homogeneous void fraction.

From 1 to 100 N/m momentum flux, the total fluctuating rms force, as shown in Figure 5-15, increases modestly, from about 2 N/m to 4 N/m in the lift direction and from about 2 N/m to 7 N/m in the drag direction. At these momentum fluxes, the fluctuating forces are composed of constant frequency and random forces. Near a momentum flux of 100 N/m, the total fluctuating rms forces show a slight decrease. This decrease comes from the constant frequency forces because at the momentum flux of 100 N/m, the rms force is very low (at 50% homogeneous void fraction it is close to the value at 6 N/m momentum flux). This may be caused by a flow regime transition. From a momentum flux of 100 to 250 N/m, significant quasi-periodic forces occur as clearly observed in Figure 5-14.

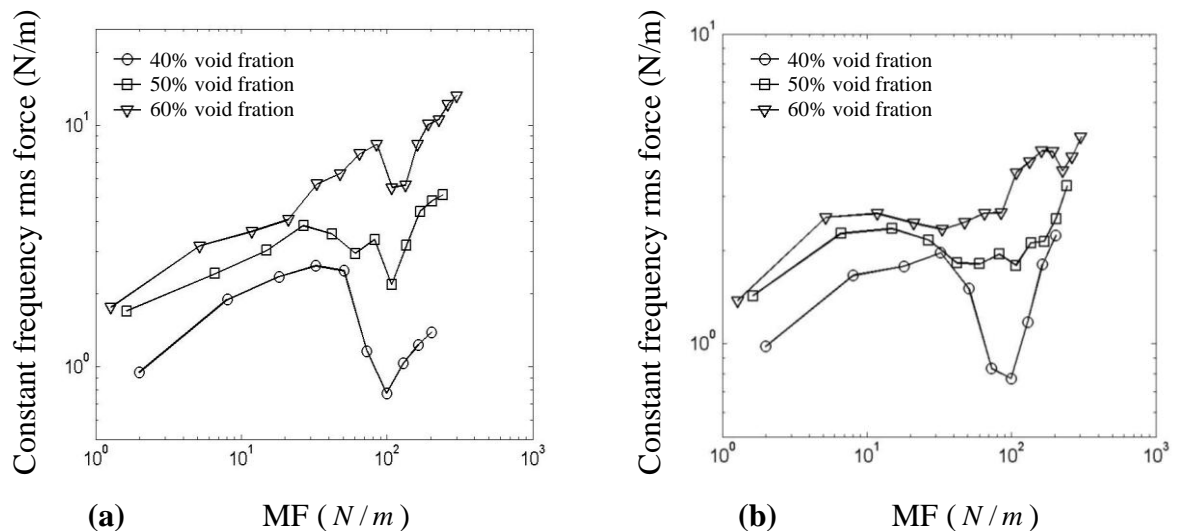


Figure 5-13 : Constant frequency forces versus momentum flux in the (a) drag and (b) lift directions

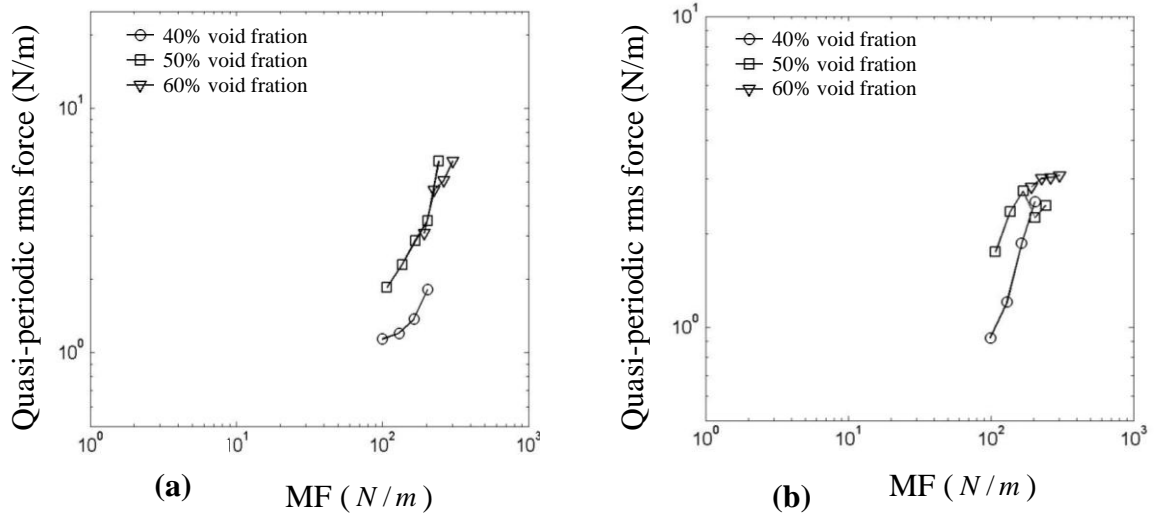


Figure 5-14 : Quasi-periodic forces versus momentum flux in the (a) drag and (b) lift directions

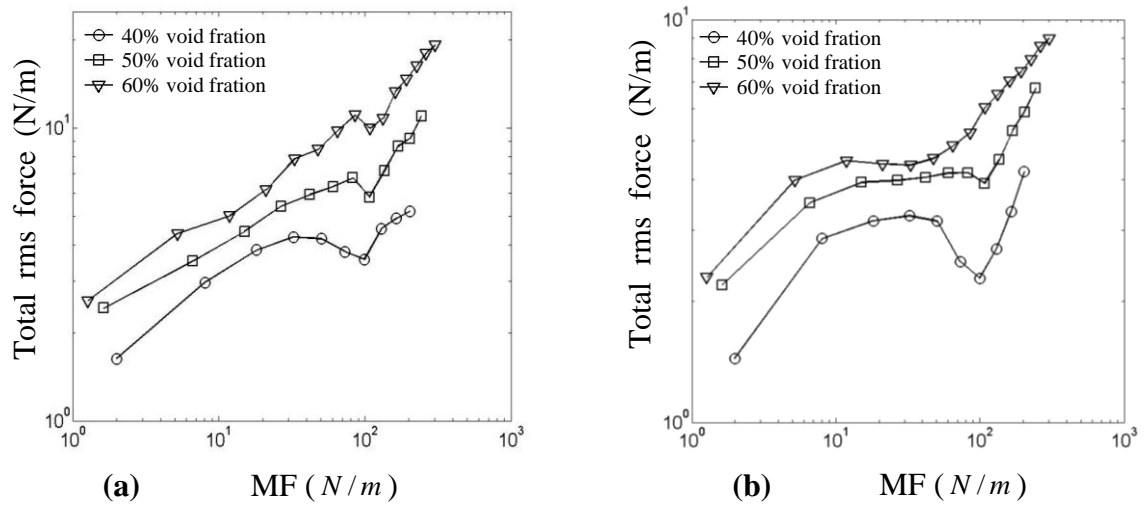


Figure 5-15 : Total fluctuating forces versus momentum flux in the (a) drag and (b) lift directions

5.4.3 Dominant frequencies for $40\% \leq \beta \leq 60\%$

The approximate dominant frequencies of the low frequency force, in the lift and drag directions, are plotted versus momentum flux in Figure 5-16. As the momentum flux corresponds to the general kinetic energy of the fluid, it is also likely to correspond to bundle scale fluctuations.

For 50% and 60% homogeneous void fraction, the frequencies decrease from approximately 8 Hz to 3.5 Hz in the drag direction and from 8-9 Hz to 5.5 Hz in the lift direction in the momentum flux range between 0 and 50 N/m. For momentum fluxes from 50 to 250 N/m, the frequencies are constant at around 3.5 Hz in the drag direction. For all the flow conditions detailed above, all the frequencies are very close. Hence the forces are not expected to originate from a local motion of the flow but rather from a larger flow area at the bundle scale.

In the lift direction, above a momentum flux of 50 N/m, the frequencies are not constant and seem to increase. This phenomenon becomes well-defined at higher homogeneous void fractions.

In the momentum flux range $0 \leq MF \leq 50$ N/m for 40% homogeneous void fraction, the dominant frequencies increase in the lift and drag directions (see Figure 5-16). This different behavior (compared to 50% and 60% void fraction cases) indicates that the low frequency periodicity likely originates from a different physical phenomenon.

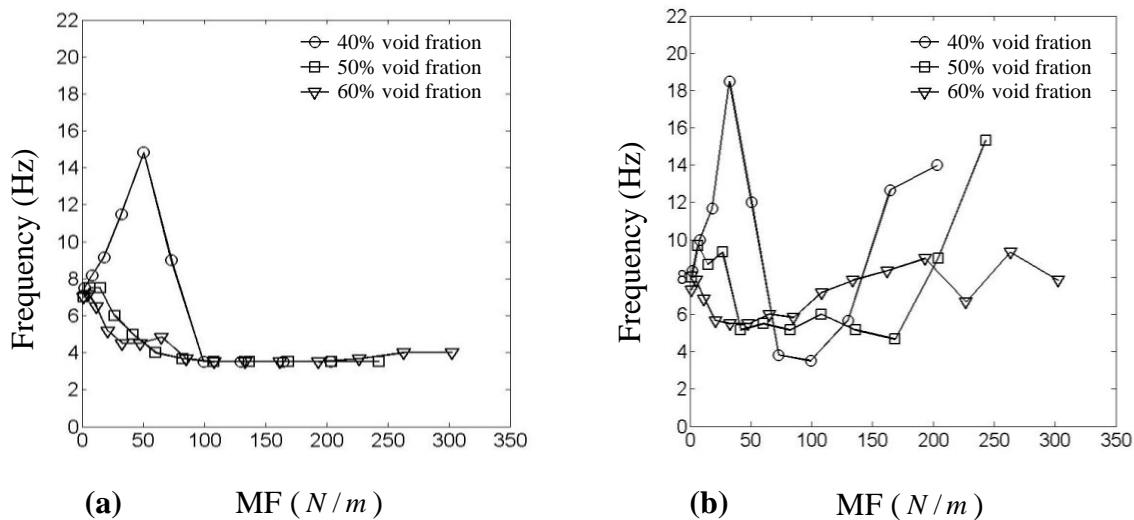


Figure 5-16 : First peak frequency versus momentum flux in the (a) drag and (b) lift directions

The second group of approximate dominant frequencies of the quasi-periodic forces, in the lift and drag directions, are plotted versus mass flux in Figure 5-17 and versus momentum flux in Figure 5-18. The mass flux is defined as:

$$G = \rho_{2\phi} U_p \quad (5.13)$$

where $\rho_{2\phi}$ is the two-phase density ($\rho_{2\phi} = (1-\varepsilon)\rho_l + \varepsilon\rho_g$) and U_p the pitch flow velocity. The mass flux is directly proportional to the pitch velocity.

The frequencies are the same in the drag and lift directions and depend linearly on both mass flux and momentum flux. The frequencies increase with mass flux (Figure 5-17) and also with the homogeneous void fraction (see Figure 5-18). However, the relation between the frequencies and the momentum flux does not depend on the void fraction. The frequencies are proportional to the momentum flux whatever the homogeneous void fraction, satisfying the following relation:

$$\frac{MF}{f_{per}} = 3.2 \quad (5.14)$$

Visually, we observe, just above the tubes, a region composed of liquid vortices. Consequently, the relation (5.14) could suggest a well-defined phenomenon in the wake region at the scale of the tube diameter or inter-tube spacing.

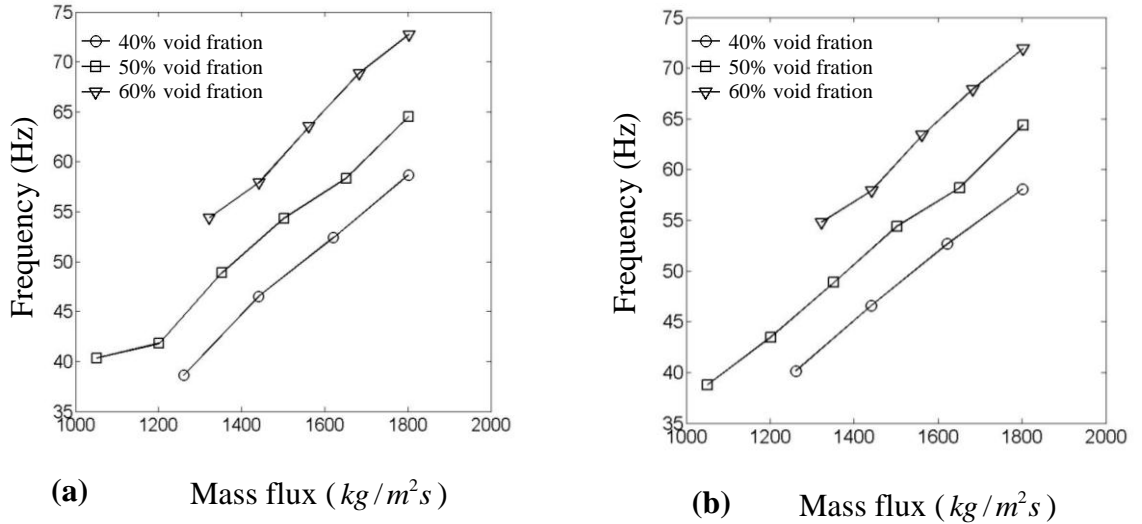


Figure 5-17 : Second peak frequency versus mass flux in the (a) drag and (b) lift directions

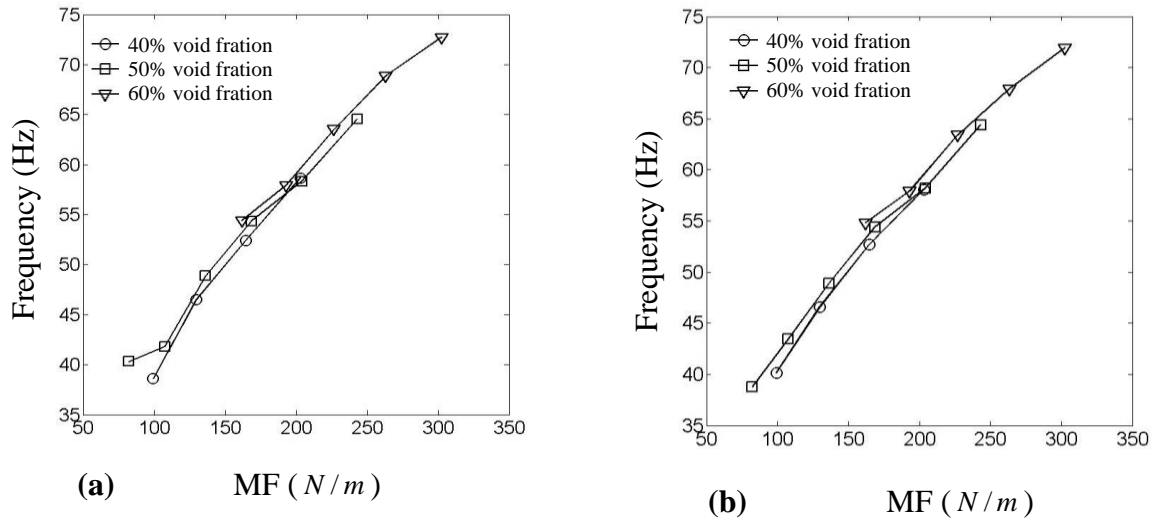


Figure 5-18 : Second peak frequency versus momentum flux in the (a) drag and (b) lift directions

5.5 Results between 70 and 90 % homogeneous void fraction

5.5.1 Experimental signal and spectra for $70\% \leq \beta \leq 90\%$

Examples of force history signals in the drag and lift directions for 80% homogeneous void fraction are shown in Figure 5-19 and Figure 5-20 at 3.9 and 8.0 m/s pitch velocity respectively.

At 3.9 m/s pitch velocity, the force increases sharply in the drag direction four times each second. Each time this sharp force occurs, a corresponding increase in the lift direction occurs but with a much lower magnitude and more random response. This series of sharp impulses is the consequence of an intermittent flow regime which has a strong effect especially in the drag direction.

At 8.0 m/s pitch velocity, the signal, in the drag direction (see Figure 5-20), is more random in comparison to the well-defined periodicities at 3.9 m/s. This difference probably comes from a more homogeneous flow regime at the higher flow velocities.

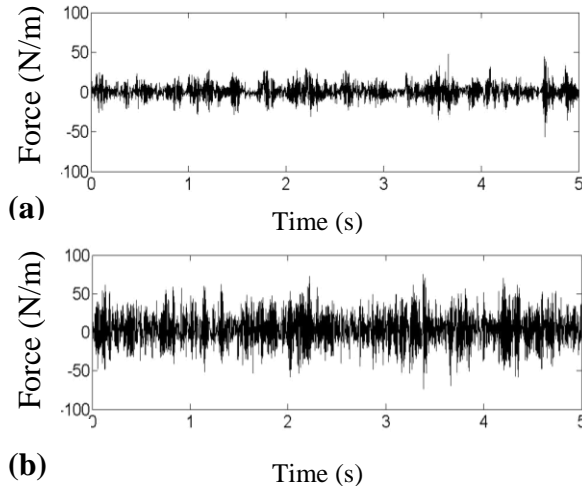


Figure 5-19 : Force versus time in the lift direction at (a) 3.9 m/s and (b) 8.0 m/s

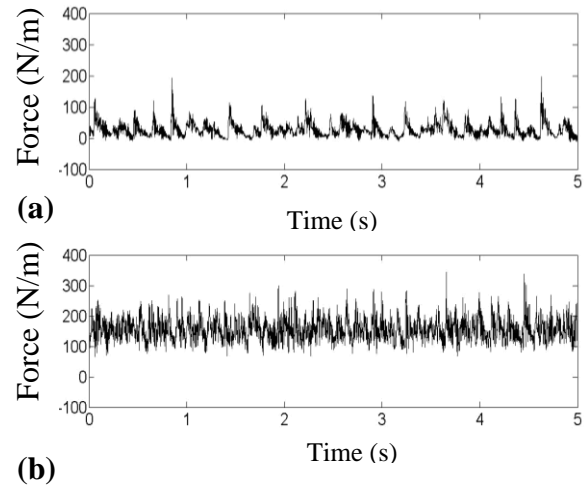


Figure 5-20 : Force versus time in the drag direction at (a) 3.9 m/s and (b) 8.0 m/s

Figures 5-21 – 5-23 show typical force spectra for 70%, 80% and 90% homogeneous void fraction. These spectra show forces acting on Tube 4 (see Figure 5-2 for tube identification). The forces are larger than for the other lower void fractions particularly in the drag direction. Only one predominant peak occurs. The force has different characteristics at low compared to high velocities. In the drag direction, at 80% and 90% homogeneous void fraction, the amplitude of the force increases in the velocity range 0-4 m/s but decreases in the velocity range 4-8 m/s. Detailed analyses of the forces and dominant frequencies are undertaken in the following sections.

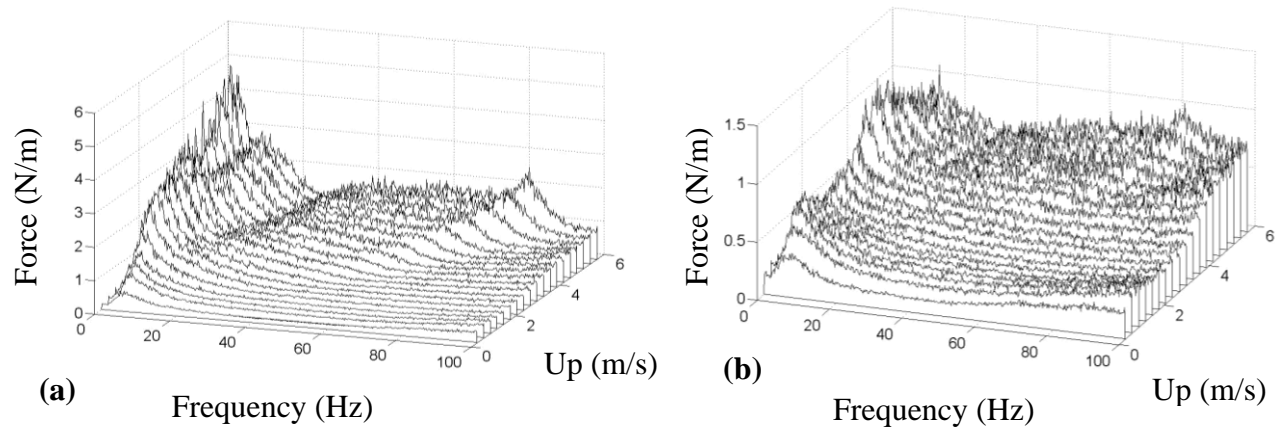


Figure 5-21 : Typical force spectra at 70% homogeneous void fraction: in the (a) drag and (b) lift directions

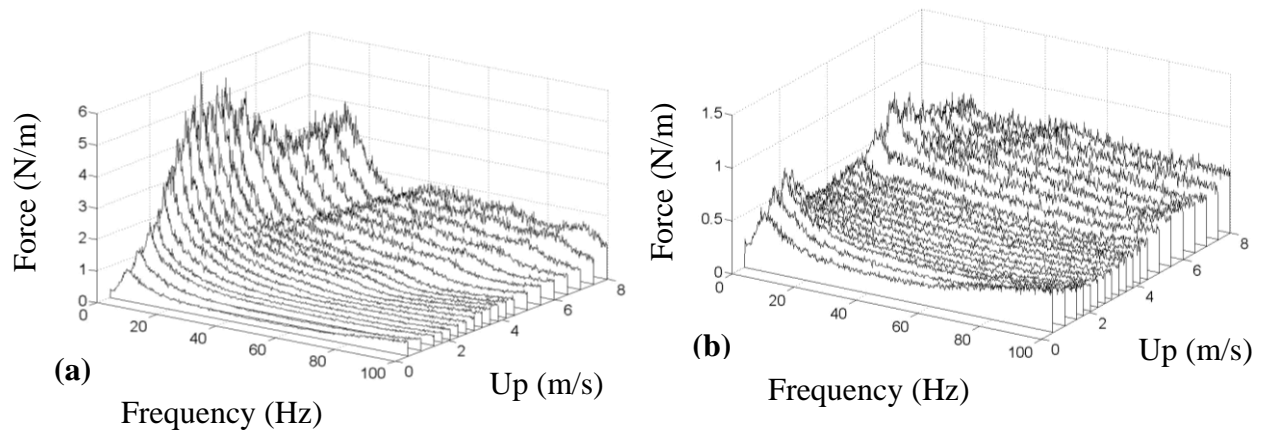


Figure 5-22 : Typical force spectra at 80% homogeneous void fraction: in the (a) drag and (b) lift directions

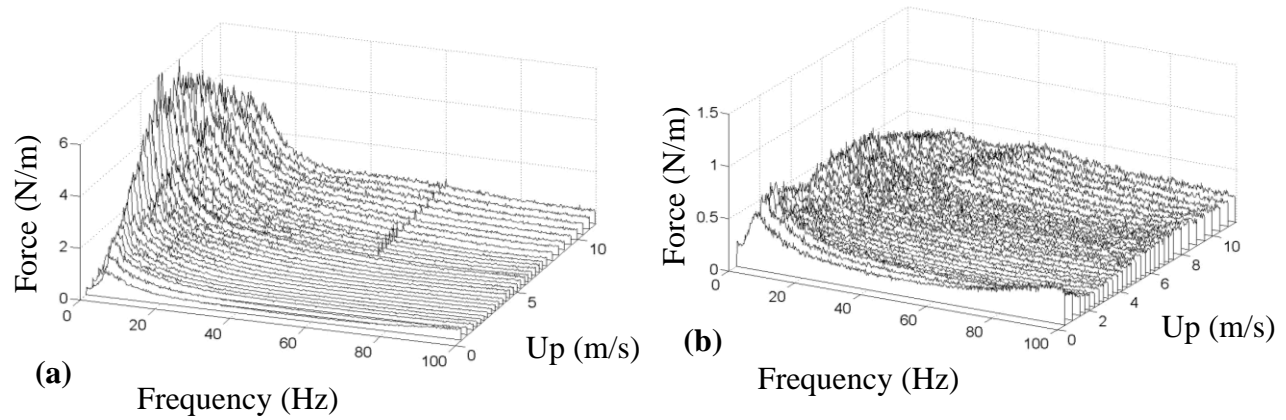


Figure 5-23 : Typical force spectra at 90% homogeneous void fraction: in the (a) drag and (b) lift directions

5.5.2 Rms forces for $70\% \leq \beta \leq 90\%$

The total rms fluctuating forces are shown in Figure 5-24 for $\beta = 70\% - 90\%$. The total fluctuating forces are relatively independent of the homogeneous void fraction in the lift direction and momentum flux from 200 to 500 N/m in the drag direction. In the drag direction, at a momentum flux of approximately 300 N/m, the maximum of the rms forces is reached at 70% homogeneous void fraction.

In the drag direction, the total rms forces increase slightly for momentum flux from 1 to 10 N/m. However, they increase sharply from 10 to 200 N/m. Near a momentum flux of 200 N/m, the forces show a decrease for 80% and 90% homogeneous void fractions. This may be caused by a flow regime transition. In the lift direction, from 1 to 100 N/m, the total fluctuating rms forces are quasi-constant. However, for momentum fluxes higher than 100 N/m, the rms forces begin to increase.

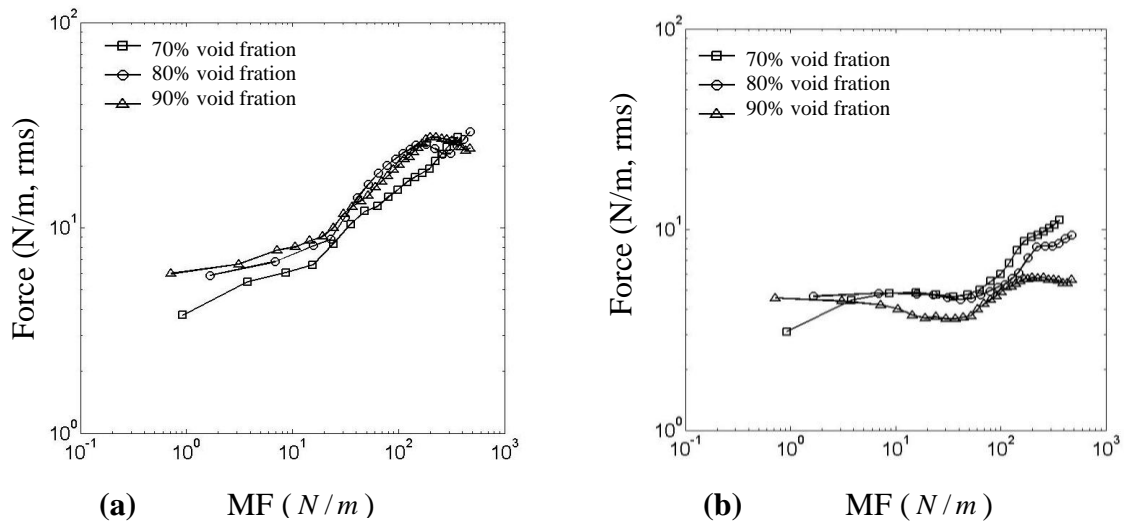


Figure 5-24 : Total fluctuating forces versus momentum flux in the (a) drag and (b) lift directions

5.5.3 Dominant frequencies for $70\% \leq \beta \leq 90\%$

The approximate dominant peak frequencies, in the lift and drag directions, are plotted versus mass flux in Figure 5-25 and versus momentum flux in Figure 5-26.

For a momentum flux from 0 to 200 N/m in the drag direction and from 0 to 150 N/m in the lift direction, the frequencies are closely similar for all homogeneous void fractions. This range of momentum fluxes corresponds to the range of the first part of the rms forces previously discovered. Between 0 and 50 N/m momentum flux, the frequencies decrease from 7 to 3.5 Hz in the drag direction and from 7-8 to 5.5 Hz in the lift direction. These frequencies are similar to those measured between 40% and 60% homogeneous void fraction. Hence, for low momentum flux, the forces are probably caused by bundle scale fluctuations of the flow. Above a momentum flux of 200 N/m, the frequencies are different and vary with the homogeneous void fraction.

For mass fluxes between 500 and 1500 kg/m²s, the frequencies increase with mass flux and with the homogeneous void fraction. This observation may highlight a velocity dependent quasi-periodic force. In addition, the frequencies are slightly higher in the lift direction.

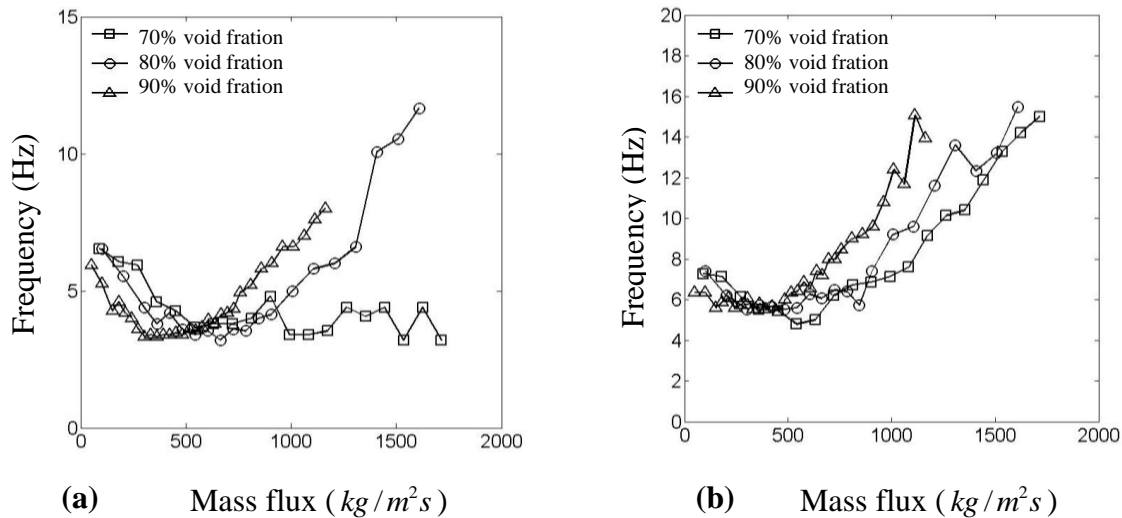


Figure 5-25 : First peak frequency versus mass flux in (a) the drag and (b) lift directions

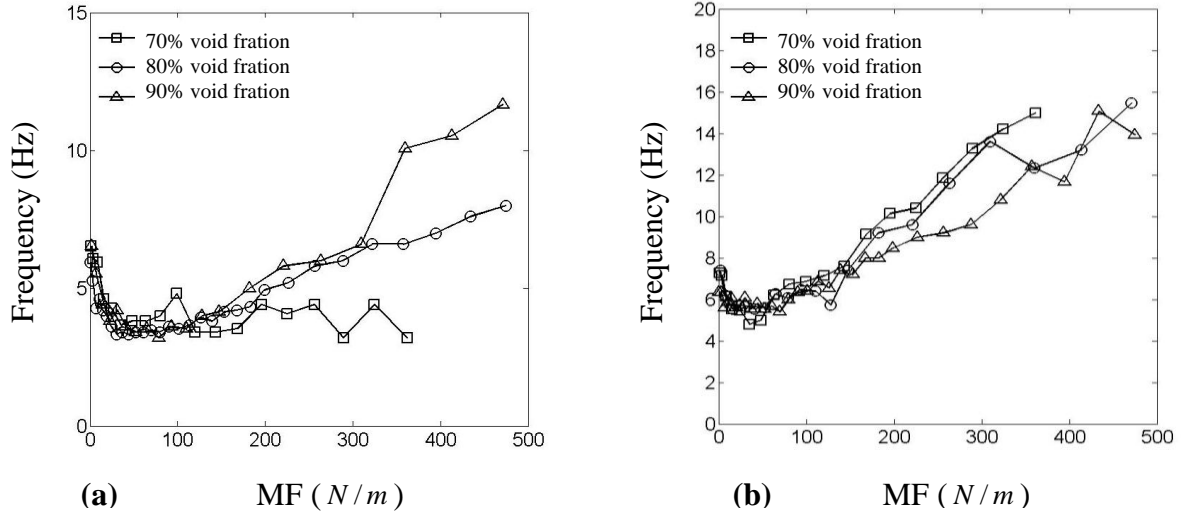


Figure 5-26 : First peak frequency versus momentum flux in (a) the drag and (b) lift directions

5.6 General analysis and discussion

5.6.1 Origin and mechanisms underlying fluid forces

Knowledge of the nature of two-phase flow regimes within tube bundles is important to predict flow-induced vibration. Many studies have been carried out to define the flow regimes and transitions between them. A useful flow regime map was developed by Grant and presented in Collier (1979). The map is shown in Figure 5-27.

In this figure, the abscissa the Martinelli parameter X defined as:

$$X = \left(\frac{1 - \varepsilon}{\varepsilon} \right)^{0.9} \left(\frac{\rho_l}{\rho_g} \right)^{0.4} \left(\frac{\mu_l}{\mu_g} \right)^{0.1} \quad (5.15)$$

where ρ_g and ρ_l are, respectively, the gas and liquid densities, μ_g and μ_l , the corresponding dynamic viscosities.

The ordinate is the dimensionless gas velocity U_g defined as:

$$U_g = \frac{G}{[Dg\rho_g(\rho_l - \rho_g)]^{1/2}} \quad (5.16)$$

where g is the gravity constant, G the mass flux and D the tube diameter.

With an extrapolation of the flow regime transition boundaries, our data fall roughly between the bubbly and intermittent flow regimes. However, the flow map by Grant does not cover all the flow conditions used in the present study.

Other flow maps are considered to cover a wide range of the flow conditions. Data for 20%, 50% and 80% homogeneous void fraction have been plotted on a flow regime map by Noghrekar et al. (1999) in Figure 5-28. The study by Noghrekar was conducted using staggered tube bundles with a pitch-to-diameter ratio of 1.47. All the parameters are close to those in the present study. At 50% homogeneous void fraction and at low flow velocities, the data fall in the bubbly flow which corresponds to the constant frequency force in the force spectra. However, when the quasi-periodic force is significant (at higher velocities), the data fall outside the flow map of Noghrekar et al. At 80% homogeneous void fraction, data are in the intermittent flow regime when the constant frequency force occurs. The velocity range, where the quasi-periodic force begins to occur, is also outside the range of Noghrekar et al.'s study. It is therefore very difficult to correlate forces with this flow map.

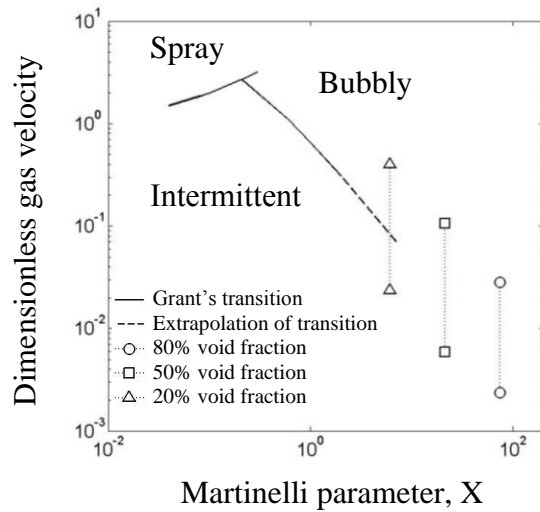


Figure 5-27 : Flow regime map by Grant

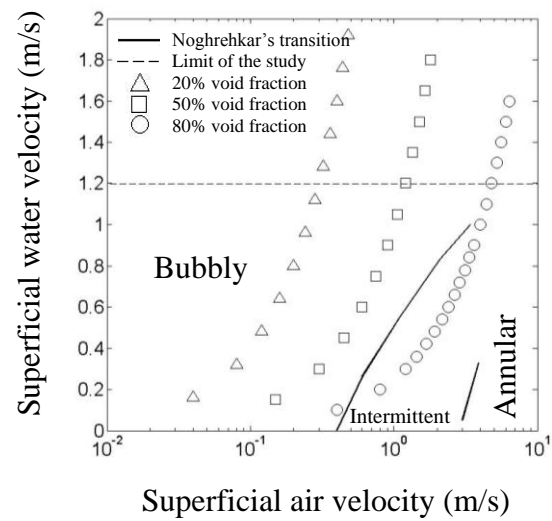


Figure 5-28 : Flow regime map by Noghrekar et al. (1999)

The observed flow conditions could not be categorized into only three flow regimes (bubbly, intermittent and annular) as done by Noghrekar et al. For further insight, the data have been superimposed on a flow map extrapolated from Ohnuki and Akimoto (2000) in Figure 5-29. To generate this map, experiments were conducted in a vertical large diameter pipe (200 mm) which is close to the size of our test section (229x191 mm). While the test parameters are not exactly the same as those tested here, the flow regimes by Ohnuki and Akimoto are more detailed. At 50% and 80% homogeneous void fraction, the constant frequency force matches, respectively, the churn-slug and churn-froth flow regimes. These flow maps seem to confirm the possible links between the constant frequency forces at low frequencies and an intermittent flow at larger scale (probably similar to large slugs).

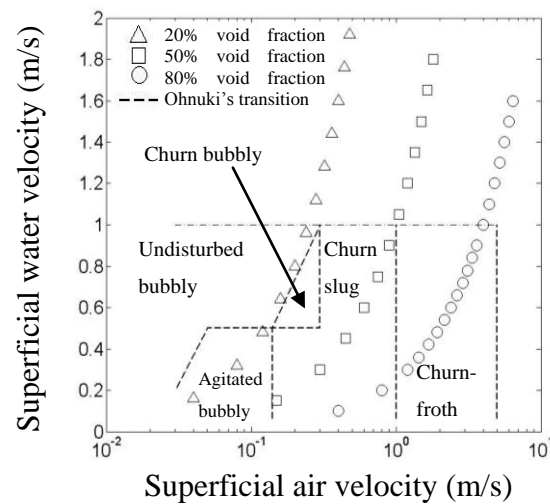


Figure 5-29 : Flow regime map by Ohnuki and Akimoto (2000)

5.6.2 Steady forces

In two-phase flow, the steady drag coefficient may be defined as:

$$C_{Ds} = \frac{F_{Ds}}{\frac{1}{2} \rho_{2\phi} U_p^2 l D} \quad (5.17)$$

where $\rho_{2\phi}$ is the two-phase density, U_p the pitch velocity, F_s the steady force, l the tube length and D the tube diameter. In the lift direction, this coefficient is zero due to the symmetry of the test section. The dependence of the steady drag coefficient on the mass flux, the Weber number We and the Reynolds number Re was investigated.

The Weber number We is a dimensionless parameter and is defined as:

$$We = \frac{MF}{\sigma} \quad (5.18)$$

where MF is the momentum flux and σ the surface tension.

The Reynolds number Re is defined as:

$$Re = \frac{[\varepsilon \rho_g U_g + (1 - \varepsilon) \rho_l U_l] D}{\varepsilon \mu_g + (1 - \varepsilon) \mu_l} \quad (5.19)$$

where ρ_g and ρ_l are the gas and liquid densities, U_g and U_l the gas and liquid velocities, μ_g and μ_l the dynamic viscosities.

The steady drag coefficient showed no consistent trend with void fraction when plotted versus mass flux. A more consistent trend was found when the Weber number was used instead of mass flux. However, the Reynolds number was ultimately found to be the best parameter, giving the consistent with the void fraction as well. Figure 5-30 shows the steady drag coefficient plotted versus Reynolds number.

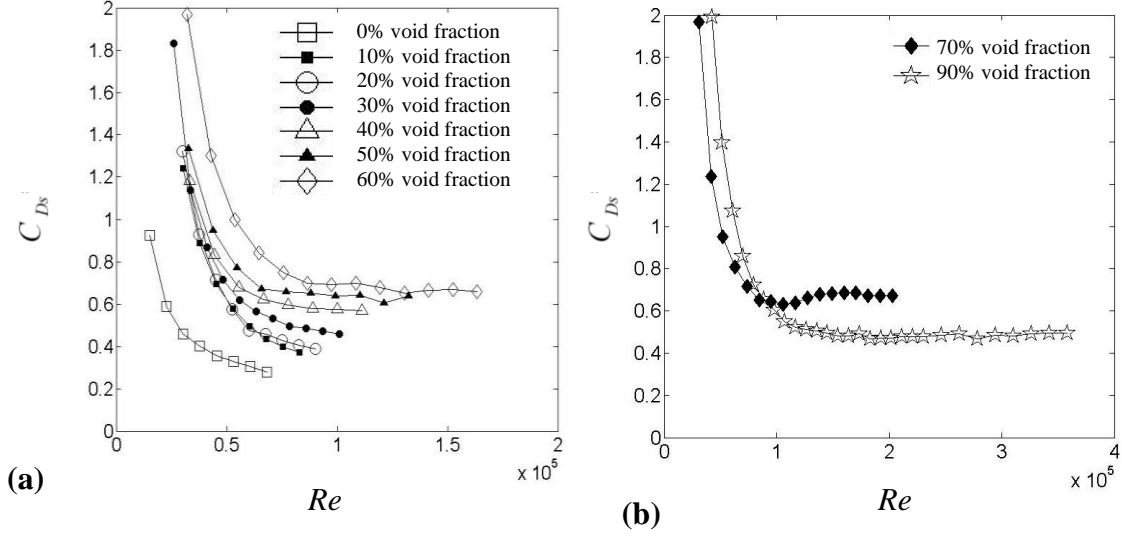


Figure 5-30 Steady drag coefficient versus Reynolds number for a homogeneous void fraction (a) from 0% to 60% and (b) from 70% to 90%

In Figure 5-30 (a), when the void fraction increases (from 0% to 60%), the steady drag coefficient increases as well. From 70 to 90% void fraction, for a given Reynolds numbers, the steady drag coefficients do not follow exactly the same trends as those shown in Figure 5-30. The dependence on the Reynolds number may be divided in two parts. For $Re \leq 80000$, the coefficient decreases with Reynolds number. For $80000 \leq Re \leq 120000$, the drag coefficient is approximately constant.

We propose the following empirical model deduced from the experimental data to estimate the steady drag coefficient:

$$C_{Ds} = \frac{e^{\varepsilon+15.7}}{Re^{\frac{3}{2}}} \quad \text{for} \quad Re \leq 80000 \quad (5.20)$$

$$C_{Ds} = 0.3 + \varepsilon^{0.9} (1 - \varepsilon)^{0.6} \quad \text{for} \quad Re \geq 80000 \quad (5.21)$$

Figure 5-31 shows the experimental data and the empirical model for the steady drag coefficient versus void fraction. The drag coefficient for Reynolds numbers from 20000 to 80000 is shown in Figure 5-31 (a). The function $\ln(C_{Ds} * Re^{3/2})$ increases approximately linearly with void fraction. At higher Reynolds number, the steady drag coefficient is only a function of void fraction as shown in Figure 5-31 (b).

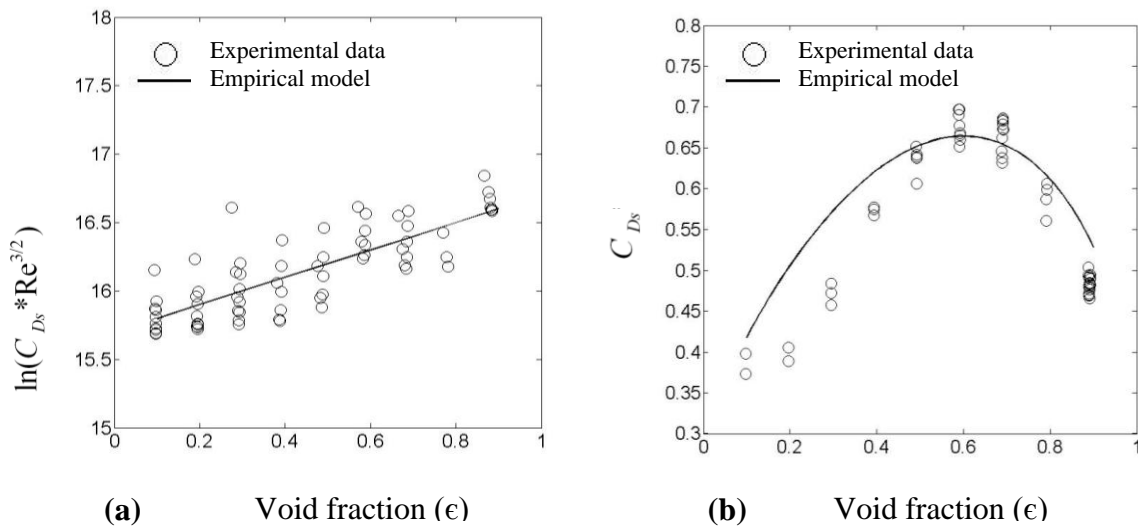


Figure 5-31 Relation between drag steady coefficient and void fraction at (a) low Reynolds number and at (b) higher Reynolds number

The experimental data and the empirical model are now compared with previous studies for low and high Reynolds numbers. At low Reynolds number, Rahman et al. (1996) express the steady drag coefficient as :

$$C_{Ds} = e^E \phi^\beta Re^\eta \quad (5.22)$$

where E , β and η are empirical constants, and ϕ is the porosity and is defined as:

$$\phi = 1 - \frac{\pi}{4} \left(\frac{D}{P_t} \right) \left(\frac{D}{P_l} \right) \quad (5.23)$$

where D is the tube diameter, P_t and P_l , respectively, the transverse and longitudinal pitch.

The form of this relation is close to our formulation (5.20). The constants also have the same order of magnitude ($\eta = -2.22$ or -3.72 and $E = 20.17$ or 31.97 in the Rahman et al. model). However, there are two main differences. The Rahman et al. model and the present study formulations differ in the way that, in the first case, the pitch-to-diameter ratio directly appears in the expression for the porosity parameter (5.23), while, in the second case, it is implied in the pitch velocity (5.3). Furthermore, the slip ratio between the gas and the liquid velocities appears directly in the definition of the void fraction in the present study. In the Rahman et al.'s work, the slip ratio appears in the Reynolds number which is defined using the relative velocity between the gas and liquid phases.

For high Reynolds numbers, the steady drag coefficient seems to follow the same trend as the damping ratio in two-phase flow. A model by Sim and Mureithi (2010) to predict the two-phase flow damping ratio gives a correlation between the damping ratio and the steady drag coefficient.

The coefficient is defined as :

$$C_{Ds} = \frac{8\pi f_n \zeta u_{av} m}{MF} \quad (5.24)$$

where MF is the momentum flux, f_n the natural frequency, m the total mass, ζ the damping ratio, u_{av} is the average velocity and is given by:

$$u_{av} = \frac{\rho_l u_l (1 - \varepsilon) + \rho_g u_g \varepsilon}{\rho_{2\Phi}} \quad (5.25)$$

This theoretical model is compared with our experimental data in Figure 5-32. From 30% to 90% void fraction, the theoretical steady drag coefficient is somewhat higher than the experimental data. However, the theoretical coefficient tends toward the experimental coefficient when the pitch velocity increases. Hence this model confirms the link between the steady drag coefficient and the damping ratio.

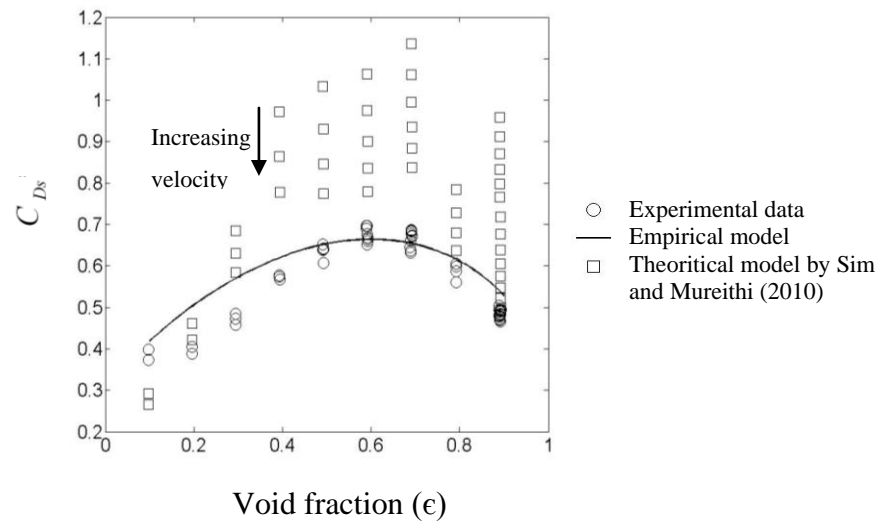


Figure 5-32 : Comparison of the steady drag coefficient for experimental data, theoretical (Sim and Mureithi, 2010) and empirical model

5.6.3 Fluctuating forces

In two-phase flow, the fluctuating drag and lift coefficient may be defined as:

$$C_{Df} = \frac{F_{Df}}{\frac{1}{2} \rho_{2\phi} U_p^2 l D} \quad (5.26)$$

$$C_{Lf} = \frac{F_{Lf}}{\frac{1}{2} \rho_{2\phi} U_p^2 l D} \quad (5.27)$$

where $\rho_{2\phi}$ is the two-phase density, U_p the pitch velocity, F_{Df} and F_{Lf} , respectively, the total rms drag and lift fluctuating forces, l the tube length and D the tube diameter.

Similarly to the case of the steady coefficient, the Reynolds number shows an obvious relation with the unsteady force coefficients and the void fraction. Figure 5-33 shows the unsteady drag and lift coefficients versus the Reynolds number for $20\% \leq \varepsilon \leq 90\%$ void fraction.

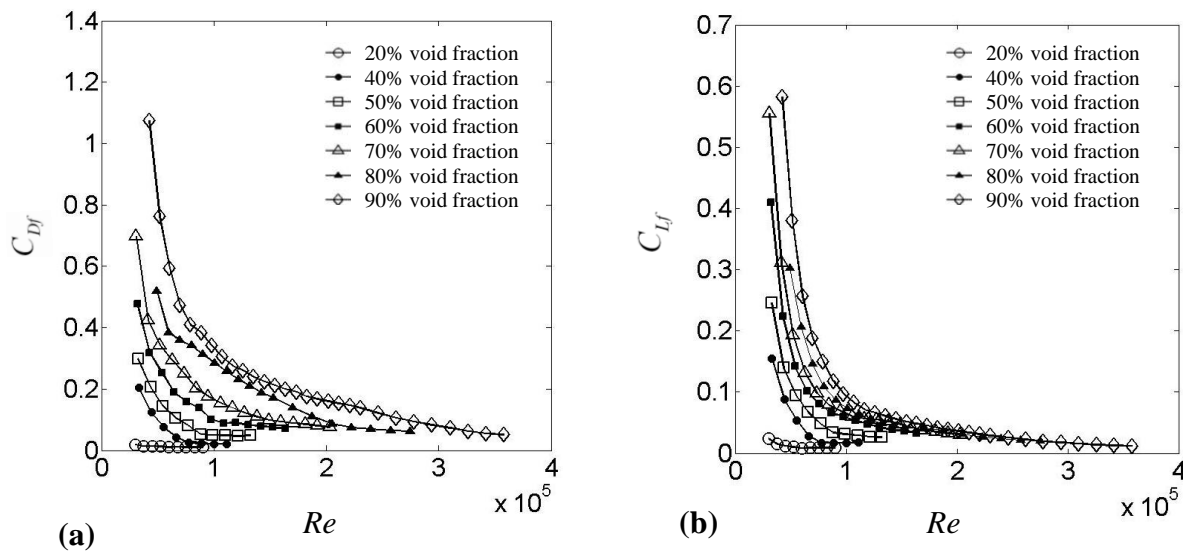


Figure 5-33 : Fluctuating (a) drag and (b) lift coefficients versus Reynolds number

The dynamic force coefficients are higher in the drag than in the lift direction. From 40% to 90% void fraction, the coefficients decrease with the Reynolds number. However, at high Reynolds numbers, the coefficients become approximately constant. Furthermore, the coefficients increase with void fraction in both the drag and lift directions. In comparison to the steady drag coefficient, the dynamic coefficients are only slightly lower particularly for low Reynolds number.

The dynamic forces in two-phase flow can be divided into three types: random forces and the more significant constant frequency and quasi-periodic forces. The first type of significant force occurs at low and quasi-constant frequency. The dominant frequencies were previously analyzed in sections 5.4 and 5.5.

The second significant force is a quasi-periodic force depending on flow velocity. Two types of these quasi-periodic forces are significant: one at low frequency (10-25Hz) and the other at higher frequency (up to 40Hz). Figure 5-34 shows the Strouhal number plotted versus void fraction for these two cases. The level of importance of the velocity dependent quasi-periodic forces is indicated in the legend. At low frequency, from 70% to 90% void fraction the forces are significant. The Strouhal number could also be defined as $S_1 = 0.3(1 - \varepsilon)$. At higher frequency (up to 40 Hz) from 40% to 70% void fraction the force is well-defined and the Strouhal number could be defined as $S_2 = 1 - 0.64\varepsilon$.

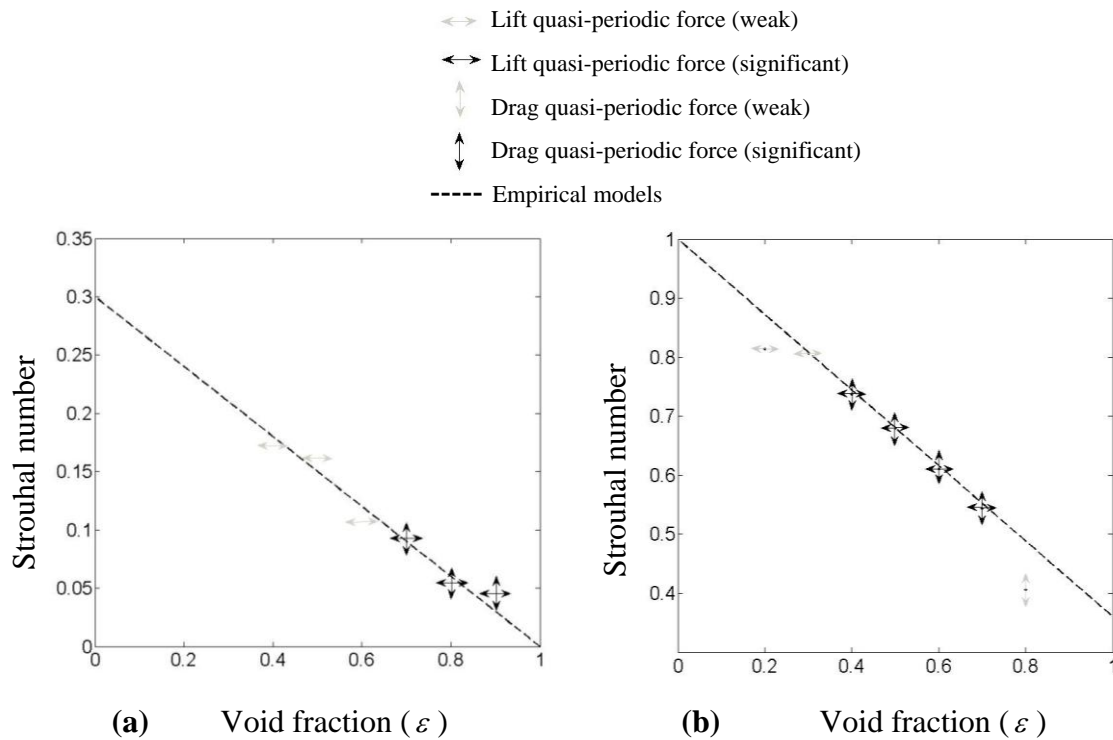


Figure 5-34 : Strouhal number versus void fraction at (a) low frequency (0-25 Hz) and at (b) higher frequency (up to 40 Hz)

5.7 Conclusion

Force measurements were taken in a normal triangular tube bundle subjected to single and two-phase cross-flow. In single phase-flow, a periodic force occurs which is the result of vortex shedding. The corresponding Strouhal numbers are in agreement with those of previous studies.

In two-phase flow, besides the expected random turbulence forces, fluctuating forces with strong periodic components were also found. The forces may be divided into two types. Firstly, a quasi-constant frequency force which occurs from 20 to 90% homogeneous void fraction. The frequency is about 3.5 Hz in the drag direction and 5.7 Hz in the lift direction. Bundle scale flow intermittency is considered to be the origin of the low frequency force.

References

Axisa, F. , Boheas, M.A. , Villard, B., Gilbert, R.J., 1985. Vibration of tube bundles subjected to steam-water cross flow : an comparative study of square and triangular pitch arrays. Paper P1/2 in proceedings of the 8th International Conference on Structural Mechanics in Reactor Technology (SMIRT), Buxelles, Belgium.

Blevins, R. D., 1991. Flow-Induced Vibration, 2nd ed. Van Nostrand, New York.

Collier J. G., 1979. Two-phase Gas-Liquid Flows within Rod Bundles. Turbulent Forced Convection in Channels and Bundles : Theory and Applications to Heat Exchangers and Nuclear Reactor, Hemisphere Publishing Corporation, Washington, DC., vol. 2, p. 1041-1055.

De Langre, E., Villard, B., 1998. An upper bound on random buffeting forces caused by two-phase flows accross tubes. Journal of Fluids and Structures, vol. 12, pp. 1005-1023.

Feenstra, P. A., Weaver, D. S., Judd, R.L., 2000. An improved void fraction model for two-phase cross-flow in horizontal tube bundles. International Journal of Multiphase Flow, vol. 26, pp. 1851-1873.

Noghrehkar, G.R., Kawaji, M., Chan A.M.C., 1999. Investigation of two-phase flow regimes in tube bundles under cross-flow conditions. International Journal of Multiphase Flow, vol. 25, p. 857-874.

Ohnuki, A. and Akimoto, H., 2000. Experimental study on transition of flow pattern and phase distribution in upward air-water two-phase flow along a large vertical pipe. *International Journal of Multiphase Flow*, 26, p. 367-386.

Perrot, E. , Mureithi, N.W., Pettigrew, M.J., Ricciardi, G., 2011. Vibration excitation forces in a normal triangular tube bundle subjected to two-phase cross-flow. Paper 57102, FIV Symposium, proceedings in ASME Pressure Vessels and Piping Division Conference, Baltimore.

Pettigrew, M.J., Taylor, C.E., 1994. Two-Phase flow-Induced vibration : An overview. *Journal of Pressure Vessel Technology*, vol. 116, pp. 233-253.

Pettigrew, M.J., Taylor, C.E., 2003. Vibration analysis of shell-and-tube heat exchangers: an overview - Part 2: vibration response, fretting-wear, guidelines. *Journal of Fluids and Structures*, vol. 18, pp. 485-500.

Pettigrew, M.J., Taylor, C.E., 2009. Vibration of a normal triangular tube bundle subjected to two-phase freon cross flow. *Journal of Pressure Vessel Technology*, vol. 131.

Polak, D.R., Weaver, D.S., 2010. Vortex shedding in normal triangular tube arrays. *Journal of Fluids and Structures*, vol. 9, pp. 1-17.

Rahman, F. H., Gebbie, J. G., Jensen, M. K., 1996. An interfacial friction correlation for shell-side vertical two-phase cross-flow past horizontal in-line and staggered tube bundles. *International Journal of Multiphase Flow*, 22(4), 753-766.

Ricciardi, G., 2010. Modélisation du couplage fluide-structure d'un réseau de tubes soumis à un écoulement diphasique transverse , par une approche milieux poreux. Rapport de post-doctorat, Ecole Polytechnique Montreal, Montreal.

Senez, H., 2010. Études des forces dues à la turbulence dans un écoulement diphasique transverse sur un faisceau de tubes en configuration triangulaire tournée. Mémoire de maîtrise, Département de Génie Mécanique, Ecole Polytechnique Montreal, Montreal.

Sim, W.G., Mureithi, N.W., 2010. A evaluation of a two-phase damping model on tube bundles subjected two-phase cross-flow. Paper 30315 proceedings in ASME 3rd Joint-US-European Fluids Engineering Summer Meeting and 8th International Conference on Nanochannels, Microchannels and Minichannels, Montreal.

Taylor, C.E., Pettigrew, M.J., 2000. Random excitation forces in heat exchanger tube bundles. *Journal of Pressure Vessel Technology*, vol. 122, pp. 509-514.

Weaver, D.S., Fitzpatrick, J.A., El Kashlan, M., 1987. Strouhal numbers for heat exchanger tube arrays in cross flow. *Journal of Pressure Vessel Technology*, vol. 109.

Zhang, C., 2007. Correlation between vibration excitation forces and the dynamics characteristics of two-phase flow in a rotated triangular tube bundle. Ph.D. Thesis, Mechanical Engineering Department, Ecole Polytechnique Montreal, Montreal.

CHAPITRE 6 MESURES DÉTAILLÉES DE L'ÉCOULEMENT DIPHASIQUE ET CORRÉLATION AVEC LES FORCES D'EXCITATION VIBRATOIRE DANS UN FAISCEAU DE TUBES TRIANGULAIRE NORMAL

Les forces périodiques dans le faisceau triangulaire normal sont maintenant bien identifiées, voir au Chapitre 4 et 5. Deux forces significatives en écoulement diphasique ont été relevées. L'une a sa fréquence dominante quasi-constante et autour de 4 Hz (lorsque la force agit de manière significative). L'autre a sa fréquence dominante linéairement dépendante à la vitesse du fluide diphasique. Quelle est l'origine de ces deux forces ?

Le présent Chapitre a pour but d'essayer de répondre à cette question fondamentale. Ce chapitre est en réalité la traduction d'un article qui sera soumis au *Journal of Fluid and Structure* Octobre 2011 et s'intitulera "Flow measurements and correlation with vibration excitation forces in a normal triangular tube bundle subjected to two-phase cross flow". Les auteurs de cet article sont E. Perrot, N. Mureithi, M. Pettigrew et C. Béguin.

Le dispositif expérimental sera, dans un premier temps, expliqué de manière précise. Par la suite, le chapitre sera scindé en deux parties : la première traitera des résultats pour 50% de taux de vide homogène et la deuxième de ceux à 80% de taux de vide homogène. Pour chacune de ces parties, l'étude détaillée de l'écoulement précédera la corrélation avec les forces d'excitation vibratoire. Finalement, une discussion sur l'origine de ces forces sera menée dans la dernière section.

6.1 Introduction

Pour identifier les mécanismes exacts de ces forces périodiques, une étude détaillée du fluide diphasique a donc été entreprise. Toutefois, des travaux antérieurs sur les fluides diphasiques ont déjà été orchestrés. Les études menées par Grant (1972), Mewes et al. (1994) et Noghrehkar et al. (1999) et discutées dans la Section 2.2.1 en sont des exemples importants. Il en ressort principalement que trois régimes d'écoulement sont observés dans les faisceaux de tubes :

ce sont les régimes à bulles, intermittent et annulaire. De plus, des études détaillées sur le fluide diphasique ont été faites par Pettigrew et al. (2005) pour un faisceau triangulaire tourné. La corrélation entre ces mesures détaillées de fluide et les forces d'excitation vibratoire a, par ailleurs, été investigué par Zhang et al. (2008). Un lien entre les caractéristiques dynamiques du fluide diphasique et les forces périodiques a été démontré pour le faisceau de tubes en configuration triangulaire tournée. Une étude similaire devra donc être conduite mais pour un faisceau triangulaire normal.

L'objectif est donc de démontrer le lien entre les caractéristiques du fluide diphasique et celles des forces périodiques, mais aussi, d'essayer de trouver l'origine précise de ces forces.

6.2 Considérations analytiques et expérimentales

6.2.1 Boucle d'essais

La boucle d'essais utilisée pour ces expériences est exactement la même que celle utilisée pour la première série expérimentale. Le schéma est rappelé à la Figure 6-1. Les détails sont donnés à la section 5.2.1 et ne seront, en revanche, pas répétés ici.

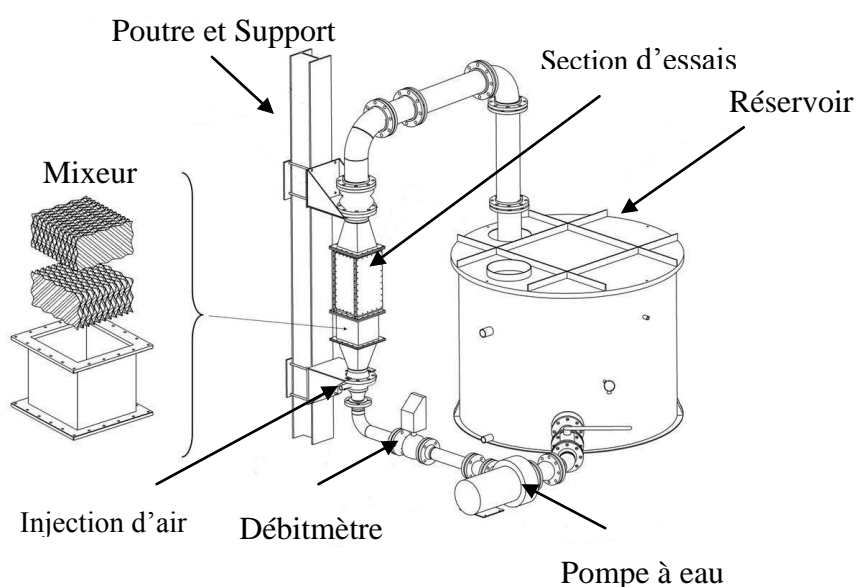


Figure 6-1 : Boucle d'essai

6.2.2 Section d'essais

La section d'essais rectangulaire (229x191 mm) contient 25 tubes fixes, 10 demi-tubes fixes, 6 tubes instrumentés et 6 sondes optiques (voir Figure 6-2 et Figure 6-3). Les tubes ont un diamètre relativement grand (38 mm) afin de permettre des mesures détaillées du fluide. Le ratio de pas-sur diamètre est de 1.5. La configuration est triangulaire normale. Les tubes instrumentés avec des jauges de déformation sont à proximité des sondes optiques pour pouvoir réaliser des corrélations entre les deux. Les sondes optiques sont installées dans six directions différentes : à 60° inférieure (lower en anglais) et supérieure (upper) (L60 et U60), à 90° inférieure et supérieure (L90 et U90) et à 30° inférieure et supérieure (L30 et U30). La mesure angulaire correspond à l'angle entre la direction de trainée et la direction du chemin parcouru par les sondes, et les appellations inférieure et supérieure correspondent à la position des sondes dans la section d'essais. Comme la section est symétrique, le chemin d'écoulement est le même pour les sondes situées à droite ou à gauche de la section d'essai.

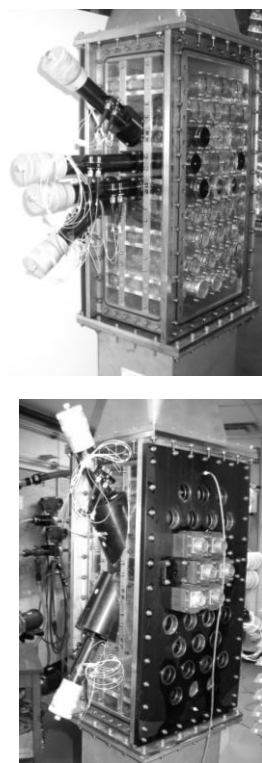


Figure 6-2 : Photos de la section d'essai

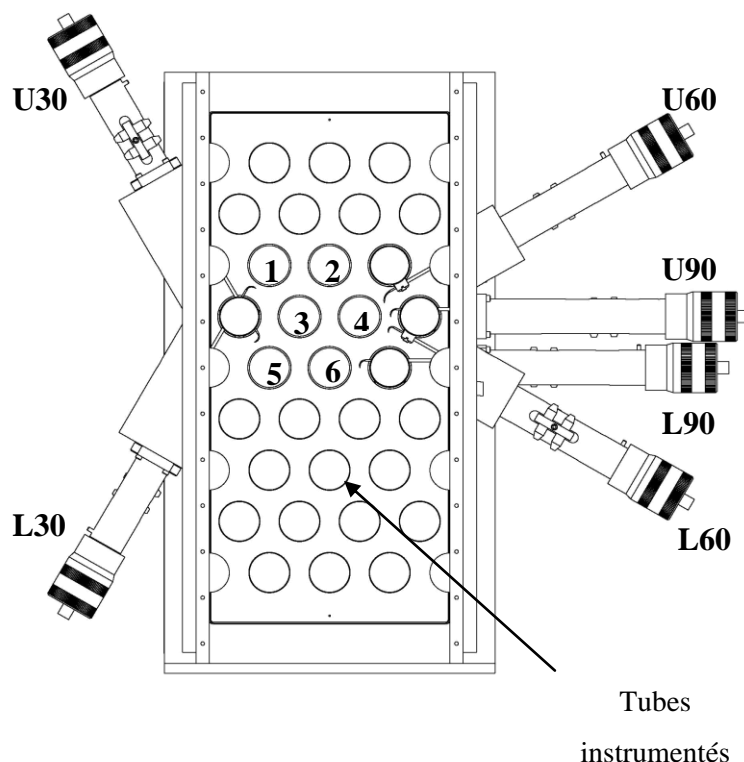


Figure 6-3 : Section d'essai

6.2.3 Définitions des paramètres

Pour les débits de liquide et de gaz utilisés lors des expériences, le taux de vide homogène β a été pris en compte. La définition est rappelée ci-dessous :

$$\beta = \frac{Q_g}{Q_g + Q_l} \quad (6.1)$$

où Q_g et Q_l sont, respectivement, le débit volumique du gaz et du liquide.

Cependant, avec les sondes optiques, c'est directement le taux de vide local ε qui a été mesuré. Celui-ci définit de manière précise l'écoulement. Il est défini par :

$$\varepsilon = \frac{V_g}{V_g + V_l} \quad (6.2)$$

où V_g et V_l sont, respectivement, le volume du gaz et du liquide.

Nous rappelons finalement la définition de la vitesse inter-tubes qui a été utilisée pour les expériences:

$$U_p = U_\infty \frac{P}{P - D} \quad (6.3)$$

où U_∞ est la vitesse homogène en aval du faisceau, P le pas du faisceau et D le diamètre du tube.

6.2.4 Détails du design des sondes optiques

Un nouveau design de sondes a été développé pour réaliser les mesures de l'écoulement dans cette section. Des mesures ont été prises tous les millimètres grâce aux têtes micrométriques installées sur les sondes. Celle-ci contrôle de manière très précise la position de l'extrémité de la sonde. Un exemple de sonde optique est montré à la Figure 6-4. Les sondes ont une longueur importante (de 180 mm) car la distance de mesures à couvrir est très significative. Les mesures sont possibles près de la paroi, mais aussi, après le premier tube. Dans ce cas de figure, ce premier tube est remplacé par un nouveau tube permettant le passage de sondes. Ces tubes sont représentés à la Figure 6-5. Dans le même temps, une pièce d'ajustement est ajoutée à la sonde (voir la Figure 6-4). Cet ajustement permet à la sonde d'atteindre la position appropriée

dans la section d'essai. De plus, cette partie d'ajustement a été placée dans la partie inférieure du mécanisme, ce qui permet de garder exactement la même instrumentation pour les fibres optiques situées dans la partie supérieure. Effectivement, la mise en place de tout le système de fibres optiques est un travail complexe et peut prendre jusqu'à 40 heures. Ainsi, le fait de garder toute cette instrumentation en place est un gain précieux.

Deux types de tubes pouvant laisser passer les sondes ont été développés comme le montre la Figure 6-5. Tout d'abord, les tubes laissant passer les sondes à 30° et 90° sont des tubes percés dans lesquelles les sondes pourront transiter. De petites pièces viennent alors combler les trous et fixer les sondes aux tubes de manière à éviter les vibrations. Les tubes utilisés pour les sondes à 60° sont, quant à eux, munis d'une pièce supplémentaire qui vient fixer la sonde sur la partie supérieure du tube (voir Figure 6-5). De cette manière, les vibrations peuvent aussi être évitées pour ces sondes.

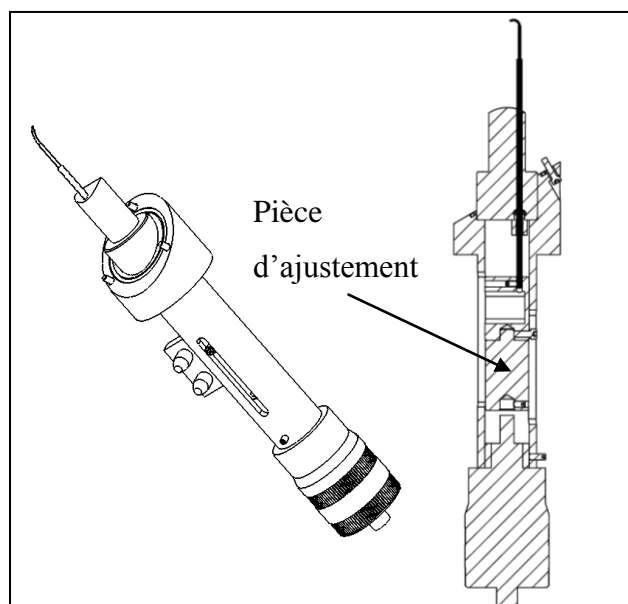


Figure 6-4 : Design des sondes

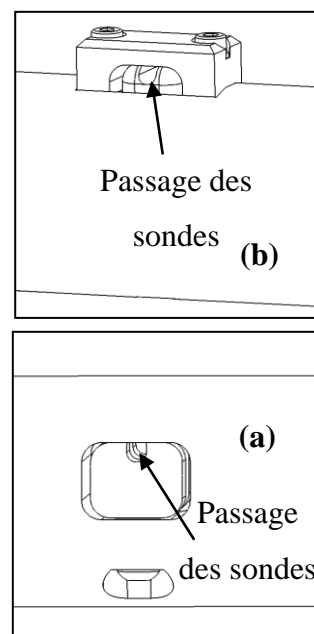


Figure 6-5 : Design des tubes permettant le passage des sondes (a) à 30° et 90° et (b) à 60°

Les sondes sont composées, dans leurs parties terminales, de petits tubes en acier dans lesquels sont insérées les fibres optiques. Ces tubes en acier sont courbés de manière à ce que les fibres suivent une orientation précise. Différentes courbures ont été choisies pour les sondes. Pour les sondes à 30° et 90° , l'angle de courbure est de 90° . Pour U60 et L60, les angles sont, respectivement, 120° et 60° . Ces différentes configurations sont exposées à la Figure 6-6.

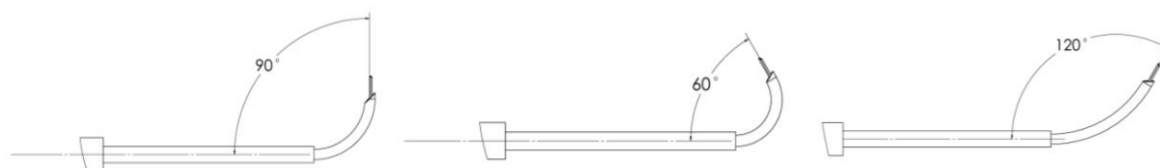


Figure 6-6 : Orientations possibles des tubes en acier

L'objectif de ces différents angles est de placer les fibres optiques dans le principal axe du chemin d'écoulement. De cette manière, la composante principale de la vitesse des bulles sera mesurée. Des exemples de l'orientation des tubes en acier pour des sondes à 30° , 60° et 90° sont montrés à la Figure 6-7. Même si cela est impossible d'être exactement dans l'axe de l'écoulement pour toutes les positions et pour tous les régimes d'écoulement, la courbure des tubes d'acier est choisie pour être la plus proche du chemin d'écoulement estimé. Ce choix de courbure minimisera l'erreur sur les mesures de vitesses et de tailles des bulles.

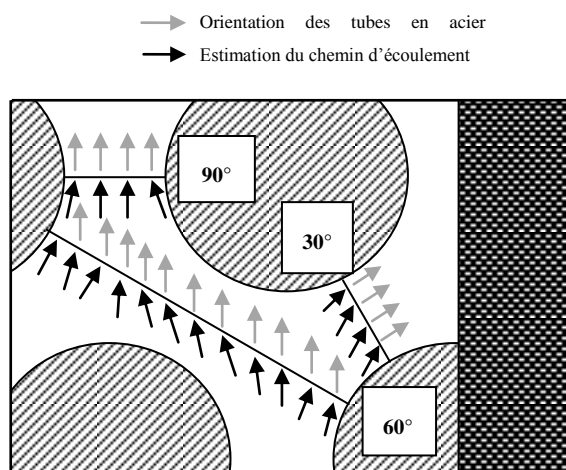


Figure 6-7 : Orientations des tubes d'acier et estimation du chemin d'écoulement

Le design des doubles fibres optiques est représenté à la Figure 6-8. Les deux fibres optiques sont insérées dans le tube courbé en acier. La distance entre les deux fibres est établie à environ 100 μm et le diamètre des fibres utilisé pour ces expériences est de 125 μm . Les fibres ont leurs extrémités en forme de cône. Ce cône est obtenu par trempage dans une solution composée d'acide à haute concentration et d'un film d'huile. L'acide ronge la fibre, mais avec le film d'huile, la concentration en acide diminue, une forme conique est alors obtenue sur l'extrémité des fibres.

Les fibres vont agir comme des capteurs. En effet, les données obtenues sont basées sur la réflexion d'un signal laser sur le fluide. Or, l'air et l'eau ont un indice de réfraction différent. Par conséquent, nous pouvons mesurer de manière précise, et à tout moment, si le fluide est composé d'air ou d'eau.

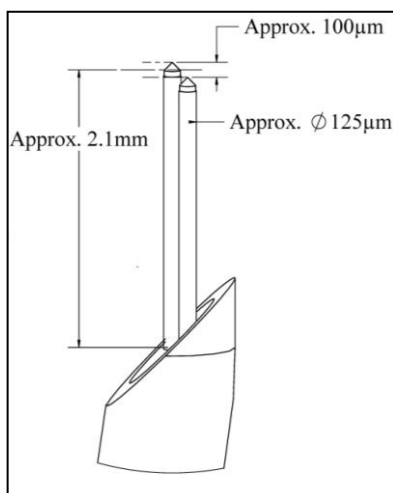


Figure 6-8 : Design des fibres optiques

6.2.5 Instrumentations utilisées pour la corrélation entre les mesures de force et de fluide

Les mesures d'écoulement ont été prises à différentes positions. Pour chaque sonde, une mesure est prise à gauche (left, L), une au centre (center, C) et une à droite (right, R). Toutes ces positions sont représentées à la Figure 6-10. Seulement une fibre par sonde est utilisée lors de ces mesures. Le signal attendu par les sondes optiques est présenté à la Figure 6-9. Lorsque le signal est réfléchi sur l'air, la valeur du signal est de un, et lorsqu'il est réfléchi sur l'eau la valeur est

zéro. Les signaux sont enregistrés et analysés sur un système d'acquisition de données OROS 32. Les caractéristiques dynamiques du fluide diphasique seront alors représentées sous forme de densité de puissance spectrale (PSD).

Les forces dans les directions de portance et de trainée sont mesurées simultanément avec le système d'acquisition OROS 32. Des corrélations entre le fluide et les forces seront ainsi faites.

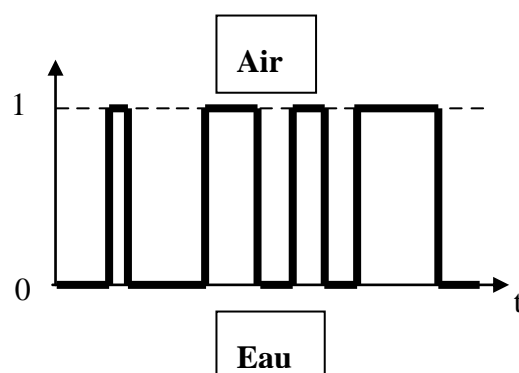


Figure 6-9 : Signal de l'écoulement diphasique attendu

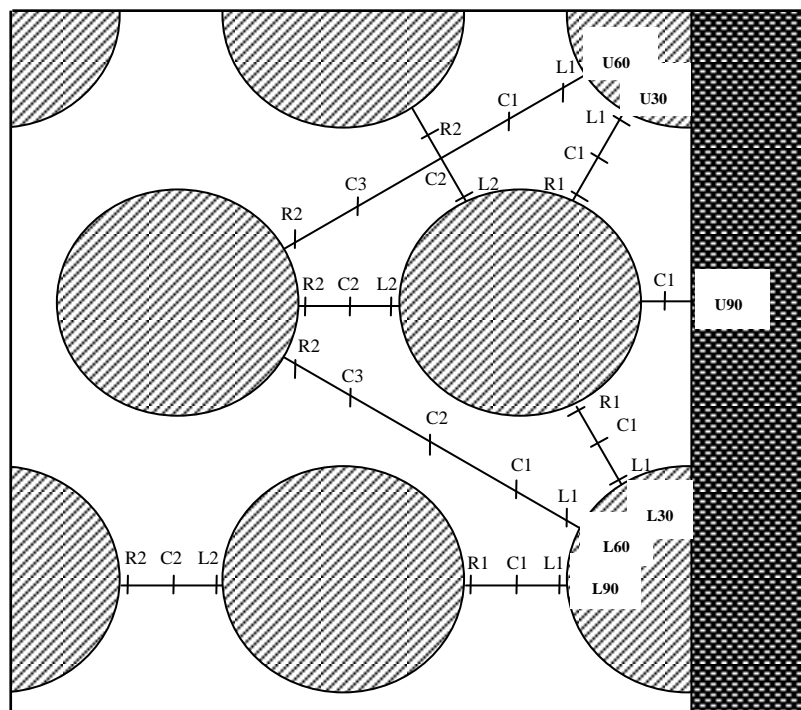


Figure 6-10 : Positions des fibres optiques pour les mesures du fluide

6.2.6 Instrumentations utilisées pour les mesures détaillées de l'écoulement diphasique

Pour les analyses détaillées de l'écoulement diphasique, des mesures ont été prises tous les millimètres. Toutes les régions de mesures sont présentées par des flèches à la Figure 6-11. Toutes ces mesures permettront de suivre le chemin d'écoulement autour du tube.

Le taux de vide local, la taille des bulles et la vitesse des bulles ont été mesurés. Les deux fibres optiques ont été utilisées. Le taux de vide local moyenné dans le temps ε est le ratio du temps où des phases d'air ont été mesurées sur le temps total de mesure t_{total} . Il peut ainsi être défini comme :

$$\varepsilon = \frac{\sum t_{air}}{t_{total}} \quad (6.4)$$

La vitesse des bulles U_b est le ratio de la distance entre les deux fibres sur le temps que met la bulle pour transiter de la Fibre 2 à la Fibre 1. La Figure 6-12 illustre de manière précise ces paramètres. Sur cette figure, $t_{u,r}$ correspond au temps que met la bulle pour passer de la Fibre 2 à la Fibre 1 pour le front ascendant (rising) du signal de la bulle, et $t_{u,f}$ au temps pour le front descendant (falling). Pour le calcul de la vitesse, le front ascendant a été utilisé car les bulles peuvent parfois se rompre au contact de la fibre. Par conséquent, le signal sera moins bien défini pour le front descendant. La vitesse des bulles peut ainsi être exprimé par :

$$U_b = \frac{d}{t_{u,r}} \quad (6.5)$$

La taille des bulles s est alors déduite du produit de la vitesse des bulles par le temps de contact entre la bulle et la fibre. Un exemple est donné à la Figure 6-12. En réalité, c'est la moyenne du temps de contact entre la bulle et chacune des fibres ($t_{s,1}$ et $t_{s,2}$, voir la Figure 6-12) qui est prise en compte. La taille des bulles peut ainsi se définir comme :

$$s = U_b \left(\frac{t_{s,1} + t_{s,2}}{2} \right) \quad (6.6)$$

Le logiciel calculant les caractéristiques des bulles utilise deux critères pour sélectionner les bulles. Le premier critère concerne la taille des bulles et le second la vitesse de celle-ci. Le

ratio entre les temps $t_{s,1}$ et $t_{s,2}$ pour la taille et entre les temps $t_{u,r}$ et $t_{u,f}$ pour la vitesse doit être inférieur à un certain critère d'erreur. On est alors sûr que la bulle à frapper de manière frontale la sonde. On aura donc les véritables caractéristiques des bulles. Le critère d'erreur a été fixé à 10% ou 15%.

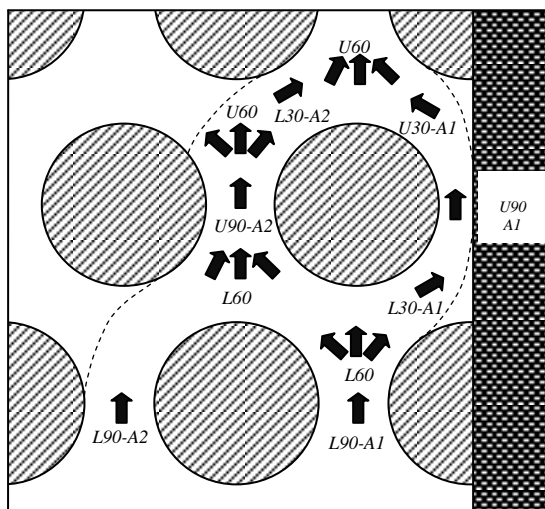


Figure 6-11 : Région des mesures détaillées de l'écoulement

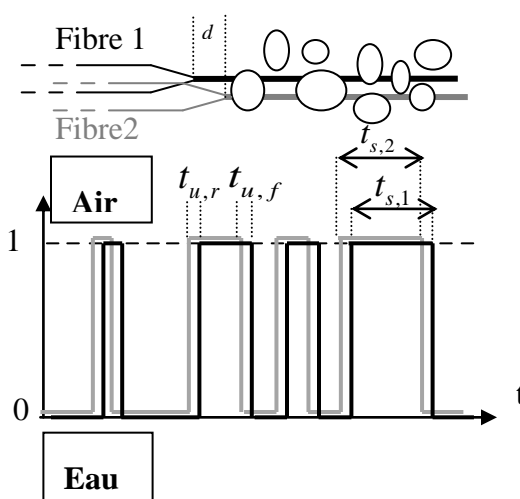


Figure 6-12 : Mesures des vitesses de bulles et des tailles de bulles

Des exemples d'histogramme de tailles de bulles et de vitesses de bulles sont donnés à la Figure 6-13. Un pic net est visible pour les deux histogrammes. Dans ce chapitre, le maximum de ce pic sera utilisé pour décrire la taille et la vitesse des bulles pour chaque position.

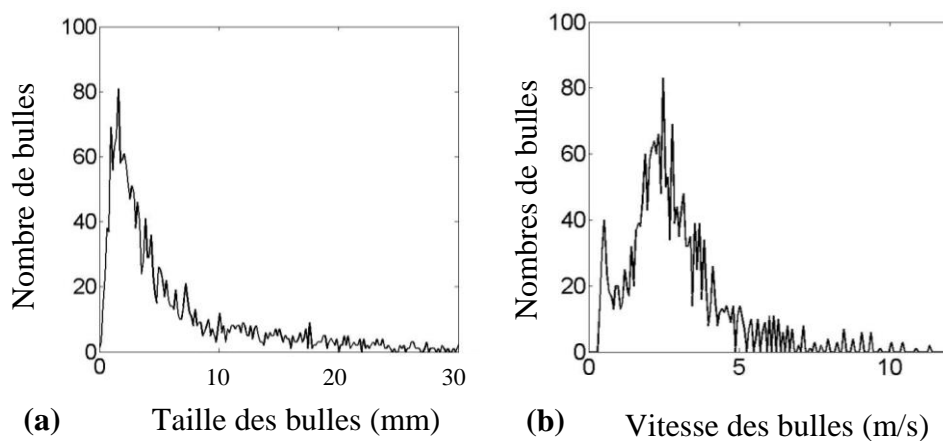


Figure 6-13 : Exemples d'histogramme pour (a) la taille des bulles et (b) la vitesse des bulles pour la sonde située dans la zone L90-A1 (à la position centrale) pour une vitesse inter-tubes de 8.0 m/s et un taux de vide homogène de 80%

Finalement, une caméra Mikotron à hautes vitesses a été utilisée pour voir plus précisément les caractéristiques du fluide dans la section d'essai. Jusqu'à 2200 images par secondes ont été enregistrées.

6.3 Mesures détaillées de l'écoulement diphasique à 50% de taux de vide homogène

6.3.1 Structure de l'écoulement à 50% de taux de vide homogène

Pour 50% de taux de vide homogène, deux différents régimes d'écoulement ont été observés à une échelle locale. Pour les basses vitesses (de 0.6 à 1.8 m/s), l'écoulement est à bulles comme le montre la Figure 6-14. Pour des plus grandes vitesses (de 2.4 m/s à 3.6 m/s), l'écoulement est principalement à bulles mais de larges gouttes d'eau font leurs apparitions comme le montre la Figure 6-15.

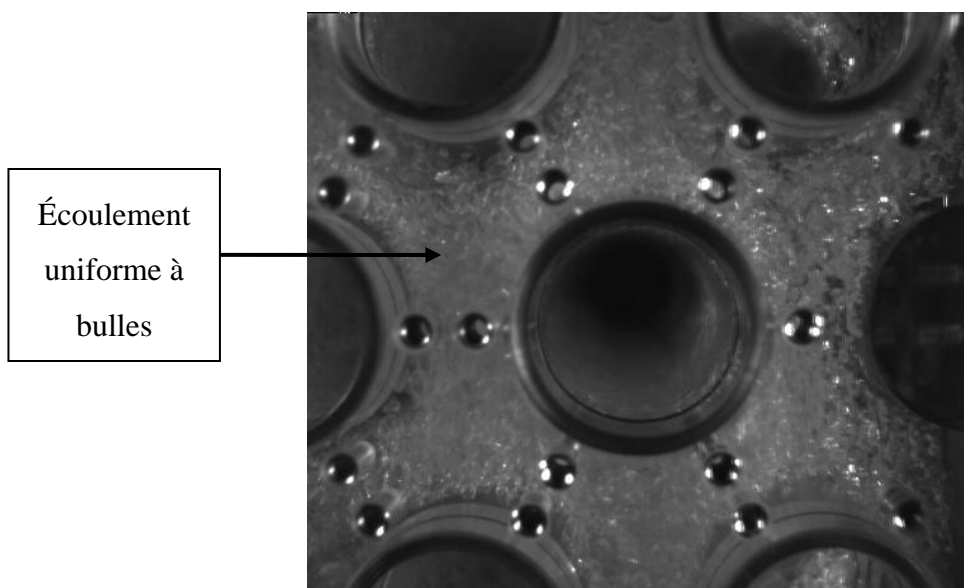


Figure 6-14 : Écoulement à bulles local pour une vitesse inter-tubes de 1.8 m/s et un taux de vide homogène de 50%

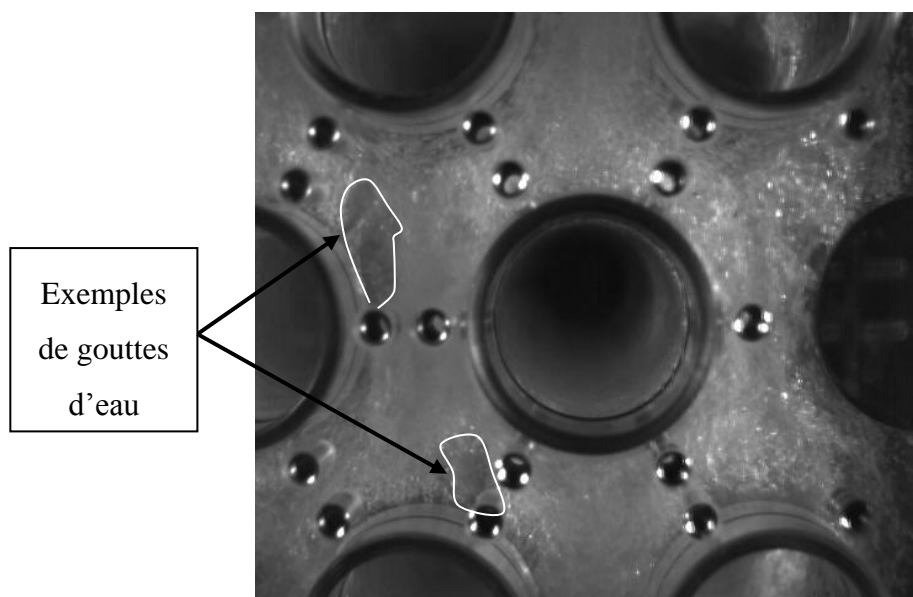


Figure 6-15 : Écoulement local pour une vitesse inter-tubes de 3.6 m/s et un taux de vide homogène de 50%

En plus de ces observations locales, un effet à l'échelle du faisceau est également visible (notamment avec la caméra). Ce phénomène est en réalité une sorte de vague qui remonte toute la section. Ce phénomène est observé environ quatre fois par seconde. Cet effet semble avoir lieu pour toutes les vitesses testées.

Les régimes d'écoulements vont maintenant être analysés plus en détails. Le premier régime observé correspond donc à un écoulement à bulles couplé à des vagues diphasiques à plus larges échelles. Une vitesse inter-tubes de 1.8 m/s a été sélectionnée pour la présentation puisque les phénomènes fluides y sont bien définis. Dans un premier temps, le taux de vide, la taille des bulles et la vitesse des bulles pour une sonde à 90° vont être présentés (Figure 6-16).

Pour toutes les figures de ce type dans ce chapitre (pour les sondes à 90° et 30°), la position à 19 mm correspond à la mesure la plus proche de la paroi (de la plaque latérale), et la position 0 mm correspond à la position du premier tube rencontré par la sonde.

Comme le montre la Figure 6-16, le taux de vide local atteint un maximum aux positions 3 mm et 15 mm entre les tubes. La taille des bulles ainsi que leurs vitesses semblent suivre approximativement la même tendance. Cela signifie qu'il y aurait deux voies d'écoulement dans lesquelles s'écoulent préférentiellement les bulles de grandes tailles et de grandes vitesses. Dans ces zones, la vitesse des bulles dépasse les 1.0 m/s et la taille des bulles les 2.0 mm.

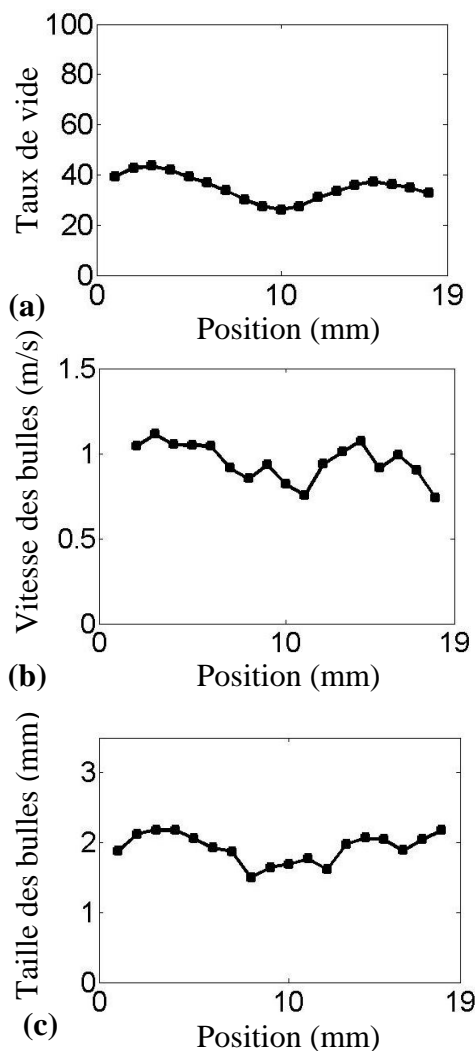


Figure 6-16 : (a) Taux de vide vitesse des bulles (b) et tailles des bulles (c) pour L90-A1 à 1.8 m/s et 50% de taux de vide homogène

Ces chemins d'écoulement découverts sont maintenant présentés plus en détails à l'intérieur du faisceau à la Figure 6-17. La distribution spatiale du taux de vide local y est montrée. Deux principaux chemins d'écoulement sont effectivement observés. Ils sont

schématisés sur la Figure 6-17. Le taux de vide est clairement plus élevé dans ces chemins d'écoulement, ce qui signifie que le flux d'air (principalement composé de bulles dans ce cas) suit préférentiellement cette voie entre les tubes.

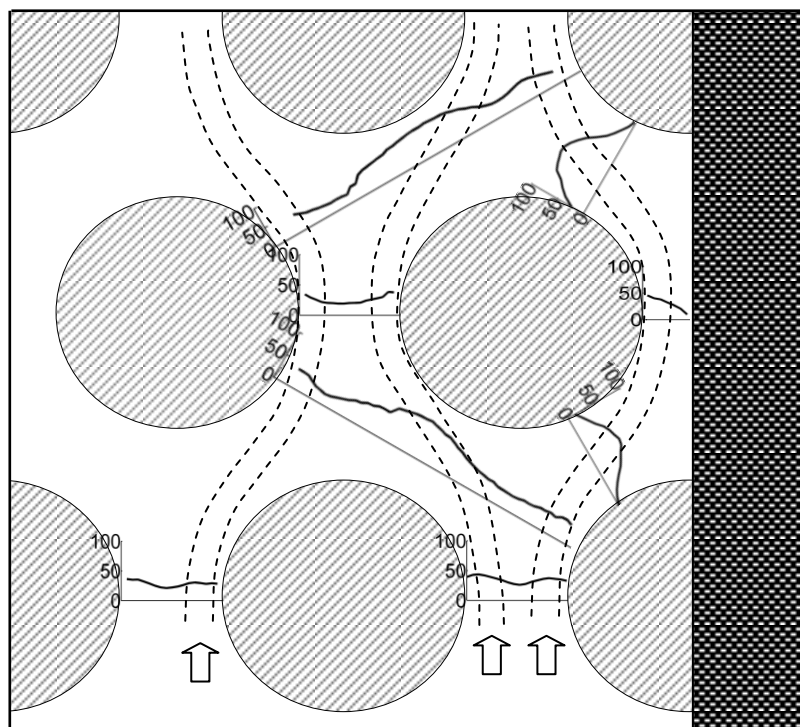


Figure 6-17 : Mesures détaillées du taux de vide local et chemin d'écoulement des bulles pour une vitesse inter-tubes de 1.8 m/s et un taux de vide homogène de 50%

Le taux de vide, la taille des bulles et la vitesse des bulles sont maintenant représentés pour les deux autres directions (30° et 60°) qui sont situées dans les courbures du chemin d'écoulement. Pour la sonde à 30° (L30-A1 à la Figure 6-18), la valeur maximum pour le taux de vide se trouve à une position autour de 8 mm. Un seul maximum est observé dans ce cas. Dans cette zone où le taux de vide est maximum, la taille des bulles montre aussi un maximum local. En fait, pour tous les résultats trouvés, la taille des bulles a la même tendance que le taux de vide local. À son maximum, la taille des bulles dépasse 2.0 mm dans ce cas. La vitesse des bulles, quant à elle, diminue de la position à 1 mm jusqu'à celle de 18 mm. Le maximum de la vitesse est environ 0.9 m/s. Ainsi, dans la partie courbée du chemin d'écoulement, les bulles sont plus

rapides sur la partie intérieure de la courbure et sont plus grande au centre de la voie d'écoulement.

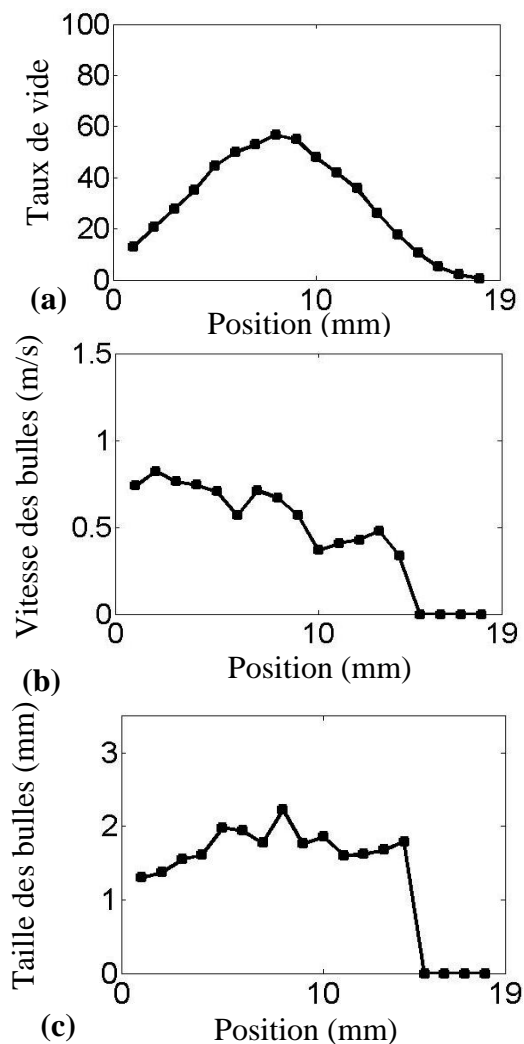


Figure 6-18 : (a) Taux de vide, (b) vitesse des bulles et (c) tailles des bulles pour L30-A1 à 1.8 m/s et 50% de taux de vide homogène

Pour la sonde à 60° (U60), deux positions ont un intérêt particulier (voir la Figure 6-19) : l'une est située juste à l'avant d'un tube (C3) et l'autre juste derrière un tube (C1). Ces deux positions sont celles qui ont été définies à la Figure 6-10. À la position C1, le taux de vide possède un minimum local. Cela signifie que c'est une zone principalement constituée d'eau. De plus, la vitesse des bulles est aussi assez basse autour de cette zone (0.35 m/s). Ceci prouve qu'il y a probablement une zone d'eau stagnante derrière les tubes. Juste à l'avant du tube (C3), il y a

également une diminution significative du taux de vide. Cette position se situe à la séparation entre les deux chemins représentés à la Figure 6-17. Par conséquent, les bulles ayant tendance à suivre les chemins d'écoulement, il y a moins de bulles dans cette zone de séparation, le taux de vide est donc plus faible. Entre la position à 23 mm et à 30 mm, le taux de vide, la vitesse des bulles et la taille des bulles sont quasiment à leurs maximums. Ces positions sont exactement situées dans le passage du chemin d'écoulement, ce qui explique les augmentations observées. Il y a également des maximums locaux autour de la position à 2 mm et à 44 mm. Ces positions sont également situées au sein d'un chemin d'écoulement préférentiel d'air. En effet, comme cela est schématisé à la Figure 6-17, la sonde U60 rencontre trois chemins d'écoulement d'air sur son passage.

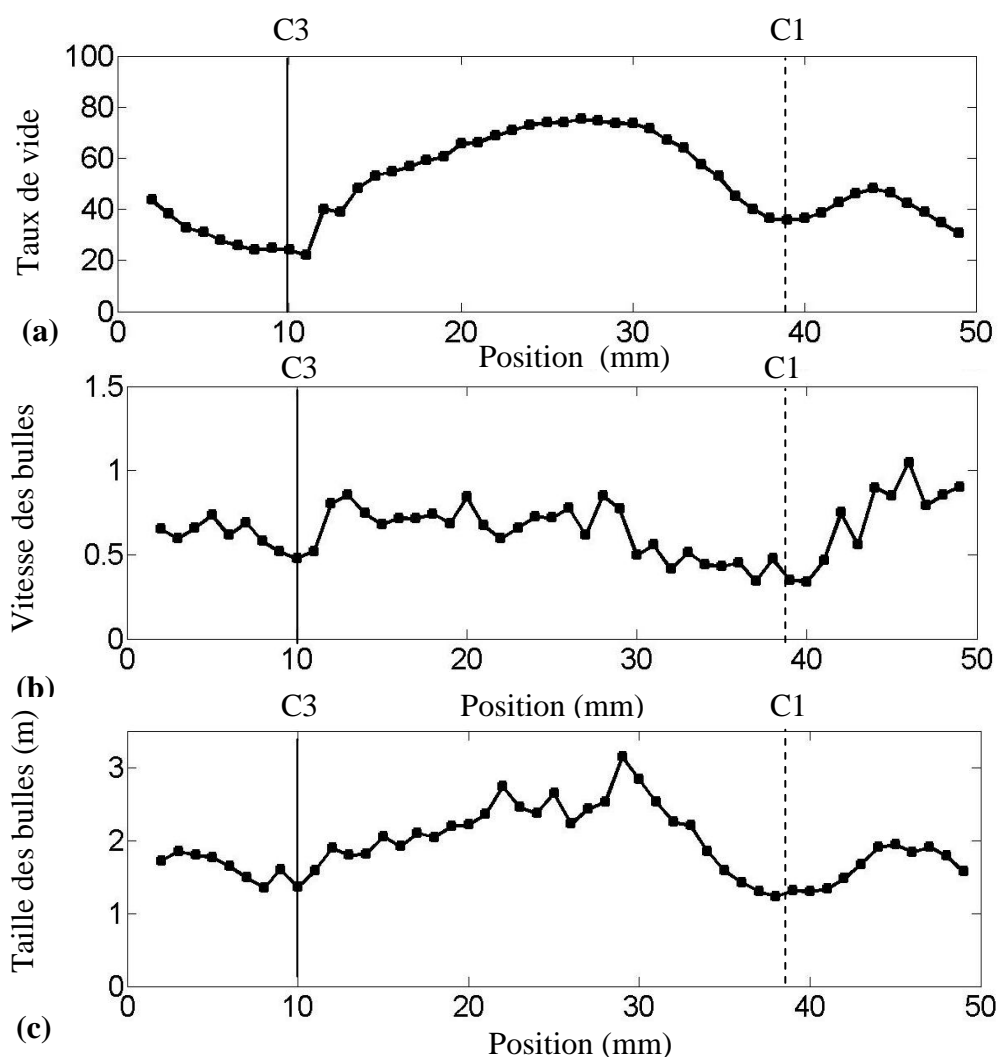


Figure 6-19 : (a) Taux de vide, (b) vitesse des bulles et (c) tailles des bulles pour U60 à 1.8 m/s et 50% de taux de vide homogène

Pour caractériser le second régime d'écoulement observé à 50% de taux de vide homogène, la vitesse inter-tube de 3.6 m/s a été sélectionnée. Les phénomènes importants dans ce régime d'écoulement sont les grandes gouttes d'eau observées. Ainsi, en plus du taux de vide local, le chemin d'écoulement approximatif de ces gouttes d'eau est représenté à la Figure 6-20. Ce chemin est beaucoup plus large car la dimension de ces gouttes est nettement plus grande que celle des bulles. On remarque cependant que le chemin de ces gouttes ne semble pas influencer le taux de vide local. En effet, celui-ci est assez similaire à celui observé pour 1.8 m/s. Deux chemins préférentiels d'air de part et d'autre des tubes sont observés.

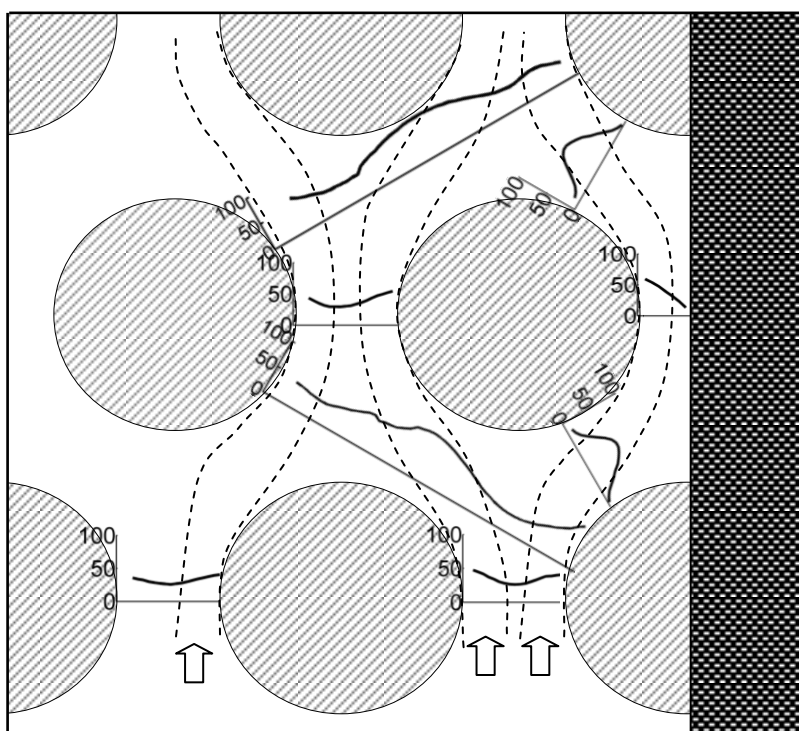


Figure 6-20 : Mesures détaillées du taux de vide local et chemin d'écoulement des gouttes d'eau pour une vitesse inter-tubes de 3.6 m/s et un taux de vide homogène de 50%

Sur les Figures 6-21 à 6-23, le taux de vide, la taille des bulles et la vitesse des bulles sont représentés pour les trois directions (30° , 60° et 90°).

Pour la sonde L90 (A1) à la Figure 6-21, le taux vide maximum est atteint pour les positions les plus proches des tubes. Pour une vitesse inter-tubes de 1.8 m/s, le taux de vide maximum était atteint plutôt à 3 mm de chaque bord. Par conséquent, plus la vitesse augmente, et plus le chemin d'écoulement d'air préférentiel semble se rapprocher des tubes. En réalité, l'air a tendance à prendre le chemin le plus court et donc le plus rapide lorsque la vitesse augmente. La taille des bulles suit la même tendance que le taux de vide, et la valeur maximum atteinte est de 1.7 mm.

Pour la sonde à L30 (A1) à la Figure 6-22, la tendance générale est très proche de celle observée pour la vitesse inter-tubes de 1.8 m/s. Effectivement, le taux de vide et la taille des bulles est maximum autour de la position de 8 mm. Le chemin s'est juste légèrement décalé vers l'intérieur de la courbure. La taille de bulles a une tendance similaire au taux de vide (le maximum est de 1.6 mm). La vitesse des bulles, quant à elle, diminue de la position 1 mm à 18 mm de 1.5 m/s à 0 m/s.

Pour la sonde à U60 à la Figure 6-23, la tendance générale est encore une fois proche de celle à 1.8 m/s. Pour la position située derrière le tube (C1), le taux de vide présente un minimum local tout comme la vitesse des bulles. Il semble donc qu'il y est une fois de plus la présence d'une zone de stagnation d'eau. La diminution du taux de vide à l'amont du tube (C3) est également remarquée à l'instar des observations à 1.8 m/s. La zone où le taux de vide est maximum s'est légèrement décalée en comparaison aux résultats obtenus pour 1.8 m/s. En effet, le taux de vide maximum est maintenant identifié entre les positions 22 mm et 28 mm. Ceci corrobore le fait que le chemin d'écoulement principal s'est légèrement décalé avec l'augmentation de la vitesse. Les deux autres maximums locaux, représentant les autres chemins d'écoulement, sont toujours présents (aux positions 2 mm et 45 mm).

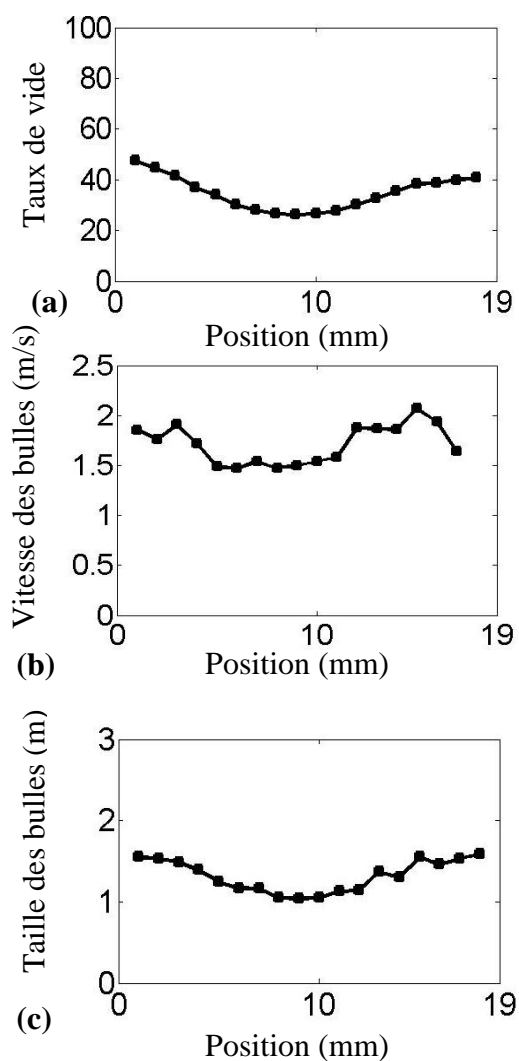


Figure 6-21 : (a) Taux de vide, (b) vitesse des bulles et (c) tailles des bulles pour L90-A1 à 3.6 m/s et 50% de taux de vide homogène

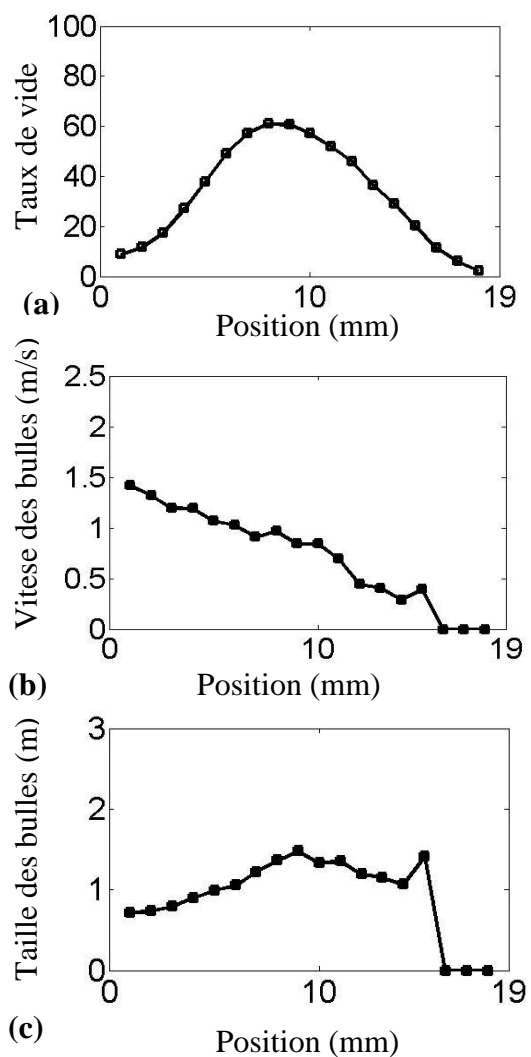


Figure 6-22 : (a) Taux de vide, (b) vitesse des bulles et (c) tailles des bulles pour L30-A1 à 3.6 m/s et 50% de taux de vide homogène

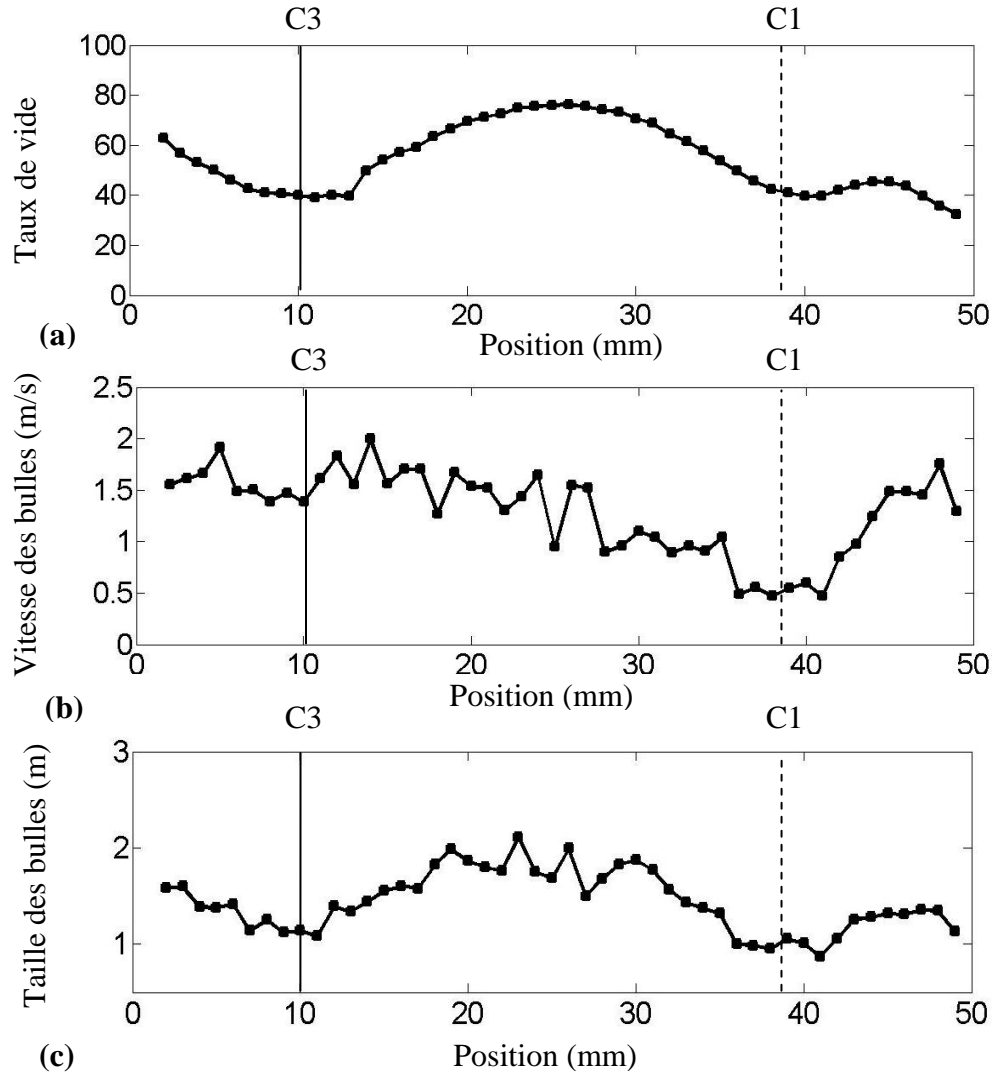


Figure 6-23 : (a) Taux de vide, (b) vitesse des bulles et (c) tailles des bulles pour U_{60} à 3.6 m/s et 50% de taux de vide homogène

6.3.2 Caractéristiques de l'écoulement pour 50% de taux de vide homogène

Le taux de glissement, la taille des bulles et la vitesse des bulles en fonction de la vitesse inter-tubes va être analysés dans cette section. Le taux de glissement S est déterminé par :

$$S = \frac{U_g}{U_l} = \frac{\frac{1}{\varepsilon} - 1}{\frac{1}{\beta} - 1} \quad (6.7)$$

où U_g et U_l sont, respectivement, les vitesses du gaz et du liquide.

Le taux de glissement est calculé pour toutes les positions des sondes à 90° et est présenté à la Figure 6-24. La valeur moyenne du taux de glissement pour toutes ces positions est également donnée. Le taux de glissement atteint une valeur maximum de 2.9 à la vitesse inter-tubes de 1.2 m/s. Au-delà de cette vitesse, cela diminue jusqu'à 2.4 m/s, puis cela devient quasi-constant à 1.9. Au final, deux zones peuvent être observées : entre 0.6 m/s et 1.8 m/s où le taux de glissement est d'environ 2.5 et entre 2.4 m/s et 3.6 m/s où le taux de glissement est d'environ 2. Ces deux différentes zones correspondent par ailleurs aux deux régimes d'écoulement observés. Quelque soit le régime, on remarque que le taux de glissement est nettement supérieur à 1, ce qui signifie que la vitesse du gaz est plus grande que celle du liquide. Comme nous avons observé de nombreuses intermittences dans ces écoulements, ce qui signifie qu'il y a des vagues rapides de fluide, cela est assez logique que le taux de glissement soit élevé. En effet, ces vagues sont très rapides et semblent composées d'air en grande quantité. C'est pourquoi la vitesse de l'air serait supérieure à celle de l'eau.

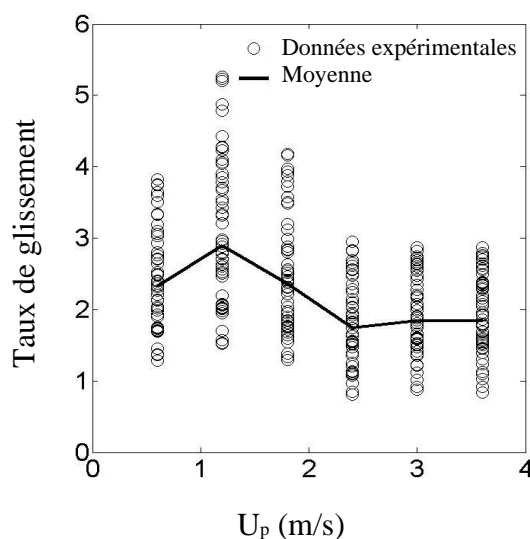


Figure 6-24 : Taux de glissement en fonction de la vitesse inter-tubes pour 50% de taux de vide homogène et pour les sondes à 90°

La taille et la vitesse des bulles sont représentées en fonction de la vitesse inter-tubes aux Figures 6-25 et 6-26. Les données expérimentales fournies sont pour toutes les positions des sondes à 90° , de plus la valeur moyenne est également ajoutée.

Entre 0.6 m/s et 3.6 m/s, la taille des bulles diminue de 2.5 mm à 1.2 mm. Cette diminution provient du fait que, lorsque la vitesse augmente, le mélange diphasique a tendance à s'homogénéiser. Les bulles deviennent alors de plus petites tailles.

Pour une vitesse inter-tubes allant de 0.3 m/s à 3.6 m/s, la vitesse des bulles augmentent de 0.5 m/s à 1.7 m/s. À basses vitesses inter-tubes (jusqu'à 1.2 m/s), les deux vitesses analysées (inter-tubes et des bulles) sont assez proches. Cependant, pour des grandes vitesses, par exemple pour une vitesse inter-tubes de 3.6 m/s, la vitesse des bulles est deux fois inférieure. Toutefois, il s'agit d'une moyenne sur toutes les positions des sondes à 90° . Or, si l'on prend en compte seulement la vitesse maximum observée sur les sondes à 90° , alors la vitesse des bulles varierait de 0.7 m/s à 2.5 m/s et non plus de 0.5 m/s à 1.7 m/s. L'écart serait moins significatif. Il reste tout de même inférieur à la vitesse inter-tubes. Plusieurs phénomènes pourraient causer cette différence.

Tout d'abord, le principal chemin d'écoulement, comme nous pouvons le remarquer notamment sur la Figure 6-17, est très sinueux. De nombreuses courbures sont présentes et pourraient alors ralentir les bulles, mais aussi perturber les mesures. En effet, les sondes optiques ont été conçues pour enregistrer la vitesse dans une direction. L'orientation a été choisie pour être le plus proche possible de l'axe principal d'écoulement (voir Section 6.2.4). Une seule composante du vecteur vitesse, la composante principale, est alors prise en compte. Mais, comme les bulles suivent une trajectoire sinueuse, il se peut que pour certaines bulles, l'autre composante du vecteur vitesse soit moins négligeable que prévue. Ainsi, la vitesse des bulles serait légèrement sous-estimée par rapport à la valeur réelle. Cet effet n'est toutefois pas suffisant pour expliquer une si grande différence.

Pour tous ces tests, une vague diphasique, plus ou moins significative selon les vitesses, a été observée. La vitesse de cette vague est rapide, très probablement plus rapide que la vitesse inter-tubes. Ces vagues sont composées en grandes parties d'air, et notamment de bouchon d'air. Ces bouchons ne peuvent pas être enregistrés par les fibres optiques car ils sont d'une dimension trop grande. En effet, dans le temps de mesures effectuées, trop peu de bouchons ont pu être

enregistrés pour être significatif sur l'histogramme. Ainsi, dans la réalité, le débit d'air devrait être scindé en deux parties : les bulles et les bouchons. La conservation du débit d'air donne alors:

$$\frac{Q_g}{A} = \beta U_p = \varepsilon U_g = \varepsilon_b U_b + \varepsilon_s U_s \quad (6.8)$$

où Q_g est le débit de gaz et A l'aire de la section d'essai. U représente la vitesse et ε le taux de vide. L'indice b représente les bulles et s les bouchons (slugs).

Les bouchons d'air, qui proviendraient de la vague diphasique, auraient donc approximativement la même vitesse que ces vagues diphasiques. Celle-ci serait plus élevée que la vitesse inter-tubes. Dans ce cas, pour respecter la loi de conservation du débit, la vitesse des bulles devrait être inférieure à la vitesse inter-tubes. Il faut donc être prudent avec la vitesse mesurée qui correspond à la vitesse des bulles et non à la vitesse générale du gaz.

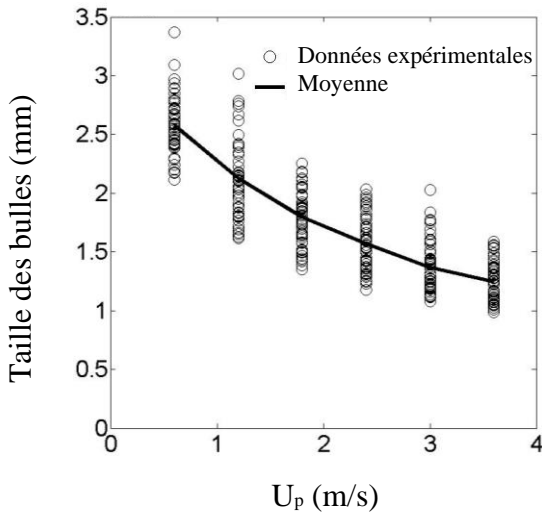


Figure 6-25 : Taille des bulles en fonction de la vitesse inter-tubes pour 50% de taux de vide homogène et pour les sondes à 90°

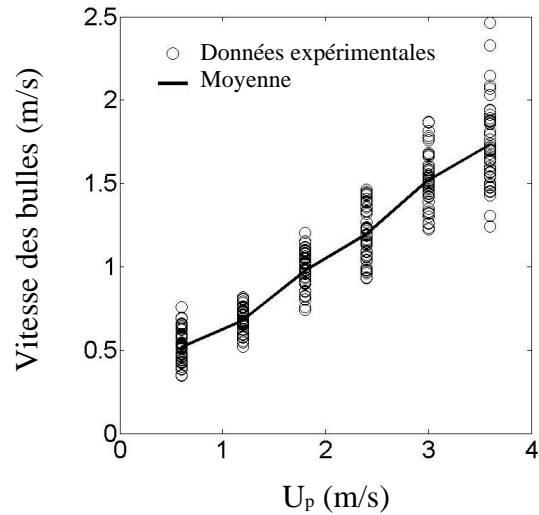


Figure 6-26 : Vitesse des bulles en fonction de la vitesse inter-tubes pour 50% de taux de vide homogène et pour les sondes à 90°

6.4 Caractéristiques dynamiques de l'écoulement diphasique et corrélation avec les mesures de forces pour 50% de taux de vide homogène

6.4.1 Spectres typiques des forces et du signal des sondes

Les PSD (Densité de Puissance Spectrale) typiques de forces (pour le Tube 4) sont montrés à la Figure 6-27. Dans les directions de trainée et de portance, deux pics sont bien définis. L'un est significatif de 0.6 m/s à 3.6 m/s et agit pour une fréquence basse et quasi-constante. L'autre est effectif de 2.4 m/s à 3.6 m/s, et la fréquence dominante est beaucoup plus haute et dépendante de la vitesse inter-tubes.

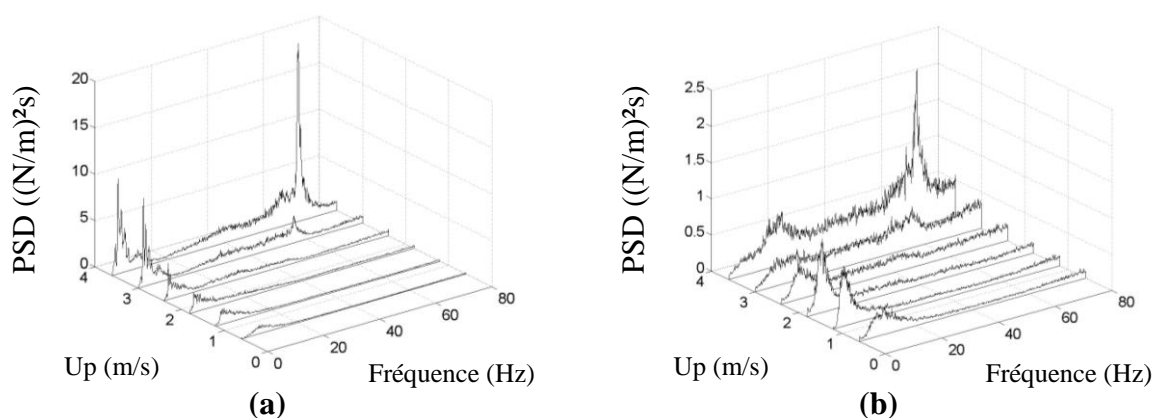


Figure 6-27 : PSD typiques de forces à 50% de taux de vide homogène dans la direction (a) de la trainee et (b) de la portance

Deux spectres typiques pour le fluide diphasique ont été observés dépendamment de la position des sondes dans l'écoulement. Les deux zones typiques de ces spectres ont été schématisées à la Figure 6-28. On remarque, qu'en réalité, la Zone 1 correspond au chemin principal d'écoulement et la Zone 2 aux parties stagnantes.

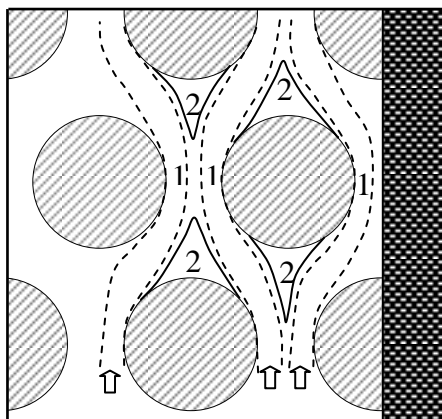


Figure 6-28 : Différentes zones observées pour les PSD du signal du fluide à 50% de taux de vide homogène

Les PSD typiques obtenus pour l'écoulement dans les Zones 1 et 2 sont représentés à la Figure 6-29. Tout d'abord, un pic à basses et quasi-constantes fréquences est observé pour les deux zones. Ce pic provient très probablement de la vague diphasique qui crée donc une périodicité dans le fluide. En effet, dans les vidéos, cette vague est observée approximativement quatre fois par seconde. La différence entre les deux spectres vient principalement des hautes vitesses (de 2.4 m/s à 3.6 m/s). Pour la Zone 1, au-delà de 20 Hz, le spectre est très aléatoire et une périodicité commence à être visible vers 3.0 m/s. Celle-ci devient significative à 3.6 m/s. La fréquence de ce pic est de 66 Hz à 3.6 m/s. Pour la Zone 2, il n'y a pas d'amplitudes significatives au-delà de 20 Hz pour ces vitesses. Le second pic semble donc provenir d'un phénomène agissant à l'intérieur du chemin d'écoulement, et aurait donc une origine plus locale.

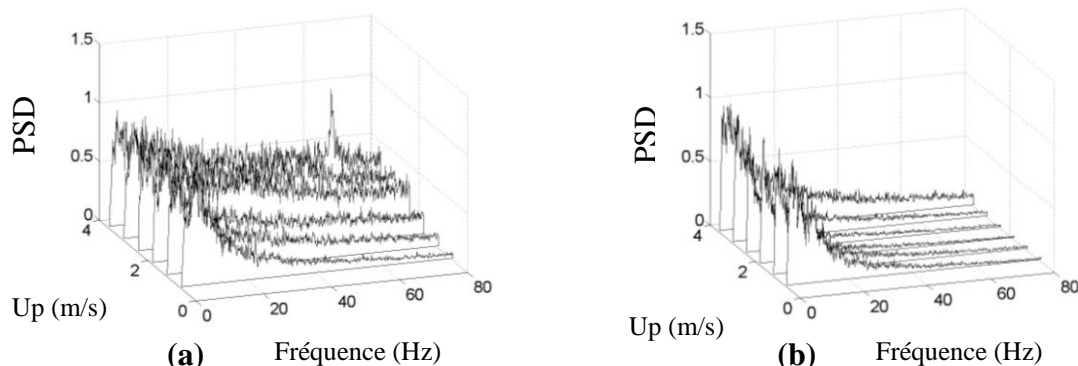


Figure 6-29 : PSD typiques du signal des sondes diphasique à 50% de taux de vide homogène pour (a) la Zone 1 et (b) la Zone 2

Ces spectres obtenus pour l'écoulement ont ainsi de nombreuses similitudes avec les spectres rencontrés pour les forces puisque les mêmes pics y sont observés.

6.4.2 Fréquences dominantes pour 50% de taux de vide homogène

Les fréquences dominantes trouvées dans les spectres de force et d'écoulement ont été comparées entre elles, et aussi avec les résultats trouvés lors de la première série de tests (Section 4.3.1.1). Les résultats sont présentés à la Figure 6-30. On remarque tout d'abord que les fréquences dominantes de la force sont proches de celles trouvées pour l'étude précédente. Les conditions expérimentales étant les mêmes, il est donc logique que les fréquences des forces soit presque similaires. À la Figure 6-30 (a), dans la direction de trainée, les fréquences diminuent (de 7 Hz à 4 Hz) jusqu'à une vitesse de 1.8 m/s. Ensuite, ces fréquences restent constantes jusqu'à une vitesse de 3.6 m/s. Dans la direction de portance, la même tendance est observée, les fréquences diminuent de 10 Hz à 5 Hz. En revanche, après 1.8 m/s, les fréquences augmentent et atteignent environ 15 Hz pour 3.6 m/s. La fréquence dominante du fluide suit la même tendance que la fréquence de la force dans la direction de trainée à partir de 1.8 m/s. Avant cette vitesse, la fréquence dominante du signal de l'écoulement est légèrement inférieure à la fréquence de la force dans la direction de trainée.

À la Figure 6-30 (b), toutes les fréquences sont très similaires et linéairement dépendantes à la vitesse inter-tubes.

Ainsi, les fréquences dominantes des forces et du signal du fluide sont très semblables et prouvent que les forces observées proviennent clairement de phénomènes fluides. En effet, que ce soit pour les phénomènes à basses ou à hautes fréquences, un lien existe entre la force et l'écoulement.

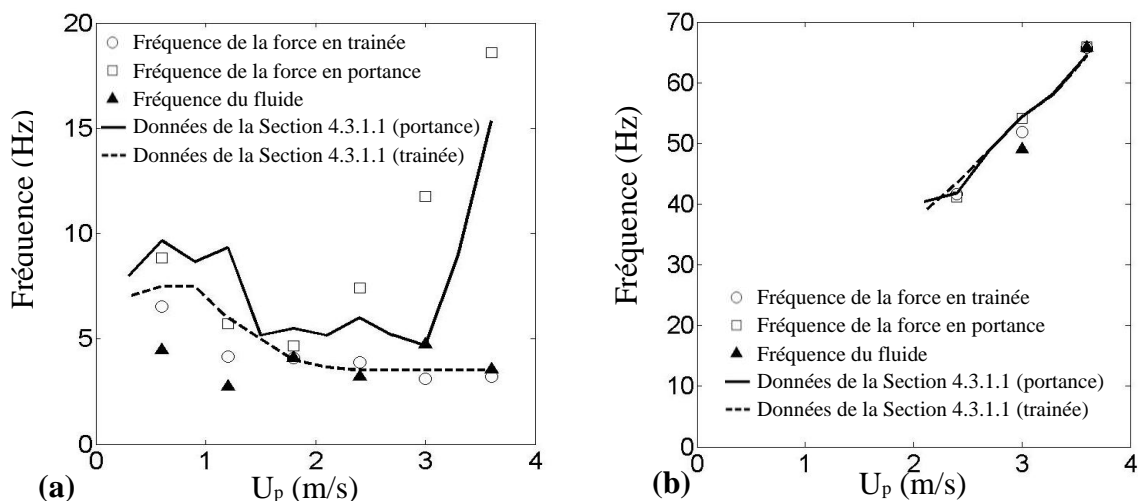


Figure 6-30 : Fréquences dominantes pour 50% de taux de vide homogène pour (a) le pic à basses fréquences et (b) le pic à plus hautes fréquences

6.4.3 Corrélation entre les mesures de forces et du signal des sondes optiques pour 50% de taux de vide homogène

Deux directions ont été sélectionnées pour comparer la cohérence entre les mesures de force et du signal de l'écoulement diphasique. Ces directions (autour du tube et le long d'une ligne de 30°) sont présentées à la Figure 6-31. La cohérence avec les tubes instrumentés pour ces positions est montrée à la Figure 6-32 pour une vitesse de 1.8 m/s et à la Figure 6-33 pour 3.6 m/s.

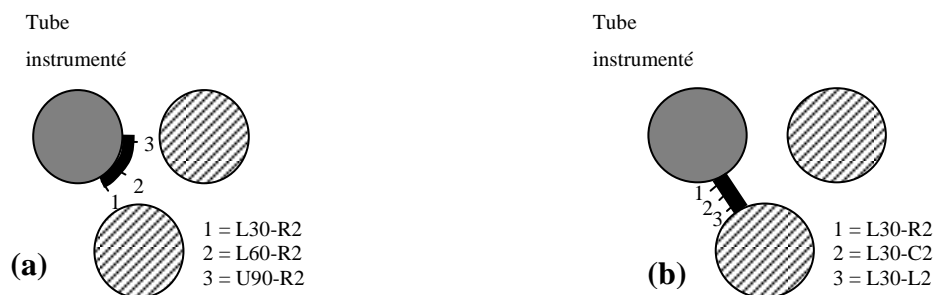


Figure 6-31 : Positions des sondes utilisées pour évaluer la cohérence entre les mesures de force et du fluide (a) autour du tube et (b) sur une ligne à 30°

À la Figure 6-32, pour 1.8 m/s, la cohérence est importante (50%) près de 4 Hz pour les positions 1 et 2 autour du tube dans les directions de portance et de trainée, mais est un peu plus faible pour la position 3. Le long du chemin de 30°, la cohérence est importante seulement pour la position 1 (également au alentour de 4 Hz). Cette fréquence correspond à celle du premier pic observé dans les spectres de force et du fluide. Or, cette périodicité dans le fluide provient d'une vague diphasique. Ainsi, c'est donc bien les intermittences créées par cette vague qui provoque une amplitude de force vibratoire importante à cette fréquence. De plus, comme la corrélation est forte dans la zone située juste en amont du tube, on peut dire que cette vague vient heurter le tube sur sa partie inférieure et provoque alors le mouvement vibratoire. Cela explique également les raisons pour lesquelles cette force est nettement supérieure dans la direction de trainée que dans la direction de portance.

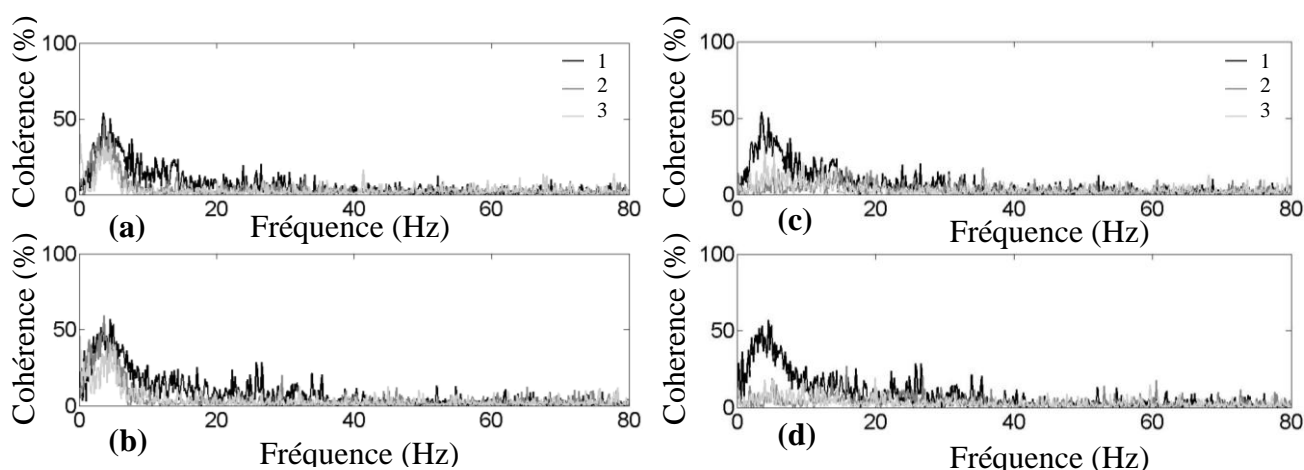


Figure 6-32 : Cohérence entre les mesures de fluide et de force pour 50% de taux de vide et une vitesse de 1.8 m/s autour du tube pour les directions (a) de trainée et (b) de portance et le long d'un chemin à 30° pour les directions (c) de portance et (d) de trainée

À la Figure 6-33, pour les basses fréquences, la cohérence est inférieure à celle observée pour 1.8 m/s. La vague diphasique est encore présente (comme on peut notamment le voir dans les spectres de forces à la Figure 6-27) mais elle beaucoup moins importante (l'amplitude a diminué). De plus, à hautes vitesses, l'écoulement est beaucoup plus aléatoire. La cohérence a donc fortement baissée. Elle est presque nulle dans la direction de portance et n'atteint plus que

20% dans la direction de trainée. En revanche, une cohérence significative (50%) est présente à plus hautes fréquences (autour de 66 Hz) pour toutes les positions situées autour du tube et pour la position 1 le long du chemin de 30°. Pour ces hautes vitesses, de larges gouttes d'eau ont été observées dans l'écoulement. Avec les observations vidéos à hautes vitesses, on peut remarquer que ces gouttes d'eau apparaissent dans des fréquences proche de 70 Hz pour 3.6 m/s. De plus, les spectres du signal de l'écoulement ont montré un pic au alentour de cette fréquence. Il y a ainsi une périodicité dans l'écoulement due à la présence ou non de ces gouttes d'eau. Ces gouttes viendraient alors impacter le tube à sa base (c'est à cet endroit que la cohérence entre le fluide et la force est forte) de manière périodique et créent ainsi localement une force.

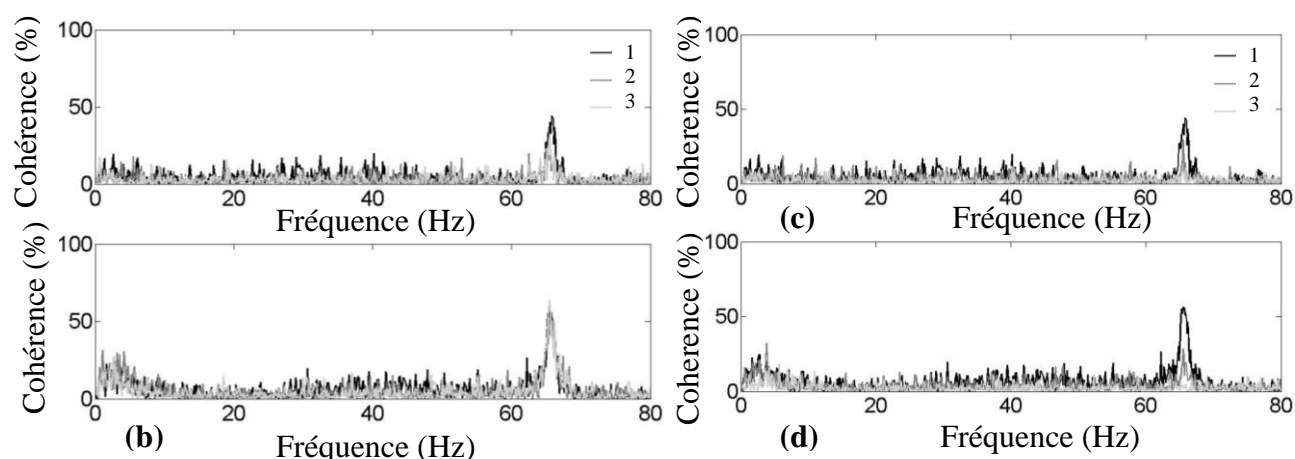


Figure 6-33 : Cohérence entre les mesures de fluide et de force pour 50% de taux de vide et une vitesse de 3.6 m/s autour du tube pour les directions (a) de trainée et (b) de portance et le long d'un chemin à 30° pour les directions (c) de portance et (d) de trainée

6.5 Mesures détaillées de l'écoulement diphasique à 80% de taux de vide homogène

6.5.1 Structure de l'écoulement à 80% de taux de vide homogène

Pour 80% de taux de vide homogène, deux principaux régimes d'écoulement ont également été observés. Pour les plus basses vitesses (de 1.5 m/s à 3.6 m/s dans ce cas), le régime d'écoulement est intermittent, la vague diphasique à l'échelle du faisceau est prédominante. Cette

vague est précédée, à chaque reprise, d'une accumulation d'eau à la base du faisceau. Une photo de ce dernier phénomène est montrée à la Figure 6-34.

Pour les plus hautes vitesses, (de 4.5 m/s à 8.0 m/s), l'écoulement est beaucoup plus aléatoire. Une large zone de recirculation est tout de même observée à l'arrière des tubes comme le montre la Figure 6-35. Des fluctuations périodiques sont observées au sein de cette zone. Ces fluctuations semblent provenir de jets d'eau de part et d'autre de la zone de recirculation. Effectivement, à l'intérieur du chemin d'écoulement, des sortes de jets d'eau viendraient heurter les tubes et serait alors rediriger vers la zone de recirculation. Celle-ci serait alors déstabilisée. Sur la photo fournie à la Figure 6-35, le jet est visible à l'intérieur de la zone de recirculation. Il est situé entre les traits en pointillés. En plus de ce phénomène local, des effets intermittents à plus grandes échelles semblent encore présents même pour ces hautes vitesses.

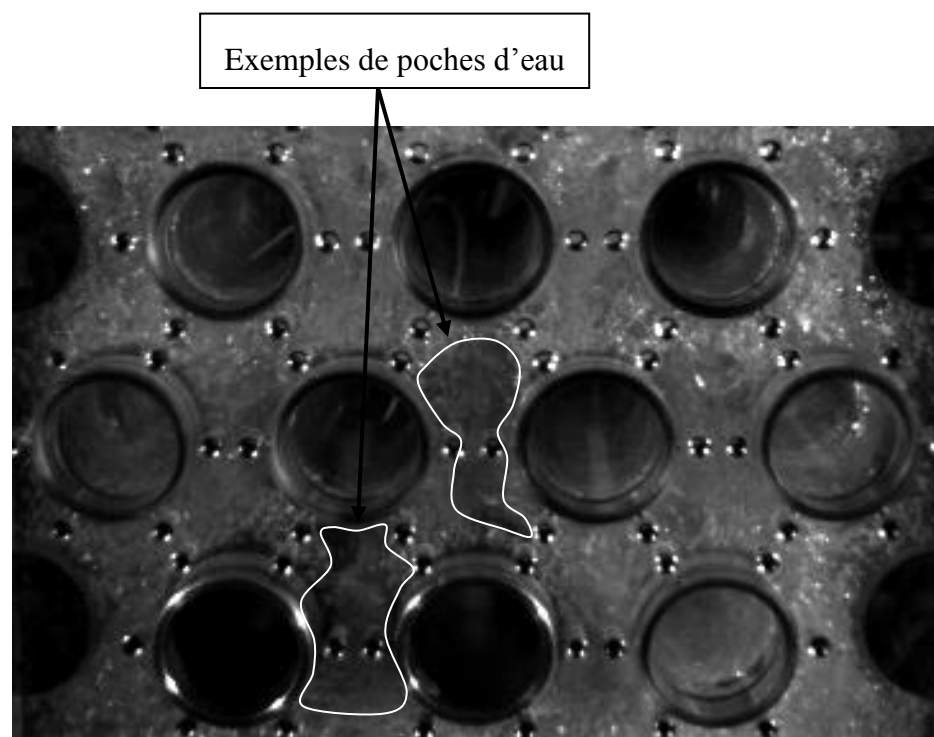


Figure 6-34 : Accumulation d'eau pour une vitesse de 3.6 m/s et un taux de vide homogène 80%

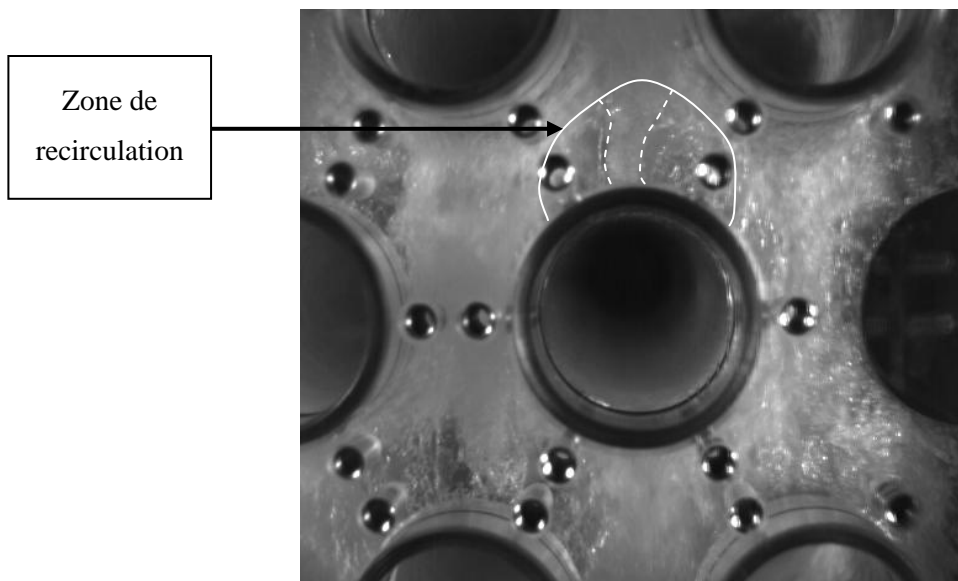


Figure 6-35 : Zone de recirculation à l'arrière des tubes pour une vitesse de 8.0 m/s et un taux de vide homogène de 80%

La distribution spatiale du taux de vide pour 3.6 m/s est montrée à la Figure 6-36. Pour ces basses vitesses, la vague diphasique est vraiment très importante. La voie principale d'écoulement de cette vague a été schématisée à la Figure 6-36. La dimension importante de cette vague fait que son chemin d'écoulement est vraiment très large.

Sur cette figure, tous les graphes de taux de vide possèdent des zones où la valeur de ce taux est élevée (au-delà de 80%). Ces zones correspondent probablement à la partie centrale de la vague diphasique qui semble principalement composée d'air.

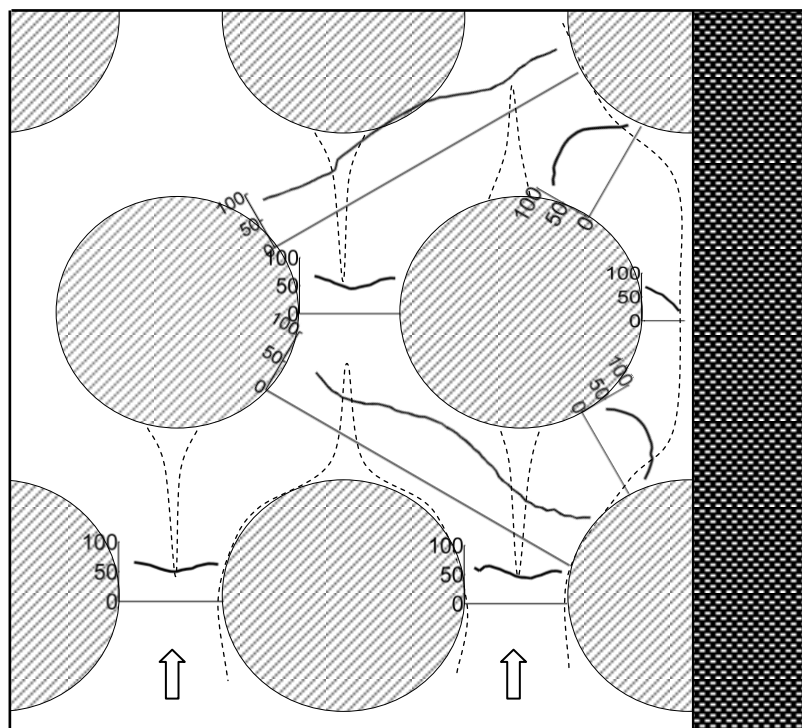


Figure 6-36 : Mesures détaillées du taux de vide local et chemin d'écoulement de la vague diphasique pour une vitesse inter-tubes de 3.6 m/s et un taux de vide homogène de 80%

Pour les Figures 6-37 à 6-39, le taux de vide, la taille des bulles et la vitesse des bulles sont de nouveau présentés pour les trois différentes directions.

Pour la sonde à 90° (U90-A2 à la Figure 6-37), il y a, une fois de plus, deux principaux chemins d'écoulement. Cependant, la voie d'écoulement semble beaucoup plus large que celle observée à 50% de taux de vide homogène. Ceci est probablement dû au fait que le phénomène dominant est très clairement la vague diphasique. Celle-ci occupe toute la place disponible. La distribution spatiale de la vitesse et de la taille des bulles est pratiquement uniforme (autour de 1.4 m/s et 2.0 mm).

Pour la sonde à 30° (L30-A1 à la Figure 6-38), le taux de vide dépasse les 80% de la position à 5 mm jusqu'à 13 mm. La taille des bulles suit la même tendance et atteint 3.8 mm à la position 8 mm. La vitesse des bulles est quasi-constante (0.9 m/s). On peut par ailleurs remarquer que la vitesse des bulles est inférieure dans les parties où l'écoulement est courbé (sondes à 30° et à 60°) par rapport aux parties où il est rectiligne (sonde à 90°). Ceci semble confirmer que les bulles perdent de la vitesse à cause de la sinuosité du chemin d'écoulement.

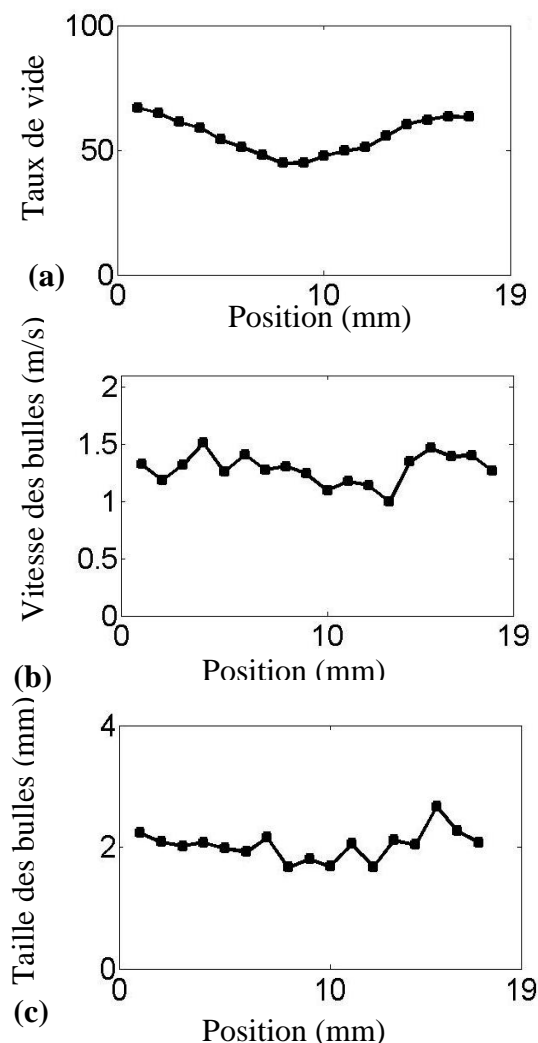


Figure 6-37 : (a) Taux de vide, (b) vitesse des bulles et (c) tailles des bulles pour U90-A2 à 3.6 m/s et 80% de taux de vide homogène

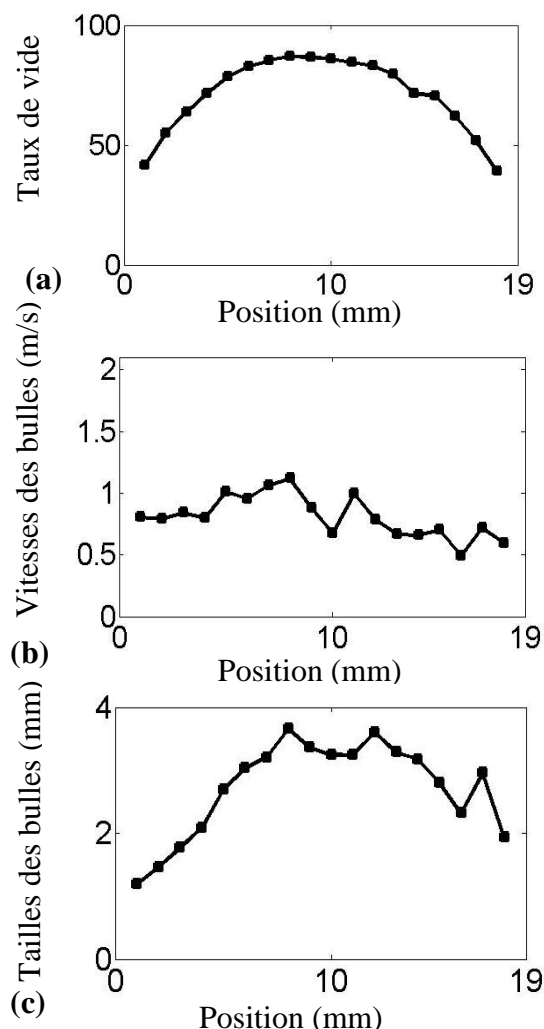


Figure 6-38 : (a) Taux de vide, (b) vitesse des bulles et (c) tailles des bulles pour L30-A1 à 3.6 m/s et 80% de taux de vide homogène

Pour les sondes à 60° (L30-A1 à la Figure 6-39), le taux de vide et la taille des bulles diminue légèrement dans les zones situées à l'avant et à l'arrière des tubes. La vitesse des bulles suit approximativement la même tendance. Ces diminutions sont toutefois nettement moins importantes que pour 50% de taux de vide homogène. Effectivement, l'importance des vagues pour cette vitesse, dans ce cas, ne permet pas la stabilisation d'une zone d'eau.

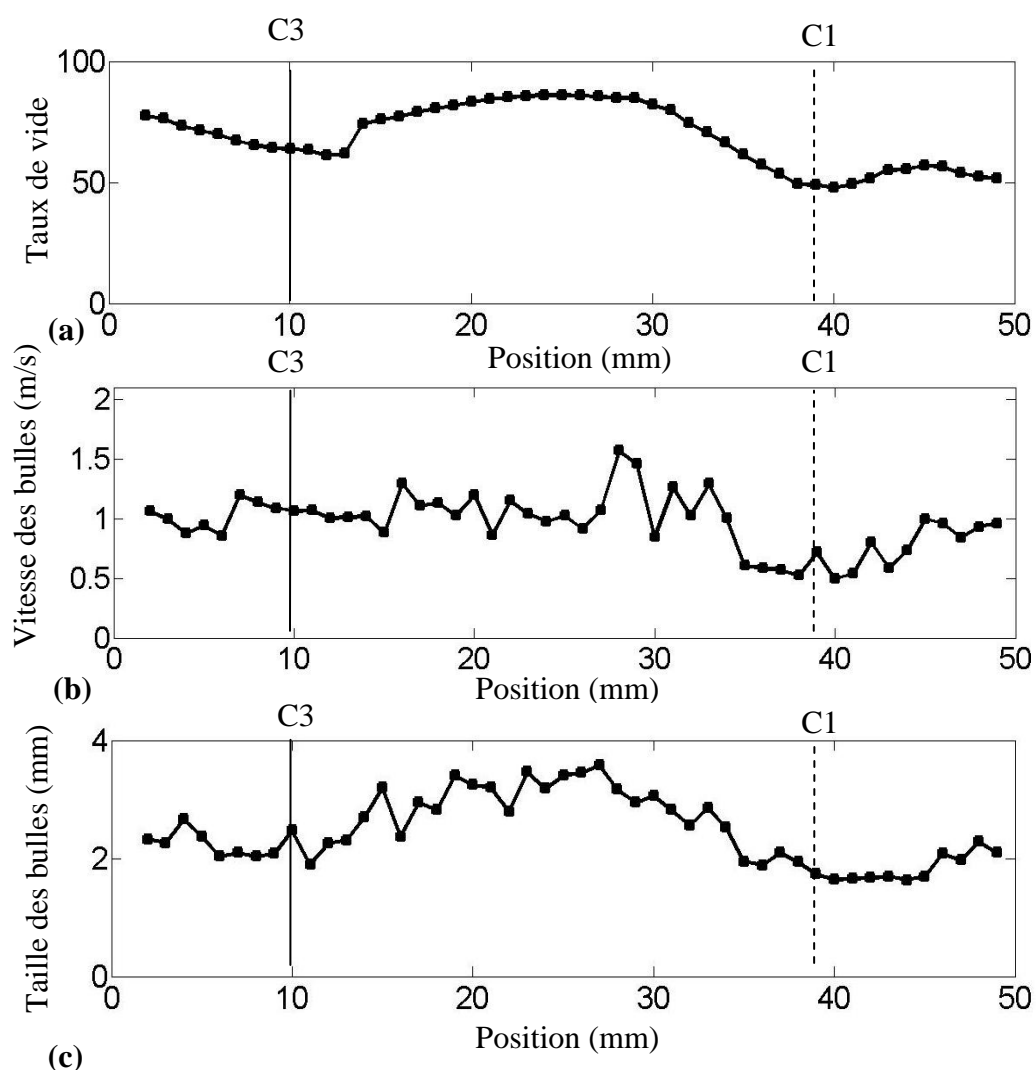


Figure 6-39 : (a) Taux de vide, (b) vitesse des bulles et (c) tailles des bulles pour U_{60} à 3.6 m/s et 80% de taux de vide homogène

La distribution spatiale du taux de vide pour 8.0 m/s est montrée à la Figure 6-40. Même si l'écoulement est beaucoup aléatoire, une grande zone de recirculation, constituée d'eau, est observée. Celle-ci est schématisée à la Figure 6-40. Les graphes de taux de vide montrent effectivement une diminution pour les positions correspondantes à cette zone. Le flux d'air semble, quant à lui, très bien défini. En effet, le taux de vide atteint presque 100% pour certaines positions. Ce chemin d'écoulement d'air est représenté par la ligne en pointillée sur la Figure 6-40. Comme nous l'avons fait remarquer dans la première partie de cette section, des fluctuations sont observées derrière le tube. En réalité, dans ce chemin d'écoulement d'air, il y a périodiquement des petites poches d'eau. Comme l'écoulement d'air est rapide, ces parties d'eau agissent comme des jets. Ceux-ci viennent frapper le tube puis déstabiliser la zone stagnante.

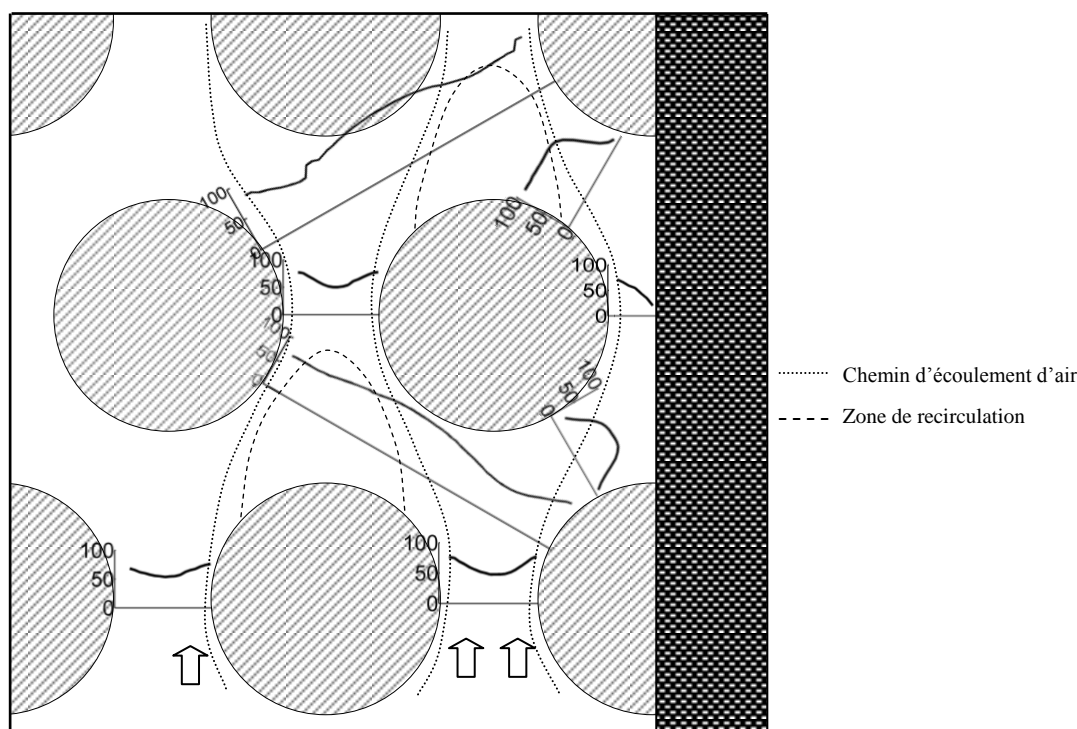


Figure 6-40 : Mesures détaillées du taux de vide local, chemin d'écoulement et zone de recirculation pour une vitesse inter-tubes de 8.0 m/s et un taux de vide homogène de 80%

Les graphes détaillés vont maintenant être analysés pour une vitesse inter-tubes de 8.0 m/s. Pour la sonde à 90° (U90-A2 à la Figure 6-41), les deux passages d'air évoqués au

paragraphe précédent, sont visibles. La taille et la vitesse des bulles suivent la même tendance. La taille de bulles maximum est de 2.2 mm et la vitesse la plus grande est 3.4 m/s.

Pour la sonde à 30° (L30-A1 à la Figure 6-42), le taux de vide est supérieur à 80% de la position à 7 mm jusqu'à 12 mm. La taille des bulles suit approximativement la même tendance et atteint un maximum de 2.0 mm. La vitesse des bulles diminue avec la position. La vitesse maximum est de 1.8 m/s. Cette vitesse reste toutefois nettement inférieure que celle observée avec les sondes à 90°.

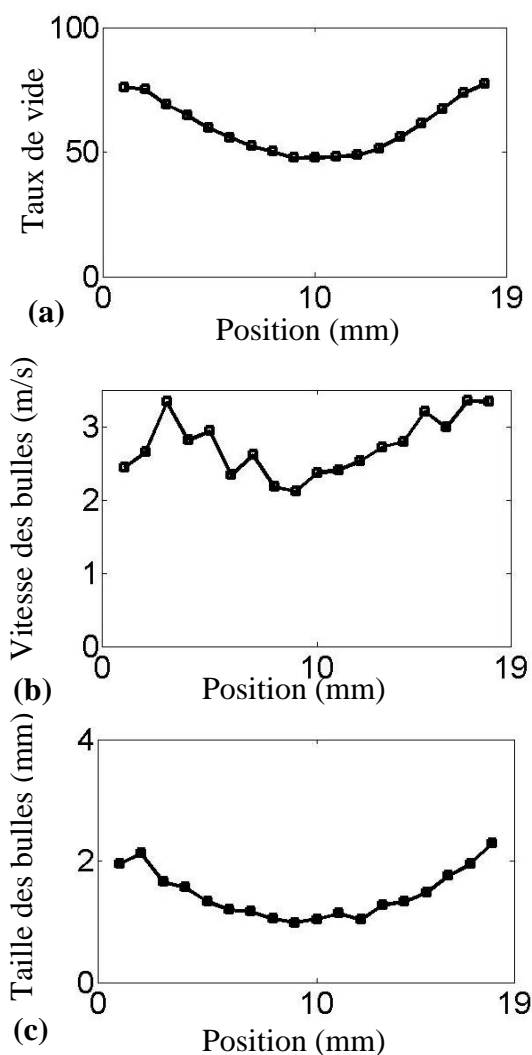


Figure 6-41 : (a) Taux de vide, (b) vitesse des bulles et (c) tailles des bulles pour U90-A2 à 8.0 m/s et 80% de taux de vide homogène

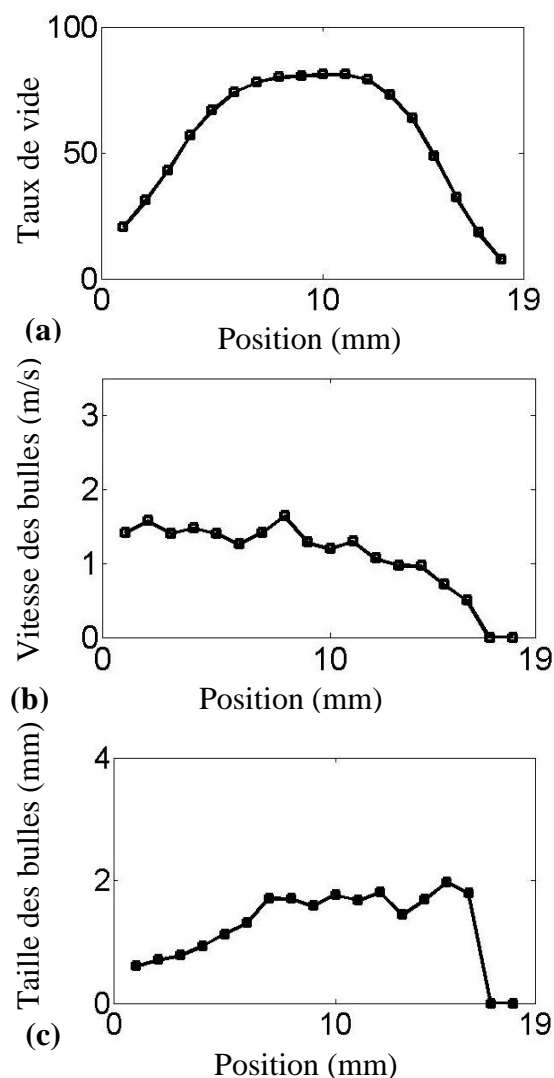


Figure 6-42 : (a) Taux de vide, (b) vitesse des bulles et (c) tailles des bulles pour L30-A1 à 8.0 m/s et 80% de taux de vide homogène

Pour la sonde à 60° (U60 à la Figure 6-43), le taux de vide, la taille et la vitesse des bulles diminue légèrement aux positions situées juste avant et après un tube. Le taux de vide et la taille des bulles est maximum autour de la position 25 mm. Celle-ci correspond au chemin principal d'écoulement d'air décrit à la Figure 6-40.

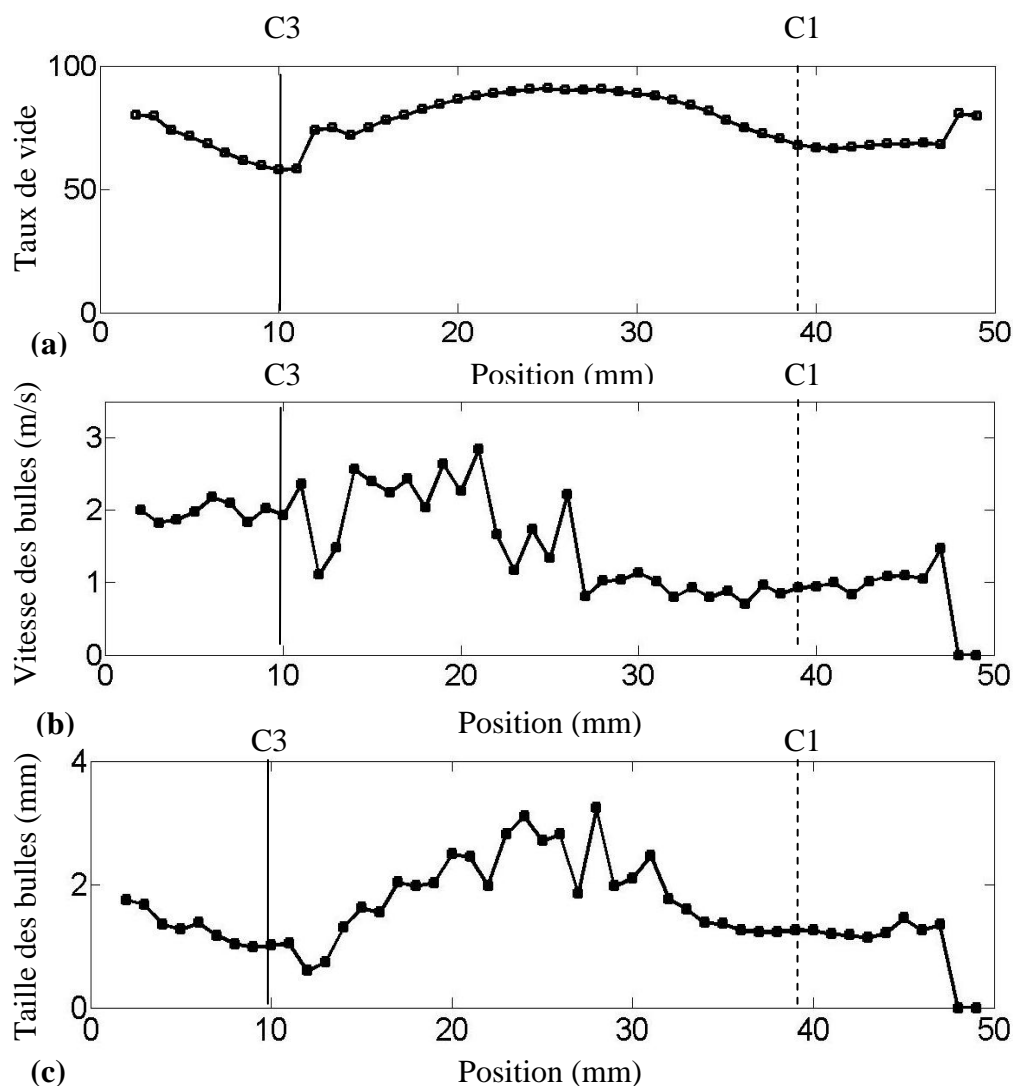


Figure 6-43 : (a) Taux de vide, (b) vitesse des bulles et (c) tailles des bulles pour U60 à 8.0 m/s et 80% de taux de vide homogène

6.5.2 Caractéristiques de l'écoulement pour 80% de taux de vide homogène

Le taux de glissement est calculé pour toutes les positions des sondes à 90° et est présenté à la Figure 6-44. Entre 1.5 m/s et 8.0 m/s, le taux de glissement diminue de 3.8 à 2.5. Le taux de glissement est, comme pour 50% de taux de vide homogène, largement supérieur à 1. Cela signifie que la vitesse de l'air est jusqu'à 3.8 fois supérieur à celle de l'eau sur le chemin des sondes à 90° . Cette différence provient également du fait que l'écoulement est intermittent. En effet, le glissement entre la phase gazeuse et la phase liquide est très important pour ce régime d'écoulement.

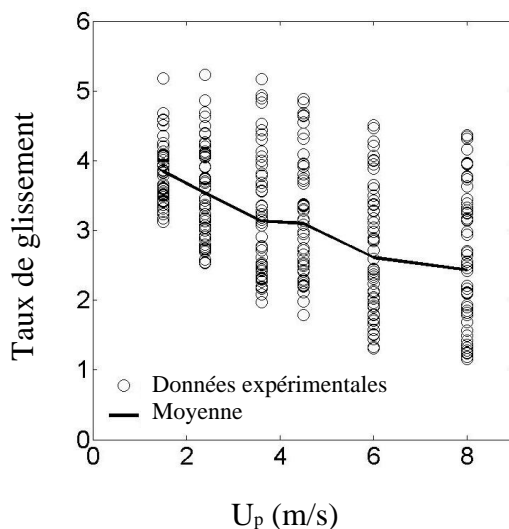


Figure 6-44 : Taux de glissement en fonction de la vitesse inter-tubes pour 50% de taux de vide homogène et pour les sondes à 90°

La taille et la vitesse des bulles est représenté pour toutes les positions des sondes à 90° aux Figure 6-45 et Figure 6-46. La valeur moyenne de toutes ces données a également été calculée. Entre 1.5 m/s et 4.5 m/s, la taille des bulles diminue de 3.4 mm à 1.8 mm, et entre 4.5 m/s et 8.0 m/s, la taille diminue de 1.8 mm à 1.3 mm. Comme pour 50% de taux de vide homogène, l'augmentation de la vitesse coïncide avec un écoulement beaucoup plus homogénéisé, ce qui provoque la diminution de la taille des bulles.

La vitesse des bulles augmentent de 0.7 m/s à 2.5 m/s pendant que la vitesse inter-tubes augmente de 1.5 m/s à 8.0 m/s. La vitesse des bulles est deux à trois fois inférieure à la vitesse inter-tubes. Cette différence est encore plus significative que celle observée à 50% de taux de vide homogène. C'est toutefois probablement les mêmes causes qui provoquent un tel écart. En effet, la vitesse des bouchons d'air, présents dans les vagues diphasiques, n'est pas prise en compte par les sondes. Et cette vitesse semble être beaucoup plus élevée que la vitesse inter-tubes. Comme ces vagues intermittentes sont très présentes à 80% de taux de vide, une grande partie de la différence pourrait provenir de ce phénomène.

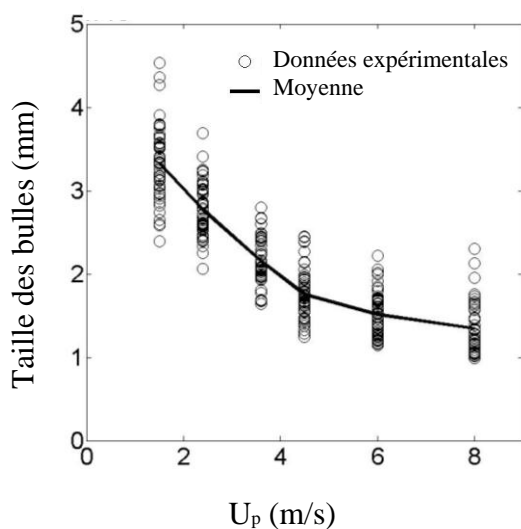


Figure 6-45 : Taille des bulles en fonction de la vitesse inter-tubes pour 80% de taux de vide homogène et pour les sondes à 90°

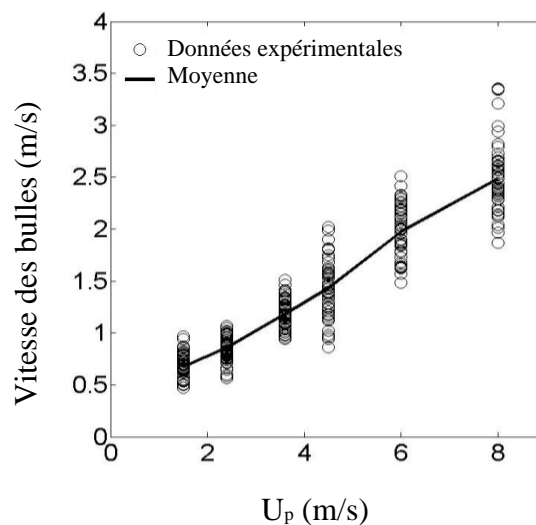


Figure 6-46 : Vitesse des bulles en fonction de la vitesse inter-tubes pour 80% de taux de vide homogène et pour les sondes à 90°

6.6 Caractéristiques dynamiques de l'écoulement diphasique et corrélation avec les mesures de forces pour 80% de taux de vide homogène

6.6.1 Spectres typiques des forces et du signal des sondes

Les PSD typiques de forces sont montrés à la Figure 6-47. Dans la direction de portance, les tubes instrumentés ont donné des spectres différents suivant la rangée de tubes à laquelle ils appartenaient. C'est pourquoi deux spectres sont donnés pour la direction de portance. À la Figure 6-47 (b) un tube de la dernière rangée instrumentée (Tube 5) est présenté et à la Figure 6-47 (c) un tube de la première rangée instrumentée (Tube 1) est présenté (voir la Figure 6-3 pour plus de précisions).

Dans la direction de la trainée, un pic d'amplitude très importante (jusqu'à $120 \text{ (N/m)}^2\text{s}$) est observé à basses fréquences. Ce pic est aussi présent dans la direction de la portance à la Figure 6-47 (b). Toutefois, pour cette dernière, un autre pic est observé. Ce second pic a une fréquence dominante dépendante de la vitesse d'écoulement. Pour le Tube 1 en portance (Figure 6-47 (c)), seul ce deuxième pic est observé. L'amplitude est d'ailleurs plus significative que dans la direction de la portance ($4 \text{ (N/m)}^2\text{s}$ par rapport au $2 \text{ (N/m)}^2\text{s}$ pour le Tube 5). Ainsi, comme nous l'avons déjà observé à la section 4.4.1.3, une force périodique dans la direction de la portance semble être présente et significative dans la partie supérieure du faisceau de tubes. En réalité, c'est probablement les jets d'eau, explicités précédemment, qui impactent les tubes de manière périodique et créent alors une force. Après l'impact et la déstabilisation de la zone de recirculation, seule une petite fraction d'eau est reconduite à l'intérieur du chemin d'écoulement. Rangées de tubes après rangées de tubes, de plus en plus d'eau compose ces jets, et ainsi, la force devient beaucoup plus significative dans les dernières rangées du faisceau.

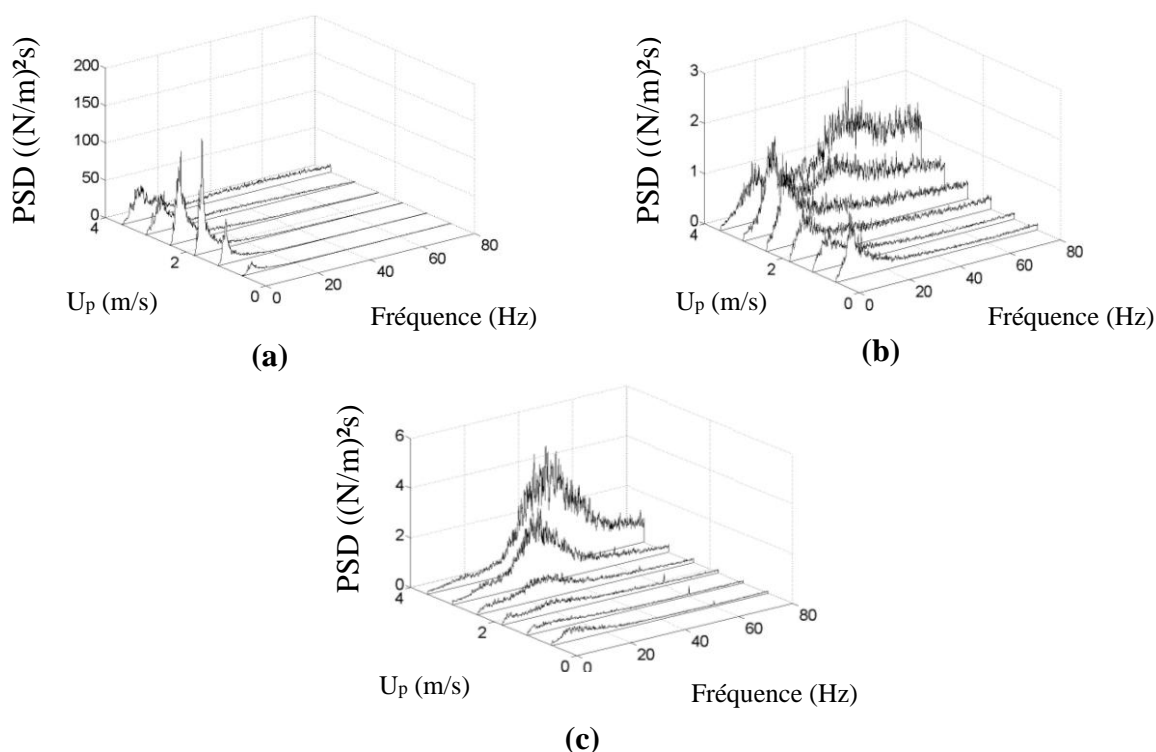


Figure 6-47 : PSD de forces typiques à 50% de taux de vide homogène pour le Tube 5 dans la direction (a) de la trainée et (b) de la portance et (c) pour le Tube 1 dans la direction de portance

À la Figure 6-48, les zones de recirculation ainsi que les chemins d'écoulement des jets d'eau ont été schématisés. L'objectif est d'essayer de clarifier ce phénomène qui est assez complexe. À cette vitesse, l'écoulement est effectivement beaucoup plus aléatoire. Les vidéos ont donc été plus difficiles à analyser. Cependant, les mesures du PSD des signaux de fibres semblent confirmer ces premières observations. Ces mesures ont, en effet, révélées trois spectres typiques. Les zones de localisations de chaque spectre typique ont été ajoutées sur la Figure 6-48. La zone 1 se situe dans la zone de recirculation, la Zone 2 est proche du chemin principale d'écoulement et la Zone 3 est dans la région de fluctuation.

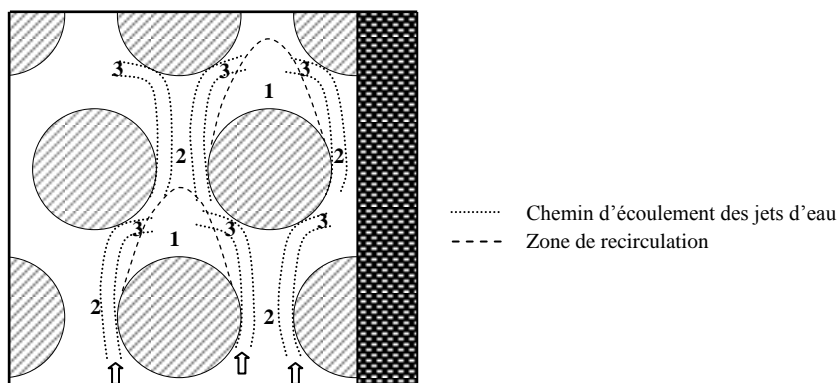


Figure 6-48 : Différentes zones observées pour les PSD du signal du fluide à 80% de taux de vide homogène

La Zone 1 est donc située juste au-dessus des tubes. Ces zones sont uniquement sujettes aux vagues intermittentes. En effet, comme la montre la Figure 6-49, seulement un pic à basses fréquences (approximativement entre 5 et 10 Hz) est présent. Celui-ci serait donc causé par la périodicité des vagues diphasiques. On observe d'ailleurs la présence de ce pic sur les trois spectres, preuve que la vague diphasique occupe toute la section. En ce qui concerne la Zone 3, qui est proche de la région dans laquelle les impacts d'eau auraient lieu, on observe un début de périodicité notamment à 8.0 m/s autour de 40 Hz (une flèche indique cette position sur la Figure 6-49). Ce pic n'est pas très net puisque les sondes sont situées à quatre rangées de la fin, ce qui signifie que la force périodique n'est pas encore très développée. Le dernier PSD typique représente la Zone 2. Il comprend le pic à basses fréquences, mais à plus hautes fréquences aucune périodicité n'est observée. Seul un spectre brouillé est remarqué ce qui synonyme d'un écoulement plus aléatoire.

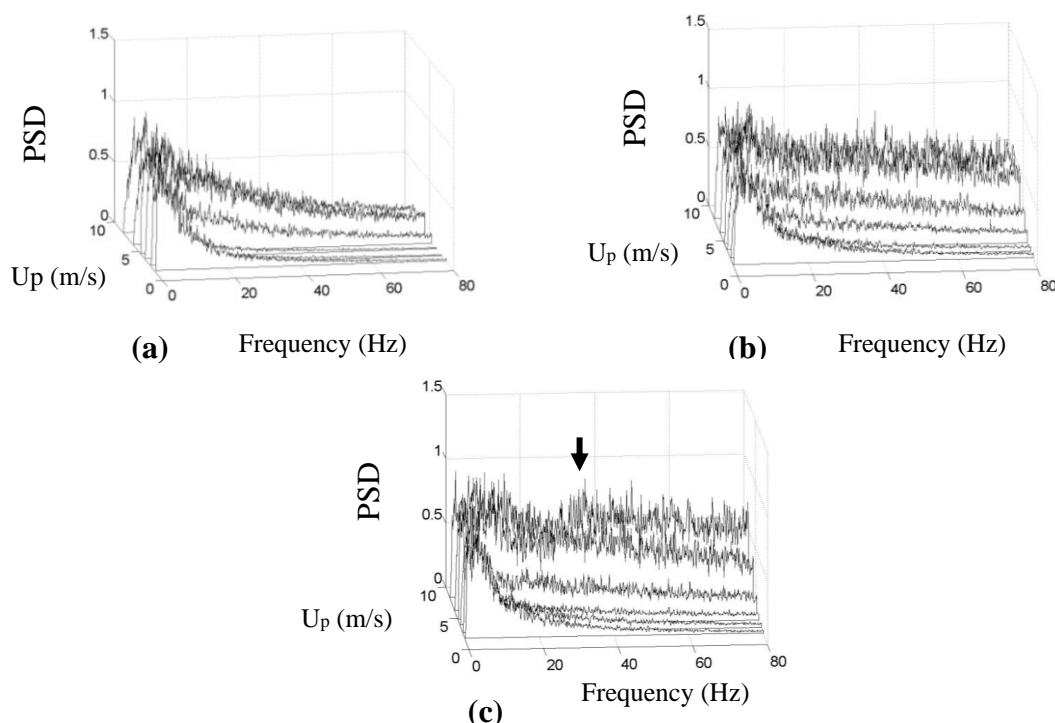


Figure 6-49 : PSD typiques du signal des sondes diphasique à 50% de taux de vide homogène pour (a) la Zone 1, (b) la Zone 2 et (c) la Zone 3

6.6.2 Fréquences dominantes pour 80% de taux de vide homogène

Les fréquences dominantes des pics obtenus pour les spectres de forces et de l'écoulement ont été comparées. Les fréquences trouvées lors de la première partie expérimentale pour le pic à basses fréquences (Section 4.4.1.1) ont été ajoutées. En ce qui concerne le second pic (dépendant de la vitesse de l'écoulement), les fréquences trouvées pour les deux dernières rangées pour les Tubes 5 et 6 lors de la première étude expérimentale (voir la Figure 3-2) ont été ajoutées à la Figure 6-50. En effet, pour ces deux dernières rangées, un pic significatif dépendant de la fréquence avait été relevé au-delà de 20 Hz (Section 4.4.1.3).

Pour la Figure 6-50 (a), on observe que les fréquences des forces de la première et deuxième étude expérimentale sont très proches les unes des autres. Ces fréquences diminuent approximativement de 7 Hz à 4 Hz dans la direction de la trainée et de 8 Hz à 6 Hz dans la

direction de la portance pour une vitesse allant jusqu'à 2.0 m/s. Les fréquences restent ensuite approximativement constantes jusqu'à 4.0 m/s. Au-delà de cette vitesse, les fréquences augmentent de nouveau (jusqu'à 10 Hz en trainée et 15 Hz en portance). La fréquence dominante trouvée avec le signal de l'écoulement est très proche de la fréquence dominante de la force de trainée. On remarque effectivement que cette fréquence est proche de 3-4 Hz jusqu'à 4.0 m/s, puis après 4.0 m/s, elle augmente dans les mêmes proportions que la fréquence dominante dans la direction de trainée. L'origine fluide de ces forces est bien confirmée. De plus, on peut même attribuer ces forces aux vagues diphasiques qui agissent principalement dans la direction de trainée.

Pour la Figure 6-50 (b), la fréquence dominante de la force périodique pour la première étude expérimentale est légèrement supérieure dans la direction de portance. Les fréquences sont, en revanche, identiques en portance et en trainée dans la deuxième étude. Ce qui est à retenir, pour les deux directions, c'est que la fréquence est linéairement dépendante de la vitesse d'écoulement. De plus, la fréquence dominante obtenue pour l'écoulement est proche des fréquences obtenues pour les forces. Ainsi, le lien étroit entre la force périodique et les caractéristiques dynamiques de l'écoulement est, une fois de plus, démontré.

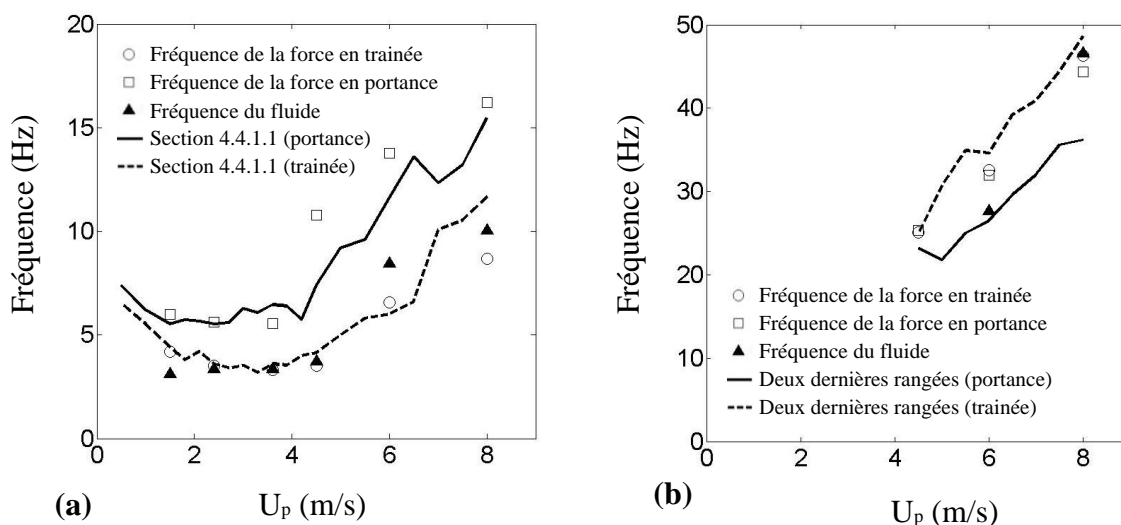


Figure 6-50 : Fréquences dominantes pour 80% de taux de vide homogène pour (a) le pic à basses fréquences et (b) le pic à plus hautes fréquences

6.6.3 Corrélation entre les mesures de forces et du signal des sondes optiques pour 80% de taux de vide homogène

La cohérence entre les mesures de force et d'écoulement pour 80% de taux de vide homogène est présentée à la Figure 6-51 pour 3.6 m/s et à la Figure 6-52 pour 8.0 m/s.

À la Figure 6-51, la cohérence est significative autour de 4 Hz (jusqu'à 70%) pour tous les graphes. À cette vitesse l'intermittence est dominante et provoque les vibrations du tube à basses fréquences. Cette intermittence agit à grandes échelles puisque toutes les positions testées démontrent une influence du fluide sur la force agissant sur le tube.

À la Figure 6-52, de manière générale, la cohérence est vraiment très basse (inférieure à 30%) pour toutes les positions et dans les deux directions. Avec des niveaux si bas de cohérence, aucune corrélation ne peut être conclue. Une cohérence significative à basses fréquences (approximativement 10 Hz) pour la trainée et à plus hautes fréquences pour la portance (approximativement 40 Hz) auraient pourtant pu être attendue étant donné les spectres trouvés précédemment.

Le phénomène d'intermittence a probablement évolué aux hautes vitesses. Effectivement, on a pu voir qu'au-delà de 4.0 m/s les fréquences dominantes avaient augmenté, et que l'amplitude du pic avait diminué. Ainsi le mécanisme de vague diphasique est sans doute moins net à hautes vitesses. C'est probablement pour cette raison que la cohérence est faible. On peut tout de même remarquer qu'il semble avoir une légère cohérence entre le fluide et la force à 10 Hz (presque 30%) pour la direction de trainée à la Figure 6-52 (b).

Pour le phénomène à plus hautes fréquences, même si la cohérence semble légèrement décoller (10%-20%) autour de 40 Hz pour la portance (Figure 6-52 (a) et (c)), le lien entre la force et l'écoulement n'est pas évident. Le fait que les mesures de corrélations soient réalisées à quatre rangées du haut de la section, c'est-à-dire lorsque la force périodique n'est pas vraiment dominante, explique sans doute ce bas niveau de cohérence.

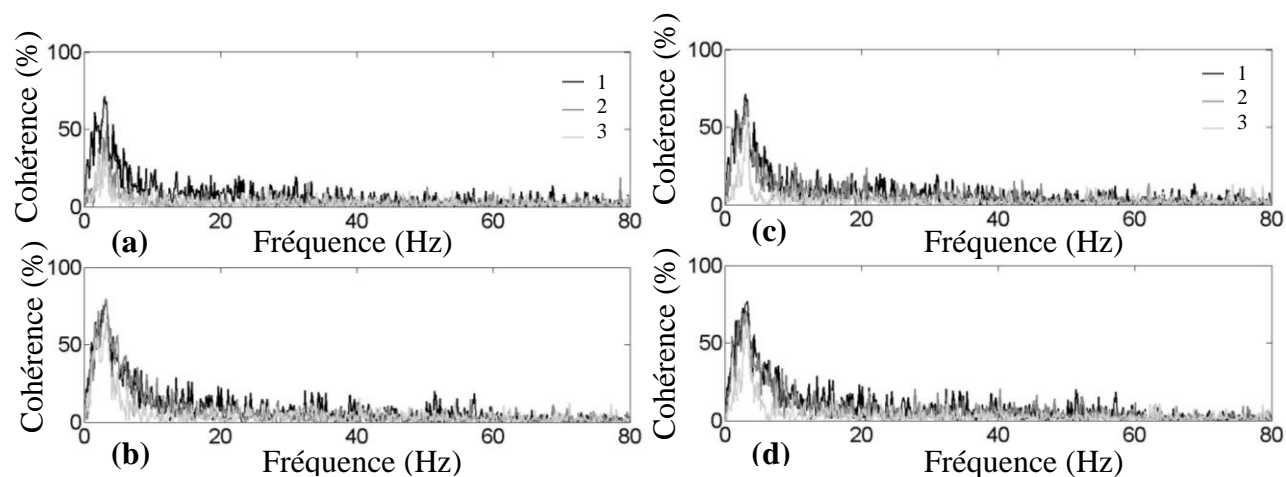


Figure 6-51 : Cohérence entre les mesures de fluide et de force pour 80% de taux de vide et une vitesse de 3.6 m/s autour du tube pour les directions (a) de trainée et (b) de portance et le long d'un chemin à 30° pour les directions (c) de portance et (d) de trainée

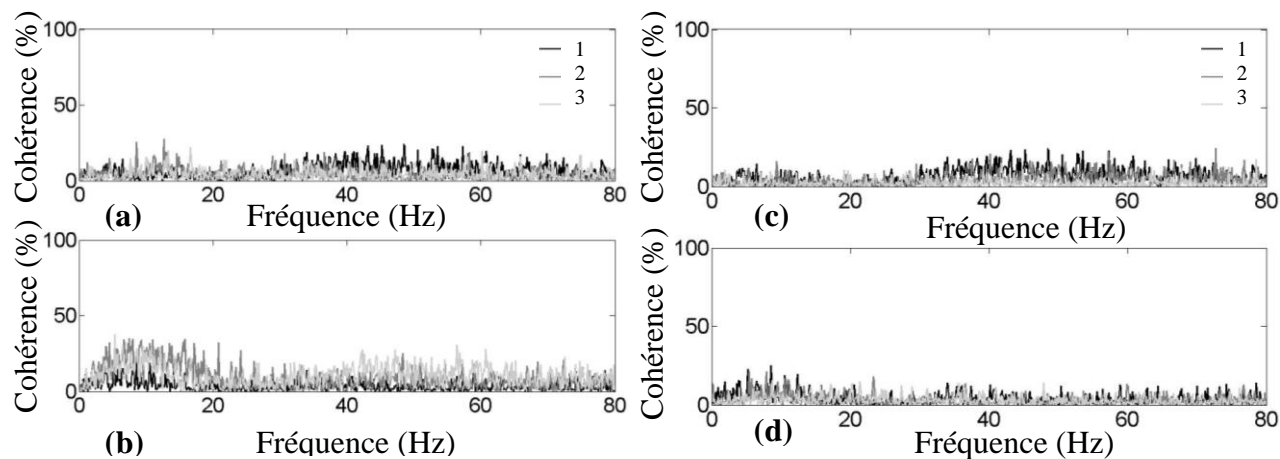


Figure 6-52 : Cohérence entre les mesures de fluide et de force pour 80% de taux de vide et une vitesse de 8.0 m/s autour du tube pour les directions (a) de trainée et (b) de portance et le long d'un chemin à 30° pour les directions (c) de portance et (d) de trainée

6.7 Discussion

Deux phénomènes fluides ont donc été identifiés et sont à l'origine de la vibration des tubes. Le premier est une force fluide agissant à l'échelle du faisceau et le second est une force qui se déroule au niveau du tube. Les deux prochaines sections vont essayer d'expliquer l'origine physique de ces phénomènes.

6.7.1 La force à l'échelle du faisceau

Les expériences ont donc révélé une force au niveau du faisceau. Les observations avec la caméra hautes vitesses ont été utilisées pour comprendre le mécanisme de ces forces fluides.

À basses vitesses (et dépendamment du taux de vide), l'énergie cinétique du mélange diphasique ne semble pas suffisamment puissante pour entraîner tout le liquide. En effet, l'énergie potentielle est probablement supérieure à l'énergie cinétique présente. Ainsi, toute l'eau ne peut pas être acheminée en haut de la section (l'énergie potentielle de l'eau est nettement supérieure à celle de l'air à cause de leurs différences de masse volumique). Il y aurait alors une accumulation d'eau à la base de la section comme le montre la Figure 6-53. Toutefois, le débit d'air et d'eau est continu. Ainsi, la pression P_2 sous la poche d'eau aurait tendance à augmenter. Lorsque cette pression P_2 devient supérieure à la pression P_1 (au dessus de la poche), une vague soudaine de mélange diphasique repousse toute l'eau au-dessus de la section. Cette vague cause alors une force à l'échelle du faisceau. Elle se forme de manière périodique et cause alors une force. De plus, la fréquence de ce phénomène est peut être reliée à la taille de la section. Effectivement, c'est probablement lorsque la poche d'eau occupe toute la section que l'on atteint la fréquence constante de 3.5 Hz.

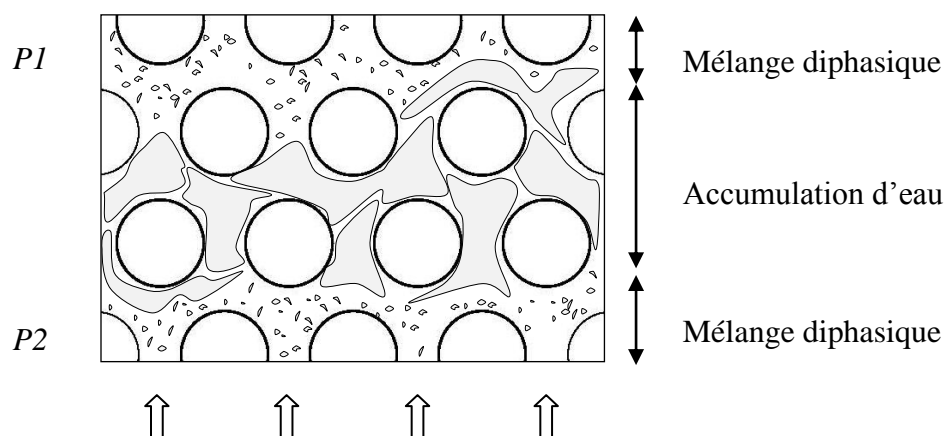


Figure 6-53 : Schématisation du principe de la force à l'échelle du faisceau

Lorsque l'énergie cinétique devient plus grande que l'énergie potentielle de l'eau (c'est-à-dire à plus hautes vitesses), le comportement du phénomène fluide va évoluer. Ces vagues pourraient alors se transformer en une sorte de bouchon à grande échelle. Ceci coïncide alors avec le fait que, à plus grandes vitesses, la fréquence dominante se met à augmenter avec la vitesse.

6.7.2 La force à l'échelle du tube

Les expériences ont également révélées une force se déroulant à l'échelle du tube. Ce phénomène a aussi été analysé avec la caméra hautes vitesses. Comme nous l'avons mentionné précédemment dans ce chapitre, la force proviendrait de l'impact de larges gouttes d'eau sur les tubes. À l'arrière des tubes, il y a une zone de recirculation principalement composée d'eau. Dans cette zone, des tourbillons stagnants sont observés. Ceux-ci sont schématisés à la Figure 6-54. À la place d'un décrochage tourbillonnaire comme on observe en écoulement monophasique, ce serait un décrochage de grosses gouttes d'eau qui se déroulerait au sein de l'écoulement diphasique. De plus, lorsqu'une goutte se décroche d'un tube, une autre semble se décrocher sur le tube situé en amont. La goutte du tube situé en amont suit alors le chemin d'écoulement et arrive sur le tube de la rangée suivante. Ceci provoque alors de nouveau une déstabilisation de la

zone tourbillonnaire, une nouvelle goutte d'eau est lâchée. Ainsi la fréquence du phénomène semble être liée à la distance entre deux rangées de tubes.

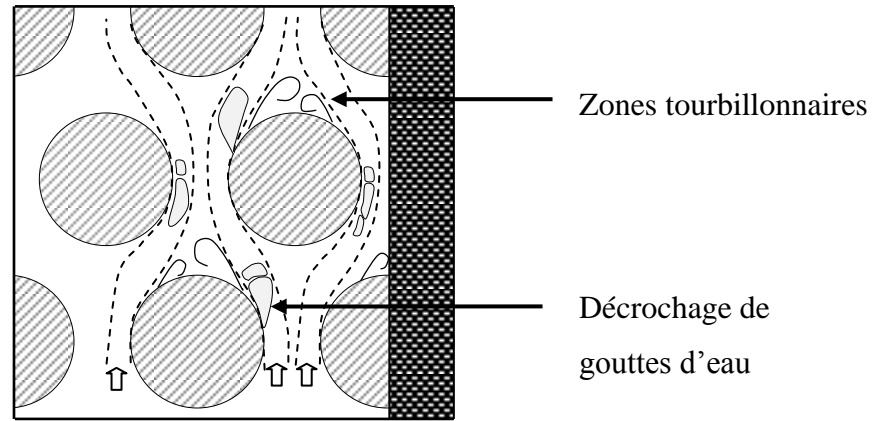


Figure 6-54 : Schématisation du principe de la force à l'échelle du tube

La fréquence de la périodicité pourrait alors être exprimée de la manière suivante (reliée à la distance entre deux rangées de tubes et à la vitesse de l'écoulement) :

$$f = \frac{U_p}{(\sqrt{3}/2)P} \quad (6.8)$$

où P est le pas et U_p la vitesse inter-tubes. On définit alors un nombre de Strouhal pour ce phénomène périodique :

$$St = \frac{fD}{U_p} \quad (6.9)$$

Cependant, le chemin réel réalisé par ces grosses gouttes d'eau n'est pas exactement la voie la plus courte entre deux rangées de tube. En effet, la distance parcourue est dépendante de la taille de la zone de recirculation comme le montre la Figure 6-54. Les observations ont montrées qu'avec l'augmentation du taux de vide, la taille de la zone de recirculation a tendance à s'élargir. Alors, la distance couverte par les gouttes est également dépendante du taux de vide. De plus, ce phénomène commence à être significatif vers $\varepsilon = 0.3$. Ainsi, nous faisons l'hypothèse

que le chemin est quasi-direct pour ce taux de vide, et qu'il augmente ensuite au fur et à mesure que la zone de recirculation s'agrandie.

Le nombre de Strouhal pourrait alors être défini par :

$$St = \frac{2}{\sqrt{3}(P/D)(1+a(\varepsilon-0.3))} \quad \text{pour } 0.3 \leq \varepsilon \leq 0.7 \quad (6.10)$$

où a est une constante dépendante de l'influence de la zone de recirculation sur la distance couverte par les gouttes.

Cependant, à approximativement $\varepsilon = 0.7$, la zone de recirculation devient beaucoup trop large. Il n'y aurait plus assez de place pour que le décrochage se mette en place. Seulement des impacts d'eau sur le tube suivis d'une déstabilisation de la zone de recirculation ont été observés. Petit à petit le long du faisceau, il y a assez d'énergie dans ces impacts pour déstabiliser de manière significative cette zone stagnante et ainsi créer une périodicité. Le nombre de Strouhal dépend donc encore probablement de la distance entre deux rangées, mais il dépend aussi directement du volume d'eau. En effet, la périodicité des jets est liée à la quantité d'eau dans le chemin d'écoulement. Le nombre de Strouhal proposé serait alors :

$$St = \frac{2}{\sqrt{3}(P/D)}(1-b\varepsilon) \quad \text{for } 0.7 \leq \varepsilon \leq 0.9 \quad (6.11)$$

où b est une constante liée à l'influence du volume d'eau sur le nombre d'impact des jets.

Les résultats expérimentaux obtenus à la Section 5.6.3 (mais aussi, pour $\varepsilon \geq 0.7$, les nombres de Strouhal obtenues pour les deux dernières rangées de tubes lors de la première étude expérimentale) et les deux modèles semi-empiriques décrits précédemment sont représentés sur la Figure 6-55. Les constantes $a=1$ et $b=0.9$ ont été choisies pour coller aux résultats expérimentaux. On remarque d'ailleurs que, pour ces valeurs, les données expérimentales et les modèles donnent des résultats très similaires. Pour $\varepsilon = 0.7$, deux nombres de Strouhal ont été trouvés dépendamment de la position des tubes instrumentés (à l'intérieur ou en aval du faisceau). C'est donc vers ce taux de vide que la zone de recirculation semble devenir trop large ; un saut du nombre de Strouhal est alors observé.

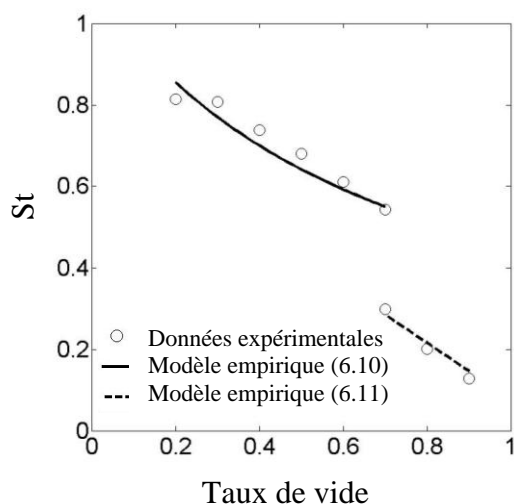


Figure 6-55 : Nombre de Strouhal en fonction du taux de vide

6.8 Conclusion

Des forces périodiques ont donc de nouveau été observées dans un faisceau de tubes en configuration triangulaire normale soumis à un écoulement diphasique. Les deux types de forces ont été confirmés : l'une à sa fréquence dominante quasi-constante et basse et l'autre à sa fréquence dominante directement dépendante de la vitesse du fluide. Ces deux forces trouvent leurs origines dans des phénomènes fluides.

La force à basses fréquences est causée par une vague diphasique à l'échelle du faisceau. Cette force semble, de plus, dépendante du rapport entre l'énergie cinétique du mélange diphasique sur l'énergie potentielle de l'eau. La taille de la section a probablement également une influence sur la fréquence de cette force.

La force à plus hautes fréquences est causée par le décrochage de larges gouttes d'eau. Cette force est dépendante du rapport de pas sur diamètre et aussi du taux de vide.

CHAPITRE 7 DISCUSSION

Une grande partie des discussions a déjà été menée au Chapitre 5 et 6. Tout ne sera donc pas repris dans ce septième et dernier chapitre. Un résumé des principales caractéristiques des deux forces périodiques découvertes sera fait. Puis, le lien direct entre ces phénomènes et la réponse vibratoires sera conduit de façon à répondre aux interrogations levées au début de ce projet. Finalement, une discussion sur la possible présence de ces mêmes phénomènes dans le faisceau de tube triangulaire tournée sera menée.

7.1 La force à l'échelle du faisceau

La première force significative découverte agit donc à l'échelle du faisceau. Cette force provient d'un déséquilibre entre l'énergie cinétique présente dans le mélange diphasique et l'énergie nécessaire pour transporter la phase liquide de bas en haut de la section (contre la gravité). Une partie du liquide ne peut pas directement traverser la section. Ce liquide s'accumule dans la partie inférieure de la section comme le montre la Figure 7-1, et bloque alors, en quelques sortes, une partie du passage pour le mélange diphasique. Le débit continuant à s'écouler, la pression sous cette poche d'eau augmente et devient alors très supérieure à celle au-dessus. Cette différence de pression crée une force qui se manifeste sous la forme d'une vague diphasique très rapide qui repousse la poche d'eau vers le haut de la section.

Le fait que la fréquence de ce phénomène soit reliée à la force inertielle (momentum flux) comme nous avons pu le montrer au Chapitre 5 (voir Figure 5-16 et Figure 5-26 aux basses fréquences) n'était donc pas surprenant. En effet, l'énergie cinétique du fluide a un impact très important sur les phénomènes fluides; l'origine de ce phénomène en est la preuve.

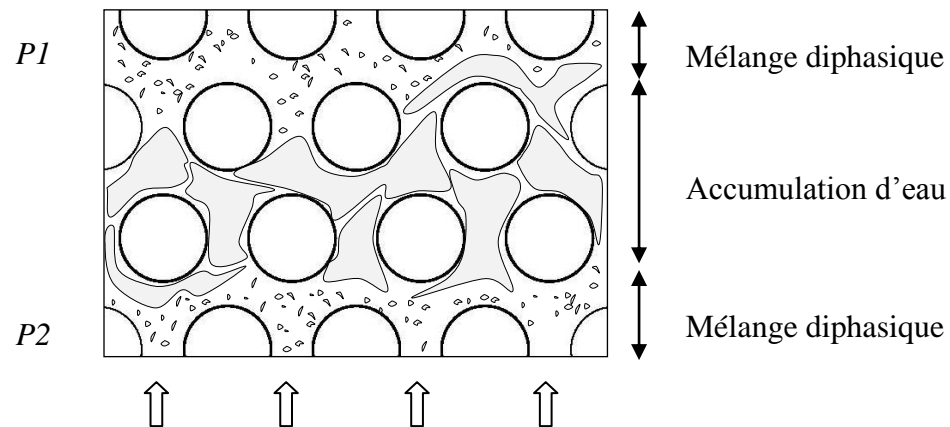


Figure 7-1: Schématisation du principe de la force à l'échelle du faisceau

7.2 La force à l'échelle du tube

La seconde force significative découverte apparaît à l'échelle des tubes. Cette force provient d'un impact périodique de larges gouttes d'eau sur les tubes.

Les conditions d'écoulements dans lesquelles ce décrochage de gouttes d'eau s'effectuent vont être décrites. En effet, une zone tourbillonnaire et stagnante se forme à l'arrière des tubes comme le montre la Figure 7-2. De plus, un chemin préférentiel principalement constitué d'air se développe de part et d'autre du tube (voir Section 6.3.1). De larges gouttes d'eau se décrochent au point de ralliement entre la zone tourbillonnaire et le chemin d'écoulement.

En écoulement monophasique, le décrochement de tourbillons alternés fait son apparition (voir Section 4.1.1.1). En revanche, en écoulement diphasique, des tourbillons de cette nature ne peuvent pas se former. Le décrochage de larges gouttes d'eau est alors le phénomène se déroulant en écoulement diphasique (air-eau dans notre cas).

Lorsqu'une goutte se décroche d'un tube, celle-ci suit le chemin d'écoulement et vient alors perturber l'équilibre de la zone tourbillonnaire du tube situé en aval. Un nouveau décrochage s'effectue à partir de cette goutte. Un équilibre semble alors s'instaurer entre les différentes rangées de tubes. Cet équilibre serait principalement lié à la distance entre les rangées de tubes. Le volume d'eau (indirectement le taux de vide) doit également avoir une part importante dans la périodicité du phénomène. Une approche semi-empirique de la fréquence de ces décrochages a été abordée.

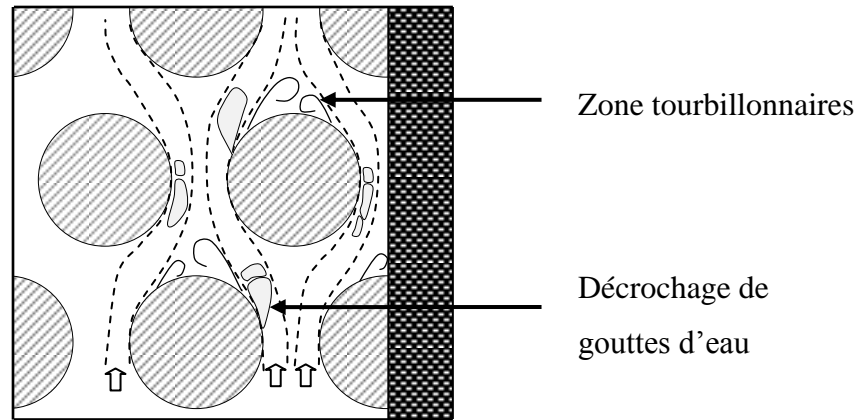


Figure 7-2 : Schématisation du principe de la force à l'échelle du tube

Une relation semi-empirique, par l'intermédiaire du nombre de Strouhal, a donc déjà été proposée à la Section 6.7.2. Ce nombre est dépendant de la distance entre deux rangées successives de tubes. Mais, il est aussi dépendant du taux de vide. Effectivement, pour $0.3 \leq \varepsilon \leq 0.7$, le taux de vide intervient dans le nombre de Strouhal par l'intermédiaire du chemin parcouru par la goutte (voir Section 6.7.2). Pour $0.7 \leq \varepsilon \leq 0.9$, le taux de vide intervient de façon directement linéaire dans le nombre de Strouhal. Ceci nous donne alors :

$$St = \frac{2}{\sqrt{3}(P/D)(1 + a(\varepsilon - 0.3))} \quad \text{pour } 0.3 \leq \varepsilon \leq 0.7 \quad (7.1)$$

$$St = \frac{2}{\sqrt{3}(P/D)}(1 - b\varepsilon) \quad \text{pour } 0.7 \leq \varepsilon \leq 0.9 \quad (7.2)$$

Des analyses complémentaires effectuées sur le chemin parcouru par la goutte ont été menées. Plusieurs simulations de chemin ont été faites à partir des vidéos. Le chemin ayant la trajectoire la plus longue est 1.24 fois supérieur au chemin direct. Or, la formulation proposée pour le Nombre de Strouhal avec $0.3 \leq \varepsilon \leq 0.7$ va jusqu'à 1.4 fois le chemin direct. Ainsi, l'effet du taux de vide sur le chemin ne semble pas expliquer la totalité de la variation du nombre de Strouhal. Le taux de vide interviendrait alors sur d'autres paramètres. C'est pourquoi d'autres études devront être menées pour améliorer encore cette relation semi-empirique.

7.3 Lien entre l'origine des forces et la réponse vibratoire

L'objectif principal de ce projet était de comprendre le mécanisme des forces fluides qui provoque des mouvements vibratoires significatifs. Cette partie reprend alors ces différents mécanismes et discute de l'impact direct ou indirect de ceux-ci sur les mouvements vibratoires.

7.3.1 Lien pour un taux de vide homogène de 50%

Les résultats de Ricciardi (2010) pour 50% de taux de vide sont présentés de nouveau à la Figure 7-3. Deux pics y sont observés, l'un (Pic 1) autour de 0.7 m/s et l'autre (Pic 2) autour de 1.8 m/s.

Comme le montre la Figure 7-4, autour de 0.7 m/s, la fréquence dominante des vagues à l'échelle du faisceau (entre 7 et 10 Hz) s'approche de la fréquence naturelle des tubes de l'étude de Ricciardi (13.8 Hz). Ainsi, la proximité entre la périodicité de l'intermittence et la fréquence naturelle des tubes est à l'origine de ce premier pic. La fréquence de l'intermittence pour la direction de portance est par ailleurs plus élevée. Elle s'approche donc plus de celle de la fréquence naturelle des tubes. Ainsi, même si l'amplitude des forces est inférieure dans la direction de portance (Figure 7-5), l'amplitude en réponse est quant à elle supérieure (approximativement 2.2 % du diamètre contre 1.8 % dans la direction de la trainée).

En ce qui concerne le deuxième pic, celui-ci provient d'une augmentation générale de la force totale rms comme le montre la Figure 7-5. Cette force rms est nettement supérieur en trainée ce qui se retranscrit aussi sur la réponse (approximativement 2.5 % du diamètre contre 2.0 % dans la direction de la portance).

Enfin, l'augmentation constante du mouvement vibratoire après 2.5 m/s provient principalement de la force causée par les gouttes d'eau (et de la force de turbulence).

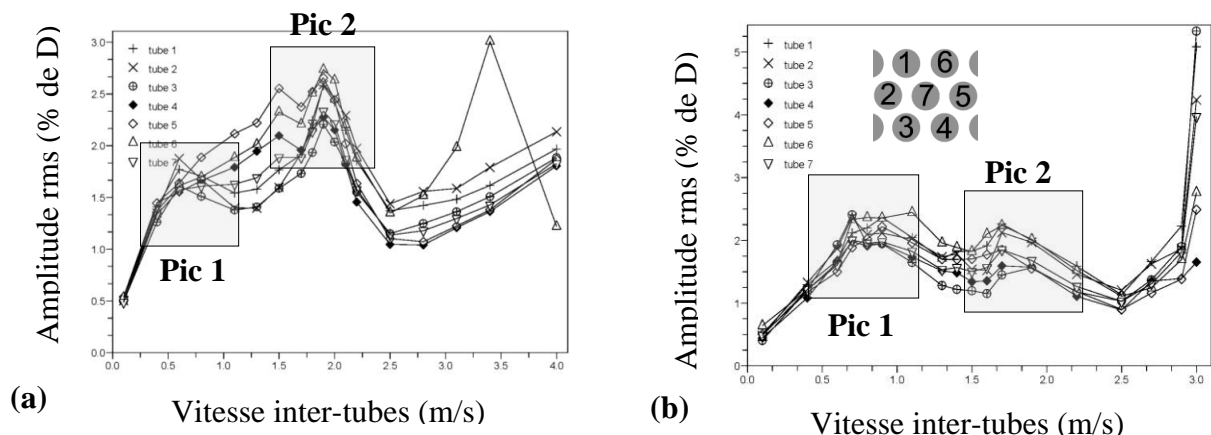


Figure 7-3 : Amplitude rms en % du diamètre du tube pour 50% de taux de vide dans (a) la direction de la trainée et (b) de la portance

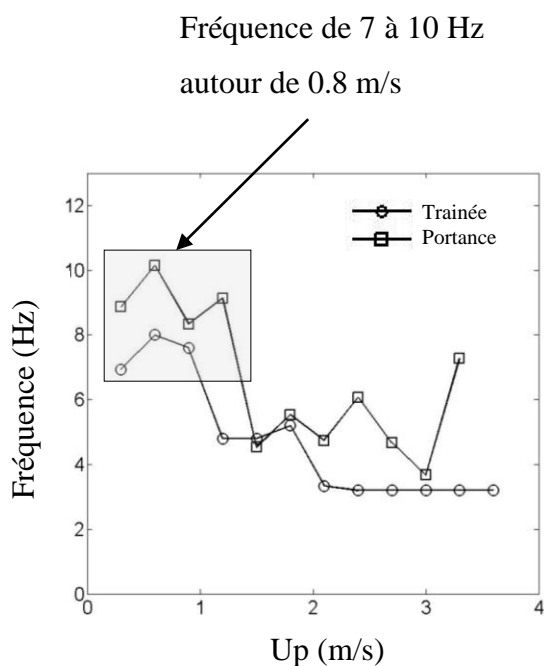


Figure 7-4 : Fréquence dominante de la force à basses fréquences fonction de la vitesse à 50% de taux de vide

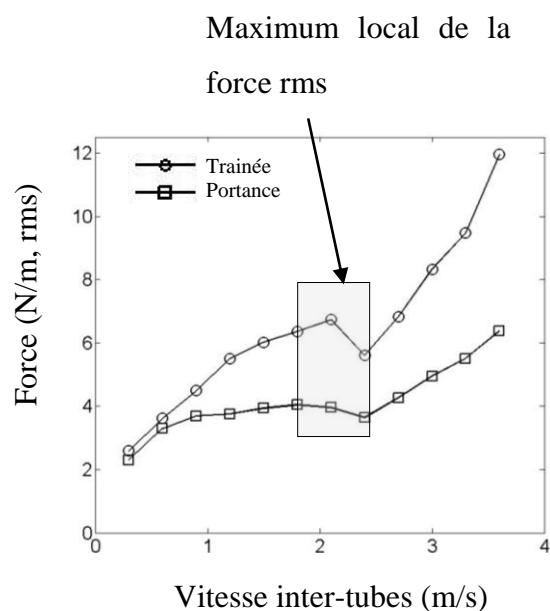


Figure 7-5 : Force rms en fonction de la vitesse à 50% de taux de vide

7.3.2 Lien pour un taux de vide homogène de 80%

Les résultats de Ricciardi pour 80% de taux de vide homogène sont de nouveau présentés à la Figure 7-6. Un seul pic y est observé. Celui-ci est très significatif dans la direction de la portance. Ce pic se situe autour de 3.0 m/s pour la portance et autour de 4.5 m/s pour la trainée.

Pour la direction de trainée, ce pic provient du maximum local de la force rms comme le montre la Figure 7-7. A cette vitesse, la force rms augmente principalement à cause des vagues de fortes puissances à l'échelle du faisceau.

En ce concerne la direction de portance, la force rms est quasi-constante de 0 à 4 m/s (voir Figure 7-7). Ainsi le pic ne semble pas provenir directement de forces périodiques. En réalité, les intermittences agissent principalement dans la direction de trainée. Leur impact n'est qu'indirect sur la portance. Effectivement, les vagues intermittentes se déroulent à grandes vitesses. Par conséquent, la vitesse critique d'instabilité fluide-élastique est probablement atteinte plus rapidement. L'augmentation significative du mouvement vibratoire dans la direction de portance est donc attribuée à une instabilité fluide-élastique. Par la suite, un changement de régime d'écoulement s'effectue comme le montre nettement le spectre du fluide de la Figure 7-8. Effectivement, avant et après 4.0 m/s, la nature des spectres est totalement différente ce qui indique un changement de régime d'écoulement. Ce régime d'écoulement excite beaucoup moins les tubes d'où la diminution de la réponse vibratoire. Les raisons, qui font que ce nouveau régime d'écoulement provoque moins de vibrations sur les tubes, ne sont en revanche pas établies.

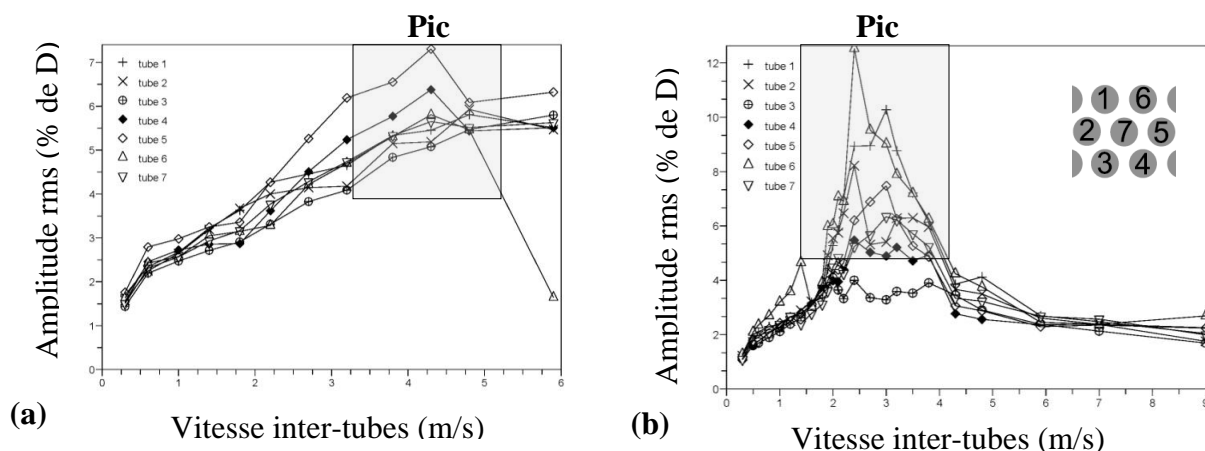


Figure 7-6 : Amplitude rms en % du diamètre du tube pour 80% de taux de vide dans (a) la direction de la trainée et (b) de la portance

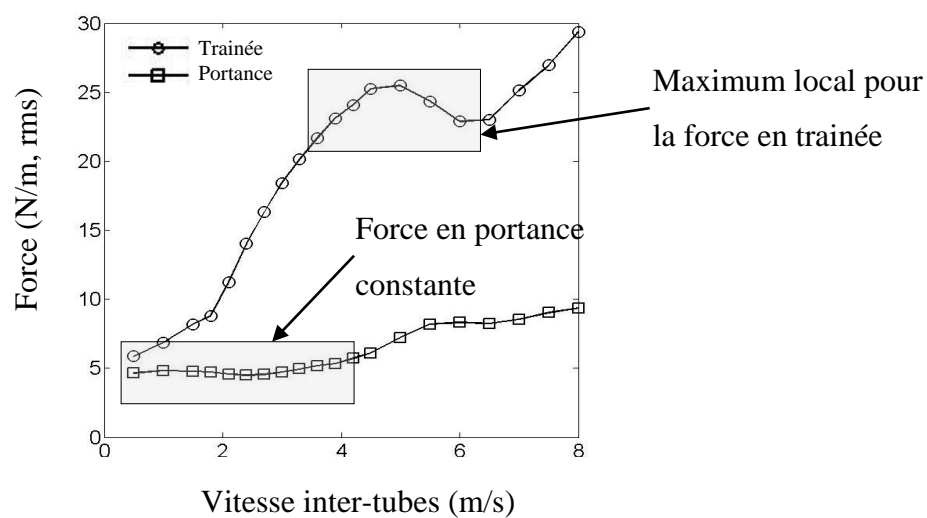


Figure 7-7 : Force rms en fonction de la vitesse à 80% de taux de vide

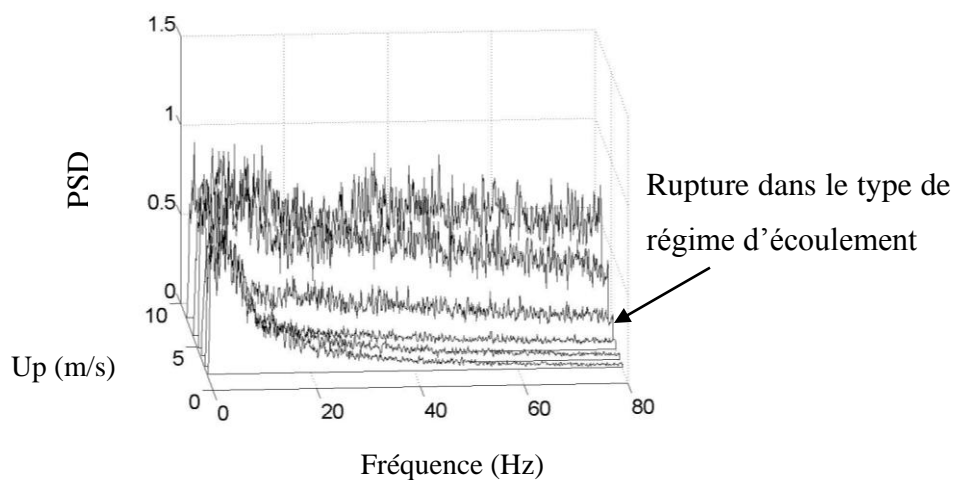


Figure 7-8 : PSD du fluide dans le chemin d'écoulement

7.4 Extrapolation des phénomènes au faisceau de tubes en configuration triangulaire tournée

Dans cette dernière section, nous allons confronter les mécanismes fluides rencontrés dans notre étude aux résultats expérimentaux obtenus par Zhang (2007). Pour rappel, l'étude de ce dernier traite des forces d'excitations vibratoires pour un faisceau de tubes en configuration triangulaire tournée. Les spectres ne sont pas rappelés car ils ont déjà été montrés à plusieurs reprises dans ce mémoire. En revanche, les fréquences dominantes des forces périodiques sont remémorées à la Figure 7-10 puisque les discussions tourneront principalement autour de ces fréquences.

Tout d'abord, pour 50% et 80% de taux de vide, un pic significatif, prédominant dans la direction de trainée, opère à basses et quasi-constantes fréquences. La fréquence dominante de ce phénomène diminue à basses vitesses dans un premier temps avant d'atteindre une constante (4 Hz). Ainsi, cette force possède exactement les mêmes caractéristiques que la force rencontrée à l'échelle du faisceau en configuration triangulaire normale. De plus, lorsque la vitesse devient élevée, la fréquence commence à augmenter légèrement, notamment à 80% de taux de vide homogène, exactement comme nous avons pu le rencontrer en configuration triangulaire normale. Ainsi, ce pic en trainée et à basses fréquences en configuration triangulaire tournée peut aussi être attribué aux intermittences à large échelle.

Une deuxième force est présente et prédominante dans la direction de portance. Cette force dépend presque linéairement de la vitesse. En configuration triangulaire normale, une force dépendant linéairement de la vitesse est également présente mais pour des fréquences beaucoup plus élevées. Es-ce que pour la configuration triangulaire tournée, cette force peut également provenir du décrochage de gouttes d'eau ?

En tout cas, les paramètres observés par Zhang le permettraient. Une large zone tourbillonnaire et stagnante a été observée derrière les tubes. De plus, un chemin principalement constitué d'air se situe de part et d'autre des tubes. Il semblerait également logique que la force soit plus importante pour la portance en configuration triangulaire tournée et pour la trainée en configuration triangulaire normale. Effectivement, comme le montre la Figure 7-9, les gouttes auraient tendance à avoir une composante plus forte en trainée lors de l'impact avec le tube en

configuration triangulaire normale et l'inverse pour la configuration triangulaire tournée. De plus, d'après les tests de Zhang, il n'y aurait pas de saut de Nombre de Strouhal comme nous avons pu l'observer en triangulaire normale. Ceci est également logique, puisque même si la zone de recirculation augmente, elle ne peut pas, dans cette configuration, bloquer la voie principale d'écoulement.

En revanche, les fréquences sont vraiment très éloignées d'une configuration à l'autre. Même si les tubes consécutifs dans la direction de l'écoulement ne sont pas espacés de la même manière pour chaque configuration (l'espacement entre deux rangées successives est de P , le pas, en configuration triangulaire tournée et de $(\sqrt{3}/2)P$ en configuration triangulaire normale), cela ne suffit pas à expliquer une si grande différence de fréquences. Ainsi, si le décrochage de gouttes d'eau se déroule en configuration triangulaire tournée, un équilibre différent s'opère pour la périodicité de ce phénomène.

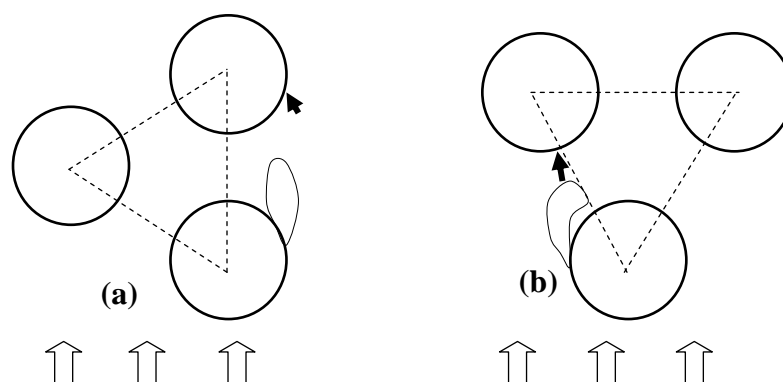


Figure 7-9 : Direction de l'impact des gouttes d'eau (a) en configuration triangulaire tournée et (b) en configuration triangulaire normale

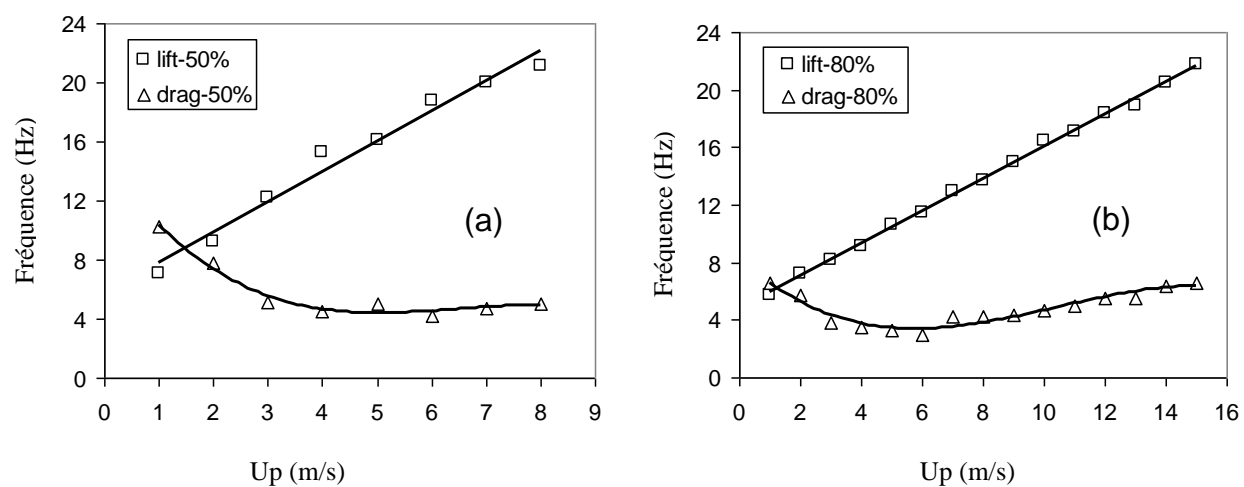


Figure 7-10 : Fréquences des forces quasi-périodiques pour (a) 50% de taux de vide homogène et (b) 80% de taux de vide homogène

CONCLUSION ET RECOMMANDATIONS

Ce projet a traité d'une interaction fluide-structure mettant en relation un faisceau de tubes en configuration triangulaire normale et un écoulement diphasique composé d'air et d'eau. L'objectif principal était de comprendre le mécanisme des forces fluides pouvant provoquer un mouvement vibratoire dans le faisceau de tube triangulaire normal. Pour ce faire deux parties ont été établies : l'une traitant des forces et l'autre du fluide diphasique.

En ce qui concerne les forces périodiques, deux forces significatives ont été découvertes. La première opère à des fréquences basses et quasi-constantes (de l'ordre de 4 à 6 Hz). Elle existe de 20% à 90% de taux de vide homogène. La deuxième se déroule pour des fréquences plus élevées et existe de manière nette entre 30% et 70% de taux de vide. La fréquence dominante de cette force est linéairement dépendante de la vitesse. Ces deux forces expliquent les pics observés dans la réponse vibratoire.

Du côté fluide, deux chemins d'écoulements privilégiés ont été identifiés que ce soit pour 50% ou pour 80% de taux de vide. À l'intérieur de ces chemins, l'air s'écoule de manière préférentielle. Ces chemins sont situés de part et d'autre de chaque tube. Également, les phénomènes fluides provoquant les forces périodiques ont été découverts. La force à basses fréquences provient d'une vague diphasique à hautes vitesses à l'échelle de tout le faisceau. L'origine de cette intermittence est sans doute la différence entre l'énergie cinétique et potentielle dans le fluide. Pour ce qui est de la force à plus hautes fréquences, l'origine se trouve dans le décrochage de gouttes d'eau qui viennent impacter les tubes situées en aval de manière périodique. En réalité, une zone tourbillonnaire constitué d'eau se met en place derrière les tubes, et la déstabilisation de celle-ci provoque des lâchés de gouttes d'eau. La périodicité de ce phénomène est directement reliée à la vitesse d'écoulement.

Ainsi, l'origine et le mécanisme des forces semblent avoir été découverts. Ces forces devront dorénavant probablement être prises en compte dans le design des échangeurs de chaleur. Il reste toutefois à approfondir les connaissances sur celles-ci afin de pouvoir les contrer de manière significative; quelques pistes sont données au paragraphe suivant.

Ce projet ayant abouti sur la découverte nette de deux phénomènes fluides, il ouvre de nombreuses perspectives. Voici les étapes ultérieures qui me semblent importantes dans la perspective de comprendre de manière encore plus précise le mécanisme de ces forces périodiques.

I. Confirmer et approfondir les connaissances sur les forces périodiques

I.1. Reprendre et comparer les études déjà effectuées

Trois études au sein de la chaire d'interaction fluide-structure ont établi la présence de forces quasi-périodiques. Comme nous avons commencé à le faire dans la discussion, il serait intéressant de regrouper de manière précise ces trois travaux pour voir tous les points communs et les différences.

I.2. Effectuer des visionnages vidéos supplémentaires

Les premières vidéos réalisées ont permis de donner de nombreuses réponses sur les mécanismes fluides. Ainsi, il semblerait intéressant d'en réaliser d'autres. Tout d'abord, il faudrait en refaire sur le même faisceau pour des vitesses et des taux de vide différents. Cela permettrait de confirmer la présence de ces phénomènes mais aussi d'améliorer leurs connaissances. En effet, on pourrait voir clairement l'évolution des mécanismes en fonction de la vitesse et du taux de vide. Ensuite, des vidéos pourraient être réalisées sur les autres configurations, pour des cylindres isolés, mais aussi sur des faisceaux de tubes flexibles. Cela permettrait de voir si vraiment ces phénomènes fluides influencent les mouvements vibratoires. Ainsi, de nombreux visionnages vidéos peuvent être réalisés avec le matériel déjà présent, et pourrait apporter des réponses supplémentaires sur les forces périodiques.

II. Créer des cartes d'écoulements

II.1. Définition de critère

Des études antérieures, notamment en écoulement interne, donnent certains critères pour définir le type de régimes d'écoulement à partir des mesures de sondes optiques. Même si les écoulements sont plus complexes dans le faisceau, il faudra être capable de définir précisément les régimes d'écoulements dans le faisceau à partir des mesures de sondes optiques. Toutes les vidéos réalisées pourront aider à définir ces critères

II.2. Étude expérimentale

À partir de critères clairs pour définir les régimes, une étude expérimentale devra alors être menée. Avec les sondes optiques et la caméra, il faudra balayer toutes les vitesses et tous les taux de vide pour créer une carte précise d'écoulement. Deux sections d'essai comportent déjà des sondes optiques, ainsi ce travail pourrait se réaliser assez rapidement. Ces cartes d'écoulement devront inclure les nouveaux phénomènes fluides découverts.

III. Modéliser les forces périodiques

Finalement, à partir de toutes les données collectées, une modélisation numérique des forces périodiques pourra être réalisée. Cette modélisation pourra se baser, tout d'abord sur celle réalisée par Senez (2011) au sein de la chaire. De plus, les modélisations sur les tourbillons alternés en écoulement monophasique pourront être utilisées pour modéliser ce qui se passe derrière les tubes. Ensuite, il faudra trouver des modèles pour définir les mécanismes de ces deux forces fluides et les introduire dans la modélisation.

Le travail sur les forces périodiques en est à ces débuts. Celle-ci ont été découvert il y a moins de cinq ans. Un long cheminement reste encore à parcourir avant de pouvoir les dominer véritablement.

En fait, toutes nouvelles découvertes apportent son lot de nouvelles questions et ainsi de suite. Je terminerai donc ce mémoire par une citation de Heisenberg dans “la nature de la physique contemporaine” qui met en perspective cette dernière remarque:

L'objet de la recherche n'est plus la nature en soi, mais la nature livrée à l'interrogation humaine, est dans cette mesure l'homme ne rencontre ici que lui-même.

RÉFÉRENCES

Axisa, F. , Boheas, M.A. , Villard, B. and Gilbert, R.J. , "Vibration of tube bundles subjected to steam-water cross flow : an comparative study of square and triangular pitch arrays", Paper P1/2 in proceedings of the *8th International Conference on Structural Mechanics in Reactor Technology (SMIRT)*, Buxelles, Belgium, 1985.

Blevins, R. D., "Flow-Induced Vibration", 2nd ed. Van Nostrand, New York, 1991.

Collier J. G., "Two-phase Gas-Liquid Flows within Rod Bundles", *Turbulent Forced Convection in Channels and Bundles : Theory and Applications to Heat Exchangers and Nuclear Reactor*, Hemisphere Publishing Corporation, Washington, DC., vol. 2, p. 1041-1055, 1979.

Connors, H. J., "Fluidelastic Vibration of a Tube Array Excited by Cross Flow", *Flow Induced Vibration in Heat Exchangers*, New-York, pp. 42-56, 1970.

de Langre, E and Villard, B., "An upper bound on random buffeting forces caused by two-phase flows across tubes", *Journal of Fluids and Structures*, 12(8), 1005-1023, 1998.

Dowlati, R., Chan, A. M. C. and Kawaji, M., "Hydrodynamics of 2-Phase Flow across Horizontal in-Line and Staggered Rod Bundles", *Journal of Fluids Engineering-Transactions of the Asme*, 114(3), 450-456, 1992.

Feenstra, P. A., Weaver, D. S. and Judd, R.L., "An improved void fraction model for two-phase cross-flow in horizontal tube bundles", *International Journal of Multiphase Flow*, vol. 26, pp. 1851-1873, 2000.

Feenstra, P. A., Weaver, D. S. and Nakamura, T., "Vortex shedding and fluidelastic instability in a normal square tube array excited by two-phase cross-flow", *Journal of Fluids and Structures*, 17(6), 793-811, 2003.

Gorman, D.J., "Experimental Development of Design Criteria to Limit Liquid Cross-Flow-Induced Vibration in Nuclear Reactor Heat Exchange Equipment", *Nuclear Science and Engineering*, 61(3): p. 324-336, 1976.

Grant, I.D.R. and Murray, I., "Pressure drop on the shell side of a segmentally baffled shell-and-tube heat exchanger with vertical two-phase flow", Report NEL-500, National Engineering Laboratory, 1972.

Kaneko, K., Nakamura, T., Inada, F., and Kato, M., *Flow Induced Vibrations*, 1st ed. Amsterdam, 2008.

Mureithi, N. W., Nakamura, T., Hirota, K., Murata, M., Utsumi, S., Kusakabe, T., et al., “Dynamics of an in-line tube array subjected to steam-water cross-flow,” Part I: Unsteady fluid forces. *Journal of Fluids and Structures*, 16(2), 137-152, 2002.

Mureithi, N. W., Zhang, C., Ruel, M. and Pettigrew, M. J., “Fluidelastic instability tests on an array of tubes preferentially flexible in the flow direction,” *Journal of Fluids and Structures*, 21(1), 75-87, 2005.

Noghrehkar, G. R., Kawaji, M. and Chan, A. M. C., “Investigation of two-phase flow regimes in tube bundles under cross-flow conditions,” *International Journal of Multiphase Flow*, 25(5), 857-874, 1999.

Ohnuki, A. and Akimoto, H., “Experimental study on transition of flow pattern and phase distribution in upward air-water two-phase flow along a large vertical pipe,” *International Journal of Multiphase Flow*, 26, p. 367-386, 2000.

Païdoussis, M.P., “*Flow-Induced Vibrations in Nuclear Reactors and Heat Exchangers: Practical Experiences and State of Knowledge*,” in *Practical Experiences with Flow-Induced Vibrations*, Berlin, Germany: Springer-Verlag, 1980.

Paidoussis, M. P., Price, S. J., Nakamura, T., Mark, B. and Mureithi, W. N., “Flow-Induced Vibrations and Instabilities in a Rotated-Square Cylinder Array in Cross-Flow,” *Journal of Fluids and Structures*, 3(3), 229-254, 1989.

Perrot, E., Mureithi, N.W., Pettigrew, M.J. and Ricciardi, G., “Vibration excitation forces in a normal triangular tube bundle subjected to two-phase cross-flow“, Paper 57102, FIV Symposium, proceedings in *ASME Pressure Vessels and Piping Division Conference*, Baltimore, 2011.

Perrot, E., Mureithi, N.W. and Pettigrew, M.J., “Characteristics of vibration excitation forces in a normal triangular tube bundle subjected to single and two-phase cross-flow“, submitted in *Journal of Fluid and Structure*, September 2011.

Perrot, E., Mureithi, N.W., Pettigrew, M.J. and C. Béguin, “Flow measurements and correlation with vibration excitation forces in a normal triangular tube bundle subjected to two-phase cross flow “, submitted in *Journal of Fluid and Structure*, October 2011.

Pettigrew M. J. , Taylor C.E. and Kim B. S., “Vibration of Tube Bundles in Two-Phase Cross-Flow- Part1: Hydrodynamic mass and damping,“ *Journal of Pressure Vessel Technology*, vol. 111, pp. 466-477, 1989.

Pettigrew, M. J. and Taylor, C. E., “Fluidelastic Instability of Heat-Exchanger Tube Bundles - Review and Design Recommendations,“ *Journal of Pressure Vessel Technology-Transactions of the ASME*, 113(2), 242-256, 1991.

Pettigrew, M. J. and Taylor, C. E., “Two-Phase Flow-Induced Vibration - an Overview, “ *Journal of Pressure Vessel Technology ASME*, 116(3), 233-253, 1994.

Pettigrew M.J. and Taylor C.E., “Damping of heat exchanger tubes in two-phase flow,“ in *ASME International Congress*, Dallas, pp. 407-418, 1997.

Pettigrew, M. J., Taylor, C. E. and Kim, B. S., “The effects of bundle geometry on heat exchanger tube vibration in two-phase cross flow,“ *Journal of Pressure Vessel Technology ASME*, 123(4), 414-420, 2001.

Pettigrew, M. J., Taylor, C. E., Janzen, V. P. and Whan, T., “ Vibration behavior of rotated triangular tube bundles in two-phase cross flow,“ *Journal of Pressure Vessel Technology ASME*, 124(2), 144-153, 2002.

Pettigrew, M. J. and Taylor, C. E., “ Vibration analysis of shell-and-tube heat exchangers: an overview - Part 1: flow, damping, fluidelastic instability,“ *Journal of Fluids and Structures*, 18(5), 469-483, 2003.

Pettigrew, M. J., Zhang, C., Mureithi, N. W. and Pamfil, D., “Detailed flow and force measurements in a rotated triangular tube bundle subjected to two-phase cross-flow,“ *Journal of Fluids and Structures*, 20(4), 567-575, 2005.

Pettigrew, M.J. and Taylor, C.E., “Vibration of a normal triangular tube bundle subjected to two-phase freon cross flow,“ *Journal of Pressure Vessel Technology*, vol. 131, 2009.

Polak, D.R. and Weaver, D.S., "Vortex shedding in normal triangular tube arrays," *Journal of Fluids and Structures*, vol. 9, pp. 1-17, 2010.

Rahman, F. H., Gebbie, J. G. and Jensen, M. K., "An interfacial friction correlation for shell-side vertical two-phase cross-flow past horizontal in-line and staggered tube bundles," *International Journal of Multiphase Flow*, 22(4), 753-766, 1996.

Ricciardi, G., "Modélisation du couplage fluide-structure d'un réseau de tubes soumis à un écoulement diphasique transverse par une approche milieux poreux", Rapport de Post-doctorat, École Polytechnique Montreal, Montreal, 2010.

Roberts, B.W., *Low Frequency, Self-Excited Vibration in a Row of Circular Cylinders Mounted in an Airstream*. University of Cambridge: Cambridge, UK, 1962.

Rogers R.J., Taylor C.E. and Pettigrew, M.J., "Fluid effects on multispan heat exchanger tube vibration," in *ASME Pressure Vessels and Piping Conference*, San Antonio, pp. 17-26, 1984.

Senez, H., "Études des forces dues à la turbulence dans un écoulement diphasique transverse sur un faisceau de tubes en configuration triangulaire tournée", Mémoire de Maîtrise, École Polytechnique de Montreal, Montreal, 2010.

Senez, H., Mureithi, N.W. and Pettigrew, M.J., "Development of a numerical model to represent two-phase flow configurations in a tube bundle," Paper 57257, FIV Symposium, Proceedings, *ASME Pressure Vessels and Piping Division Conference*, Baltimore, 2011.

Shariary, S., "Quasi-static forces and stability analysis in a triangular tube bundle subjected to two-phase cross-flow," in *ASME Pressure Vessels and Piping Division Conference*, San Antonio, 2007.

Axisa, F., Boheas, M.A., Villard, B., Gilbert, R.J., 1985. Vibration of tube bundles subjected to steam-water cross flow : an comparative study of square and triangular pitch arrays. Paper P1/2 in proceedings of the 8th International Conference on Structural Mechanics in Reactor Technology (SMIRT), Buxelles, Belgium.

Blevins, R. D., 1991. *Flow-Induced Vibration*, 2nd ed. Van Nostrand, New York.

Collier J. G., 1979. Two-phase Gas-Liquid Flows within Rod Bundles. Turbulent Forced Convection in Channels and Bundles : Theory and Applications to Heat Exchangers and Nuclear Reactor, Hemisphere Publishing Corporation, Washington, DC., vol. 2, p. 1041-1055.

De Langre, E., Villard, B., 1998. An upper bound on random buffeting forces caused by two-phase flows accross tubes. *Journal of Fluids and Structures*, vol. 12, pp. 1005-1023.

Feenstra, P. A., Weaver, D. S., Judd, R.L., 2000. An improved void fraction model for two-phase cross-flow in horizontal tube bundles. *International Journal of Multiphase Flow*, vol. 26, pp. 1851-1873.

Noghrehkar, G.R., Kawaji, M., Chan A.M.C., 1999. Investigation of two-phase flow regimes in tube bundles under cross-flow conditions. *International Journal of Multiphase Flow*, vol. 25, p. 857-874.

Ohnuki, A. and Akimoto, H., 2000. Experimental study on transition of flow pattern and phase distribution in upward air-water two-phase flow along a large vertical pipe. *International Journal of Multiphase Flow*, 26, p. 367-386.

Perrot, E. , Mureithi, N.W., Pettigrew, M.J., Ricciardi, G., 2011. Vibration excitation forces in a normal triangular tube bundle subjected to two-phase cross-flow. Paper 57102, FIV Symposium, proceedings in ASME Pressure Vessels and Piping Division Conference, Baltimore.

Pettigrew, M.J., Taylor, C.E., 1994. Two-Phase flow-Induced vibration : An overview. *Journal of Pressure Vessel Technology*, vol. 116, pp. 233-253.

Pettigrew, M.J., Taylor, C.E., 2003. Vibration analysis of shell-and-tube heat exchangers: an overview - Part 2: vibration response, fretting-wear, guidelines. *Journal of Fluids and Structures*, vol. 18, pp. 485-500.

Pettigrew, M.J., Taylor, C.E., 2009. Vibration of a normal triangular tube bundle subjected to two-phase freon cross flow. *Journal of Pressure Vessel Technology*, vol. 131.

Polak, D.R., Weaver, D.S., 2010. Vortex shedding in normal triangular tube arrays. *Journal of Fluids and Structures*, vol. 9, pp. 1-17.

Rahman, F. H., Gebbie, J. G., Jensen, M. K., 1996. An interfacial friction correlation for shell-side vertical two-phase cross-flow past horizontal in-line and staggered tube bundles. *International Journal of Multiphase Flow*, 22(4), 753-766.

Ricciardi, G., 2010. Modélisation du couplage fluide-structure d'un réseau de tubes soumis à un écoulement diphasique transverse, par une approche milieux poreux. Rapport de post-doctorat, Ecole Polytechnique Montreal, Montreal.

Senez, H., 2010. Études des forces dues à la turbulence dans un écoulement diphasique transverse sur un faisceau de tubes en configuration triangulaire tournée. Mémoire de maîtrise, Département de Génie Mécanique, Ecole Polytechnique Montreal, Montreal.

Sim, W.G. and Mureithi, N.W., "A evaluation of a two-phase damping model on tube bundles subjected two-phase cross-flow," Paper 30315 proceedings in *ASME 3rd Joint-US-European Fluids Engineering Summer Meeting and 8th International Conference on Nanochannels, Microchannels and Minichannels*, Montreal, 2010.

Taylor, C.E., Currie, I.G., Pettigrew, M.J. and Kim, B.S., "Vibration of tube bundles in two-phase cross-flow. Part 3. Turbulent induced excitation," *ASME J. Pres. Ves. Technol.* 111, pp. 488-500, 1989.

Taylor, C. E., Pettigrew, M. J. and Currie, I. G., "Random excitation forces in tube bundles subjected to two-phase cross-flow," *ASME Journal of Pressure Vessel Technology-Transactions of the Asme*, 118(3), 265-277, 1996.

Taylor, C.E. and Pettigrew, M.J., "Random excitation forces in heat exchanger tube bundles," *Journal of Pressure Vessel Technology*, vol. 122, pp. 509-514, 2000.

Ulbrich, R. and Mewes, D., "Vertical, Upward Gas-Liquid 2-Phase Flow across a Tube Bundle," *International Journal of Multiphase Flow*, 20(2), 249-272, 1994.

Violette, R., "Instabilité fluide-élastique d'un faisceau de tubes d'échangeurs de chaleur soumis à un écoulement diphasique transverse," Mémoire de Maîtrise, Ecole Polytechnique de Montreal, Montreal, 2005.

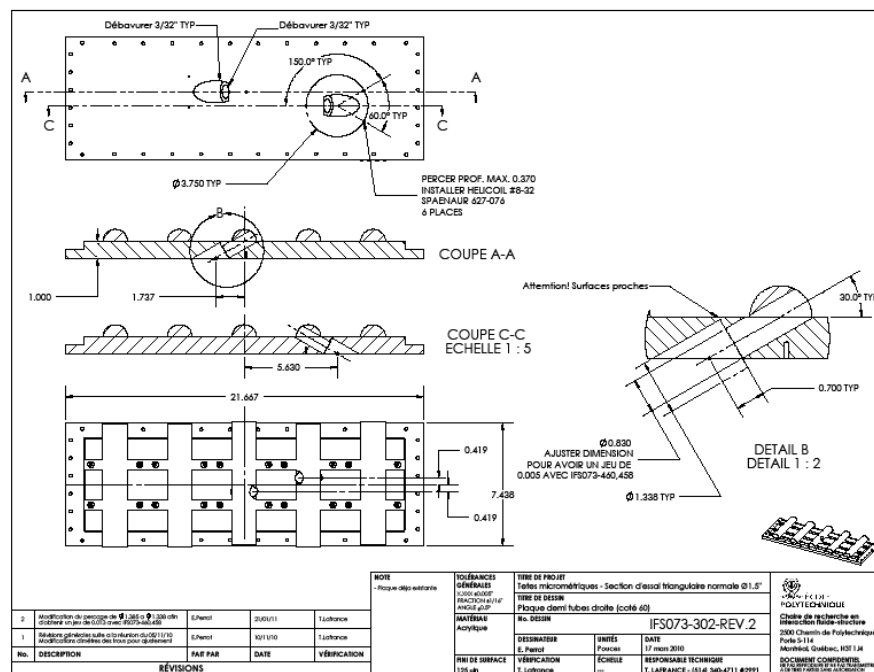
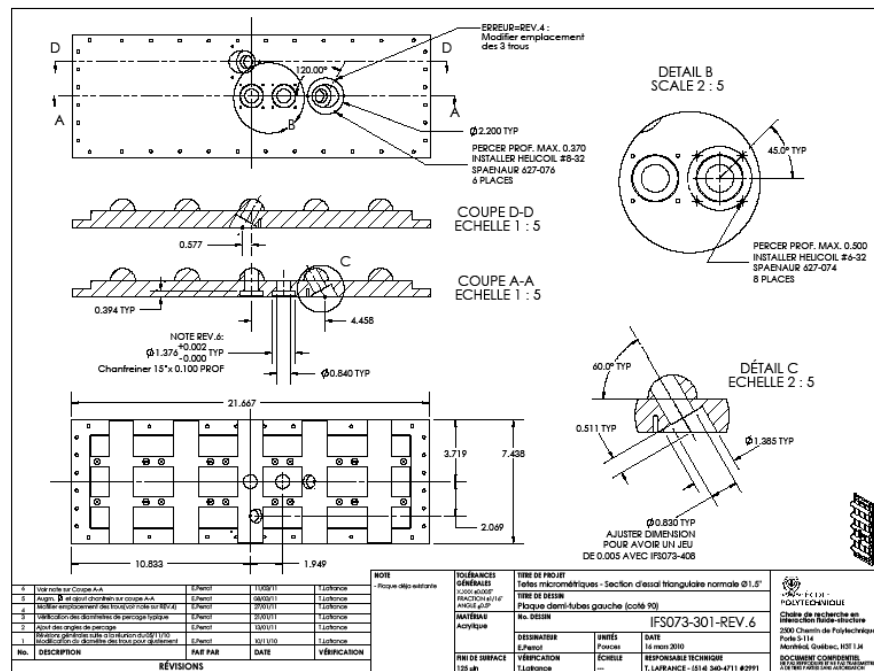
Weaver, D.S. and Abd-Rabbo, A., "A flow visualization study of a square array of tubes in water cross-flow," *ASME Journal of Fluids Engineering* 107, 354-363, 1983.

Weaver, D.S., Fitzpatrick, J.A. and El Kashlan, M., “Strouhal numbers for heat exchanger tube arrays in cross flow,” *Journal of Pressure Vessel Technology*, vol. 109, 1987.

Zhang, C., “Correlation between vibration excitation forces and the dynamics characteristics of two-phase flow in a rotated triangular tube bundle,” Ph.D. Thesis, Mechanical Engineering Department, Ecole Polytechnique de Montreal, Montreal, 2007.

Zhang, C., Pettigrew, M. J. and Mureithi, N. W., “ Correlation between vibration excitation forces and the dynamic characteristics of two-phase cross flow in a rotated-triangular tube bundle,” *ASME Journal of Pressure Vessel Technology*, 130(1), 2008.

ANNEXE 1 – Plans typiques des plaques



ANNEXE 2 – Plans typiques d’une sonde (L30)

