



**HAL**  
open science

**Vibrations sous chargement turbulent en géométrie  
cylindrique avec admissions impactantes : Application à  
un espace annulaire de cuve de réacteur à eau  
pressurisée**

Maud Kocher

► **To cite this version:**

Maud Kocher. Vibrations sous chargement turbulent en géométrie cylindrique avec admissions impactantes : Application à un espace annulaire de cuve de réacteur à eau pressurisée. Mécanique des fluides [physics.class-ph]. Institut Polytechnique de Paris, 2024. Français. NNT : 2024IPPAE020 . tel-04952449

**HAL Id: tel-04952449**

**<https://theses.hal.science/tel-04952449v1>**

Submitted on 17 Feb 2025

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



INSTITUT  
POLYTECHNIQUE  
DE PARIS

NNT : 2024IPPAAE020

Thèse de doctorat



# Vibrations sous chargement turbulent en géométrie cylindrique avec admissions impactantes - Application à un espace annulaire de cuve de réacteur à eau pressurisée

Thèse de doctorat de l'Institut Polytechnique de Paris  
préparée à l'École nationale supérieure de techniques avancées

École doctorale n°626 École doctorale de l'Institut Polytechnique de Paris  
(ED IP Paris)

Spécialité de doctorat : Mécanique des fluides et des solides, acoustique

Thèse présentée et soutenue à Palaiseau, le 20/11/2024, par

**Maud KOCHER**

Composition du Jury :

Christophe Josserand Directeur de recherche, École polytechnique (LadHyX)	Président
Jacques-André Astolfi Professeur des universités, École navale	Rapporteur
Yannick Hoarau Professeur des universités, Université de Strasbourg	Rapporteur
Marianna Braza Directrice de recherche, IMFT	Examinatrice
Jean-Luc Dion Professeur des universités, ISAE-SUPMECA	Examineur
Nicolas Jobert Ingénieur, Alma Consulting	Examineur
Pierre Moussou Directeur de recherche, EDF (IMSI, UMR 9219)	Directeur de thèse
Romain Lagrange Chargé de recherche, Université Paris-Saclay, CEA (SEMT)	Co-encadrant



Cette thèse a été réalisée chez EDF R&D, en collaboration avec le CEA de Saclay. Le laboratoire associé est l'IMSIA, unité mixte de recherche EDF / CNRS / ENSTA Paris. L'école doctorale est l'École doctorale de l'Institut Polytechnique de Paris et l'établissement associé est ENSTA Paris.



## Remerciements

---

S'il y a bien un enseignement majeur à tirer de ce travail de thèse, c'est que rien des travaux présentés dans ce manuscrit n'aurait pu voir le jour sans le collectif. Ceci est vrai du point de vue technique, mais aussi humain et organisationnel.

Je remercie tout d'abord les membres de mon jury de soutenance : Christophe Josserand, Jacques-André Astolfi, Yannick Hoarau, Marianna Braza, Jean-Luc Dion, Nicolas Jobert, Pierre Moussou et Romain Lagrange. Ce fut pour moi un immense honneur que de pouvoir bénéficier de l'évaluation et des conseils des experts du domaine dans lequel j'ai travaillé. Merci en particulier à Yannick d'avoir accepté à la dernière minute le rôle de rapporteur suite à quelques aventures avec l'école doctorale, et à William Benguigui de l'avoir contacté pour ce rôle. Bien qu'il n'ait pu finalement participer à ma soutenance, je remercie très chaleureusement Michael P. Païdoussis, qui m'a accordé un échange privilégié durant lequel j'ai eu l'honneur de lui présenter mon travail de thèse l'été dernier lors d'une superbe conférence sur les interactions fluide-structure au Brésil. Je remercie aussi Xavier Amandolèse, qui, avec Christophe Josserand a fourni des conseils précieux pour un meilleur cadrage de la thèse en tant que membre du comité de suivi individuel.

Nombreux ont été les interlocuteurs avec qui j'ai pu travailler techniquement sur cette thèse, au CEA, à EDF Saclay, à EDF Chatou, et lors de quelques échanges avec Framatome sur des partages d'expérience passionnants avec notamment Nicolas Jobert et Vincent Fichet. Des experts aux techniciens, en passant par les usineurs ou les fournisseurs, la diversité des domaines de compétence et des méthodes de travail de mes différents collègues m'a offert une chance inestimable de grandir. J'ai appris techniquement, mais aussi humainement. Je suis souvent sortie de mes zones de confort, ce qui était parfois épuisant, mais aussi palpitant. Ma plus grande fierté est d'avoir réussi à faire collaborer autour de ce sujet de thèse des personnalités aussi diverses et d'avoir pu tirer le meilleur de chacun.

Merci à Philippe Piteau pour ses nombreux retours d'expérience sur des travaux qu'il avait menés « quant il était plus jeune », merci à Thibaut Gay-Peiller d'avoir toujours fait en sorte de simplifier des opérations pourtant complexes, merci à Pascal Jain de s'être toujours plié en quatre pour que les choses avancent, merci à Sofiane Benhamadouche de s'être engagé dans cette thèse pour le volet numérique au moment où la partie expérimentale battait de l'aile, ainsi qu'à Vincent Stobiac pour son aide pour la création des maillages, merci à Tarik Plomion pour sa conception du châssis et du raccordement de la maquette à la boucle hydraulique du CEA,

---

merci à Lehsen Tarmoul et Florian Le bouquin pour leurs multiples opérations de branchement de capteurs ou de manutention sur la maquette, merci à Domenico Panunzio et Romain Lagrange pour leur conseils et leur aide dans l'exploitation des résultats et merci à Pierre Badel et Mathieu Corus pour leur clairvoyance et leur pédagogie. Je ne pourrai pas citer tout le monde, mais j'ai de chacun de mes interlocuteurs techniques au moins un instant particulier en mémoire, un moment de travail en commun, qui me rappelle combien ils ont été importants pour le bon déroulement de cette thèse. Car parmi ces profils aussi divers, un point commun est toujours ressorti dans cette thèse : ils souhaitaient tous que cette thèse fonctionne et ont tous fait preuve de bonne volonté pour ça. Leur engagement commun a porté ses fruits.

Je souhaite avoir un mot en particulier pour les techniciens, dont le travail n'est que rarement mis à l'honneur dans nos activités. Sans eux, les idées des ingénieurs chercheurs ne resteraient que des idées. Leur réalisation ne peut se faire que grâce à leur compétence et à leur travail. C'est le cas pour ma maquette de thèse, CORVET, qui n'aurait pas pu voir le jour sans le précieux travail des équipes techniques d'EDF et du CEA.

Je dois aussi mettre à l'honneur, parmi les différents interlocuteurs techniques que j'ai eus dans cette thèse, Aurélien Joly et Pierre Moussou, mes encadrants directs, que j'ai côtoyés quotidiennement, qui ont su me conseiller, m'épauler, me soutenir et me rassurer du début à la fin. Nous avons aussi appris à travailler ensemble, là où Pierre disait lui-même si bien en début de thèse : « Je sais bien qu'on n'est pas câblés pareil ». En tant que directeur de thèse, Pierre n'a cessé de me soumettre de nouvelles idées à explorer, qui rythmaient mon quotidien et relançaient mes recherches de plus belle lorsqu'une piste n'aboutissait pas.

Plus largement que la collaboration technique, je veux aussi remercier tous ceux qui m'ont humainement accompagnée. A commencer par mes co-bureaux, Taryk Belazzouz, Anthony Voitus et Mehdi Ettaouchi. Dès le premier jour où Anthony et moi avons emménagé dans le même bureau, il a su me faire prendre du recul sur ma thèse et sur des situations que je ne pouvais pas maîtriser. Tous nos échanges ont grandement participé à entretenir un quotidien plus léger. J'espère à l'issue de cette thèse pouvoir continuer à assister aux désormais célèbres récits des aventures diverses de Taryk qu'il prenait soin de schématiser sur notre tableau blanc entre deux équations. J'en profite pour le remercier pour son aide pour le bon déroulement de ma soutenance. Taryk est certainement la personne la plus avenante que j'aie jamais rencontrée.

En dehors des frontières de notre bureau, il y avait le fameux quartier habité par les membres du groupe « Dynamique des Equipements », au sein duquel j'aurai la chance de rester à l'issue de cette thèse en tant qu'ingénieure chercheuse. Je souhaite aussi remercier les membres de ce groupe pour leur convivialité, leur compassion et leur soutien. Merci en particulier à Antoine Roussel qui a participé à l'organisation de ma soutenance. Merci aussi à Guillaume Drouet, mon chef de groupe, qui m'a accordé sa confiance au regard de ma thèse, pour poursuivre mon chemin dans ce groupe, et merci à Jordan Curt, de prendre soin de bien organiser la transition de mes activités de doctorante à ingénieure chercheuse.

Je souhaite aussi avoir un petit mot pour les différents enseignants, en particulier dans les

---

domaines scientifiques, qui m'ont formée et conseillée pour arriver jusqu'à cette thèse. Certains d'entre eux, jusqu'à ma professeure de mathématiques en classe de seconde, ont même été présents à ma soutenance. J'ai pu faire des choix stratégiques et déterminants concernant mon cursus grâce à leurs précieux conseils.

Je termine par mes proches, que je ne saurai jamais remercier assez pour leur soutien quotidien. On le sait, c'est parce qu'on est soutenus à la maison qu'on arrive à ses objectifs dans le domaine professionnel. Merci à mon compagnon, Bastien, qui a quitté ses montagnes pour me suivre dans cette aventure de la thèse. Merci d'avoir supporté mes retours à la maison tardifs le soir et de m'avoir concocté de bons petits plats quand je n'avais plus l'énergie de le faire. Merci d'avoir supporté que mon esprit ait souvent été occupé par la thèse. Merci de m'avoir rassurée dans les moments de doute, et d'avoir trinqué avec moi à chaque nouvelle étape, de la livraison de la maquette à l'attribution du grade de docteur.

Je termine par mes parents. Comme eux-mêmes le disent souvent, ils n'ont pas de lien particulier avec le domaine de la recherche ou de l'ingénierie. Ils m'ont pourtant enseigné, sans le savoir, en tant qu'instituteurs comme en tant que parents, des principes qui ne sont autres que les valeurs directement reliées à mon domaine : l'honnêteté et l'intégrité scientifique, l'engagement, ou l'humilité. Je m'efforce et m'efforcerai chaque jour encore de les entretenir.





# Table des matières

---

## Remerciements

<b>1</b>	<b>Contexte</b>	<b>1</b>
1.1	La production électrique en France . . . . .	1
1.2	Technologies des réacteurs à eau pressurisée . . . . .	2
1.3	La maîtrise des vibrations de circuit primaire : un enjeu de sûreté . . . . .	2
1.4	Sources d'excitation et interactions fluide-structure recensées dans la cuve . . . . .	5
1.5	Méthode traditionnelle de <i>joint acceptance</i> et état de l'art . . . . .	7
1.6	Objectifs de la thèse . . . . .	9
1.7	Structure du manuscrit . . . . .	11
<b>2</b>	<b>Cas d'école : vibrations d'une cuve à 2 degrés de liberté</b>	<b>13</b>
2.1	Interactions fluide-structure dans la cuve idéalisée . . . . .	13
2.2	Amplitude vibratoire du cylindre mobile dans la cuve idéalisée . . . . .	15
2.2.1	Détermination des modes propres . . . . .	16
2.2.1.1	Calcul des matrices de masse et de raideur à sec . . . . .	16
2.2.1.2	Calcul de la matrice de masse ajoutée . . . . .	18
2.2.2	Projection des forces sur les modes de la structure : application de la <i>joint acceptance</i> . . . . .	20
2.2.2.1	Calcul des forces modales dans le domaine temporel . . . . .	21
2.2.2.2	Calcul des DSP des forces modales . . . . .	21
2.2.2.3	Expressions du spectre de pression fluctuante . . . . .	24
2.2.2.4	Expressions des longueurs de corrélation . . . . .	28
2.2.3	Calcul de la réponse du panier interne aux fluctuations de pression . . . . .	30

*TABLE DES MATIÈRES*

---

2.2.3.1	DSP des amplitudes modales du panier interne . . . . .	30
2.2.3.2	Amplitude totale en bas de panier interne . . . . .	31
2.3	Méthode de détermination des paramètres caractéristiques du modèle traditionnel de <i>joint acceptance</i> . . . . .	32
<b>3</b>	<b>Conception initiale d'un banc d'essai</b>	<b>35</b>
3.1	Cahier des charges et solutions retenues . . . . .	35
3.1.1	Phénomènes à représenter . . . . .	36
3.1.2	Forme de la maquette . . . . .	37
3.1.3	Modélisation du comportement du panier interne . . . . .	38
3.1.4	Transposabilité des phénomènes physiques . . . . .	39
3.1.5	Mesures envisagées . . . . .	41
3.1.6	Forçage de la trajectoire des jets entrant vers le bas . . . . .	42
3.1.7	Dispositif de réglage . . . . .	43
3.1.8	Matériaux utilisés . . . . .	43
3.1.9	Format de la maquette . . . . .	43
3.2	Dimensionnement . . . . .	44
3.2.1	Caractéristiques principales . . . . .	44
3.2.2	Dimensionnement des admissions . . . . .	46
3.2.3	Dimensionnement des languettes . . . . .	46
3.2.3.1	Fréquence propre et amplitude RMS visées . . . . .	47
3.2.3.2	Influence des dimensions des languettes . . . . .	48
3.2.4	Calcul des pertes de charge dans la maquette . . . . .	51
3.2.5	Epaisseur du panier interne . . . . .	53
3.2.6	Dimensionnement du joint labyrinthe . . . . .	57
3.3	Dessins . . . . .	58
3.4	Premières cotations et issue de la conception . . . . .	59
<b>4</b>	<b>Conception et fabrication du cas test de référence final : gros plan sur la convection annulaire de la turbulence</b>	<b>61</b>
4.1	Allègement du cahier des charges . . . . .	61
4.2	Comportement dynamique des languettes . . . . .	62

*TABLE DES MATIÈRES*

---

4.2.1	Dimensionnement . . . . .	62
4.2.2	Vérification du non flambement des languettes . . . . .	64
4.3	Dispositifs de mesure . . . . .	65
4.3.1	Capteurs laser de déplacement . . . . .	65
4.3.2	Capteurs de pression fluctuante . . . . .	66
4.3.3	Dispositif d'acquisition . . . . .	69
4.3.4	Dispositifs de surveillance des essais . . . . .	69
4.4	Vérification de la tenue sous pression de la cuve . . . . .	69
4.5	Dessins et plans . . . . .	70
4.6	Fabrication de la maquette CORVET . . . . .	71
4.7	Mise en place des simulations numériques de l'écoulement : CFD (Computational Fluid Dynamics) . . . . .	74
4.7.1	Configuration "espace annulaire infini" . . . . .	76
4.7.2	Configuration maquette . . . . .	78
4.8	Premiers essais d'appropriation . . . . .	81
4.8.1	Analyse modale . . . . .	81
4.8.2	Fonction de transfert de CORVET . . . . .	83
4.8.2.1	Représentation simplifiée par un oscillateur à 1 DDL . . . . .	83
4.8.2.2	Expression de la fonction de transfert associée au premier mode . . . . .	85
4.8.2.3	Identification de l'amortissement, la raideur et la masse équivalente de la maquette . . . . .	87
4.8.3	Vérification de la cohérence des mesures . . . . .	90
4.9	Installation de CORVET au CEA et insertion dans la boucle Gascogne . . . . .	92
<b>5</b>	<b>Caractérisation préliminaire de la boucle Gascogne</b> . . . . .	<b>93</b>
5.1	Dispositif expérimental . . . . .	94
5.2	Intensimétrie acoustique dans les conduites d'eau . . . . .	96
5.2.1	Vérification de la qualité de la propagation acoustique dans le circuit . . . . .	96
5.2.2	Identification des conditions aux limites acoustiques d'une section de circuit . . . . .	99
5.2.2.1	Identification des coefficients de réflexion acoustiques amont et aval . . . . .	99
5.2.2.2	Identification des impédances amont et aval . . . . .	100

*TABLE DES MATIÈRES*

---

5.2.3	Représentation de la source acoustique à basse fréquence . . . . .	100
5.3	Identification expérimentale du comportement acoustique de la boucle . . . . .	102
5.3.1	Bruit de fond acoustique de la boucle . . . . .	103
5.3.2	Vérification de la qualité de la propagation acoustique . . . . .	104
5.4	Identification expérimentale des conditions aux limites de la zone d'essais . . . . .	106
<b>6</b>	<b>Chargement turbulent en espace annulaire</b>	<b>111</b>
6.1	Configuration espace annulaire infini . . . . .	111
6.1.1	DSP de la pression fluctuante . . . . .	111
6.1.2	Interspectres . . . . .	114
6.1.3	Détermination de la vitesse de convection . . . . .	118
6.1.4	Détermination des longueurs de corrélation . . . . .	122
6.1.5	Piste d'amélioration du modèle : une représentation simplifiée combinant spectres de pression et longueurs de corrélation . . . . .	123
6.2	Configuration de la maquette . . . . .	125
6.2.1	Cartographie globale de l'écoulement turbulent . . . . .	125
6.2.1.1	Inhomogénéité de la trajectoire de l'écoulement turbulent en CFD126	
6.2.1.2	Distribution longitudinale et circumférentielle du champ de pression fluctuante . . . . .	129
6.2.1.2.1	Inhomogénéité longitudinale du champ de pression fluctuante . . . . .	132
6.2.1.2.2	Inhomogénéité circumférentielle du champ de pression fluctuante . . . . .	137
6.2.1.3	Quasi-homogénéité radiale du champ de pression fluctuante . . . . .	139
6.2.2	Convection de la pression fluctuante . . . . .	141
6.2.2.1	Une plage fréquentielle de confiance réduite pour le post-traitement	141
6.2.2.2	Valeurs de vitesses de convection identifiées dans la direction longitudinale . . . . .	142
6.2.2.3	Limites de compréhension . . . . .	147
6.2.2.4	Valeurs de vitesses de convection identifiées dans la direction circumférentielle . . . . .	150
6.2.2.5	Discussion : limites du modèle de la littérature dans plusieurs zones de la cuve . . . . .	154

*TABLE DES MATIÈRES*

---

6.2.3	Cohérence de la pression fluctuante : longueurs de corrélation . . . . .	159
6.2.3.1	Valeurs de longueurs de corrélation identifiées . . . . .	159
6.2.3.1.1	Direction longitudinale . . . . .	159
6.2.3.1.2	Direction circonférentielle . . . . .	162
6.2.3.2	Comparaison entre LES et essais . . . . .	163
6.2.3.3	Longueurs de corrélation longitudinales supérieures aux longueurs de corrélation circonférentielles . . . . .	164
6.2.3.4	Inhomogénéité des longueurs de corrélation dans la cuve . . . . .	164
6.2.3.5	Comparaison aux lois de la littérature . . . . .	165
6.2.4	Tentative d'identification d'une grandeur simplifiée : combinaison des spectres et des longueurs de corrélation . . . . .	165
6.3	Conclusion sur le chargement turbulent en espace annulaire . . . . .	169
<b>7</b>	<b>Réponse vibratoire de la structure</b>	<b>171</b>
7.1	Mesure de réponse vibratoire sur CORVET . . . . .	171
7.2	Comparaison aux modèles de la littérature et au chargement issu de la CFD . . . . .	178
7.3	Identification expérimentale de la source acoustique de CORVET . . . . .	180
7.4	Effets de la réponse vibratoire de la structure sur le reste du circuit . . . . .	183
<b>8</b>	<b>Bilan</b>	<b>187</b>
8.1	Conclusion . . . . .	187
8.2	Perspectives . . . . .	189
<b>A</b>	<b>Différentes stratégies techniques pour diriger l'écoulement entrant vers l'es- pace annulaire pour la conception initiale - Avantages et inconvénients res- pectifs</b>	<b>191</b>
A.1	Membrane flexible avec colonne d'eau optionnelle . . . . .	191
A.2	Soufflet flexible . . . . .	191
A.3	Vasque . . . . .	192
A.4	Joint droit . . . . .	193
A.5	Chicanes . . . . .	194
A.6	Joint labyrinthe à jeu rallongé . . . . .	195

*TABLE DES MATIÈRES*

---

<b>B</b>	<b>Caractéristiques techniques des systèmes de mesure et acquisition utilisés</b>	<b>197</b>
<b>C</b>	<b>Liasse de plans de CORVET</b>	<b>199</b>
<b>D</b>	<b>Test de sensibilité au maillage pour les simulations CFD d'espace annulaire avec jets impactants</b>	<b>221</b>
<b>E</b>	<b>Identification des coefficients de masse et raideur à partir des mesures de fonction de transfert à l'extrémité du panier - Approche de Rayleigh</b>	<b>225</b>
E.1	Notations . . . . .	225
E.2	Cinématique du cylindre . . . . .	225
E.3	Dynamique du cylindre . . . . .	226
E.4	Déformation des languettes : cas d'un encastrement à leur base . . . . .	226
E.5	Raideur de flèche sous sollicitation statique en C . . . . .	227
E.6	Réponse dynamique sous sollicitation haute fréquence en C . . . . .	228
E.7	Réponse au marteau en C avec languettes encastrées . . . . .	228
<b>F</b>	<b>Plans de la phase de caractérisation acoustique de la boucle d'essai</b>	<b>229</b>
<b>G</b>	<b>Détail des calculs du spectre de force de pression dans l'épaisseur annulaire</b>	<b>233</b>
<b>H</b>	<b>Identification du modèle équivalent de source de vitesse fluctuante associé au diaphragme multi-trous : prise en main de la méthode</b>	<b>237</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>237</b>

# 1

## 1.1 La production électrique en France

En 2023 sur le territoire Français<sup>1</sup>, le nucléaire a représenté 65% de la production d'électricité avec 320.4 TWh. Il s'agit depuis plusieurs dizaines d'années de la première source de production d'électricité en France. Ce choix stratégique, instauré dans les années 1970, a permis à la France de se distinguer par son indépendance énergétique et son faible niveau d'émission de CO<sub>2</sub> par kilowatt-heure produit. Les centrales nucléaires françaises sont reconnues pour leur efficacité et leur fiabilité, offrant une production stable et continue qui joue un rôle crucial dans la sécurité d'approvisionnement du pays. En complément, l'hydroélectricité et les énergies renouvelables, telles que l'éolien et le solaire, gagnent en importance, mais le nucléaire demeure le pilier central de la politique énergétique française. Grâce à une expertise technique avancée et des infrastructures robustes, la France peut compter sur son parc nucléaire pour maintenir un coût de production de l'électricité compétitif et limiter son impact environnemental. L'engagement continu dans la recherche et le développement de nouvelles technologies nucléaires, comme les réacteurs de quatrième génération, illustre la volonté de la France de renforcer encore cette filière stratégique pour l'avenir énergétique du pays. En parallèle, il est également nécessaire de maintenir le bon fonctionnement des centrales du parc nucléaire actuel ou en construction sur le long terme, ce qui représente un défi majeur. Il est essentiel de garantir la sûreté des installations à travers des programmes rigoureux de maintenance et de modernisation, mais aussi une maîtrise de leur fonctionnement et une bonne compréhension d'éventuels phénomènes non-anticipés afin de prolonger leur durée de vie tout en respectant des normes de sécurité strictes, voire d'anticiper d'éventuels dysfonctionnements.

---

1. <https://analysesetdonnees.rte-france.com/bilan-electrique-2023/production#Vuedensemble>

## 1.2 Technologies des réacteurs à eau pressurisée

Le fonctionnement des centrales nucléaires, de même que celui des barrages hydroélectriques, des éoliennes, ou des centrales à charbon ou à gaz, repose sur la transformation d'une énergie mécanique en une énergie électrique. Là où l'énergie mécanique utilisée par une éolienne est directement issue de la rotation des pâles sous l'effet de la force exercée par le vent sur leur surface, les centrales thermiques (nucléaires, à gaz ou autre) utilisent le mouvement d'une turbine par extraction d'une partie de l'énergie d'un fluide. Dans le cas d'une centrale nucléaire, le fluide est chargé en chaleur au niveau du cœur du réacteur, où se produit la réaction nucléaire exothermique.

L'intégralité des réacteurs nucléaires actuellement en exploitation sur le territoire français sont des réacteurs à eau pressurisée (REP). C'est cette technologie de réacteurs qui est étudiée et présentée dans ce document (figure 1.1). La réaction en chaîne de fission de l'uranium a lieu dans le cœur du réacteur (source chaude). La chaleur qui en est issue est transmise à l'eau (fluide caloporteur) qui circule en continu dans le circuit primaire principal (CPP), dont la température passe de 292.2 °C en entrée de cœur à 328.2 °C en sortie. Celle-ci transporte la chaleur jusqu'au générateur de vapeur, dont la configuration et la géométrie visent à optimiser l'échange thermique entre circuit primaire et circuit secondaire sans contact direct. L'eau liquide du circuit secondaire entrant dans ce générateur de vapeur s'y transforme en vapeur sous l'effet de son échauffement. L'eau du circuit primaire est quant à elle maintenue sous l'état liquide par application d'une pression de consigne supérieure (155 bars contre 55 à 72 bars pour le circuit secondaire), et retourne vers le cœur du réacteur. L'eau du circuit secondaire à l'état de vapeur pressurisée circule jusqu'à la turbine et l'entraîne sous l'effet de sa détente. La turbine est connectée à un alternateur relié au réseau électrique. L'eau du circuit secondaire retrouve finalement intégralement son état liquide au niveau du condenseur, où elle rencontre le circuit de refroidissement (source froide), avant de retourner vers le générateur de vapeur. L'eau froide du circuit de refroidissement est pompée dans un fleuve ou dans la mer selon la localisation de la centrale. Elle est refroidie après son passage dans le condenseur au niveau de la tour aéroréfrigérante où elle est pulvérisée et évaporée suite au contact avec l'air ambiant plus froid. On notera que les centrales de bord de mer peuvent se passer de la tour aéroréfrigérante.

## 1.3 La maîtrise des vibrations de circuit primaire : un enjeu de sûreté

Lors de la mise en service des EPR (European Pressurized Reactor)(dernière génération installée sur le parc), des vibrations inattendues ont été constatées au niveau du circuit primaire principal [103, 65, 76], dont un modèle simplifié est représenté à gauche de la figure 1.2. L'expé-

---

2. [https://www.irsn.fr/FR/connaissances/Installations\\_nucleaires/Les-centrales-nucleaires/reacteurs-nucleaires-France/Pages/1-reacteurs-nucleaires-France-Fonctionnement.aspx#.Y2kT0t\\_jI18](https://www.irsn.fr/FR/connaissances/Installations_nucleaires/Les-centrales-nucleaires/reacteurs-nucleaires-France/Pages/1-reacteurs-nucleaires-France-Fonctionnement.aspx#.Y2kT0t_jI18)



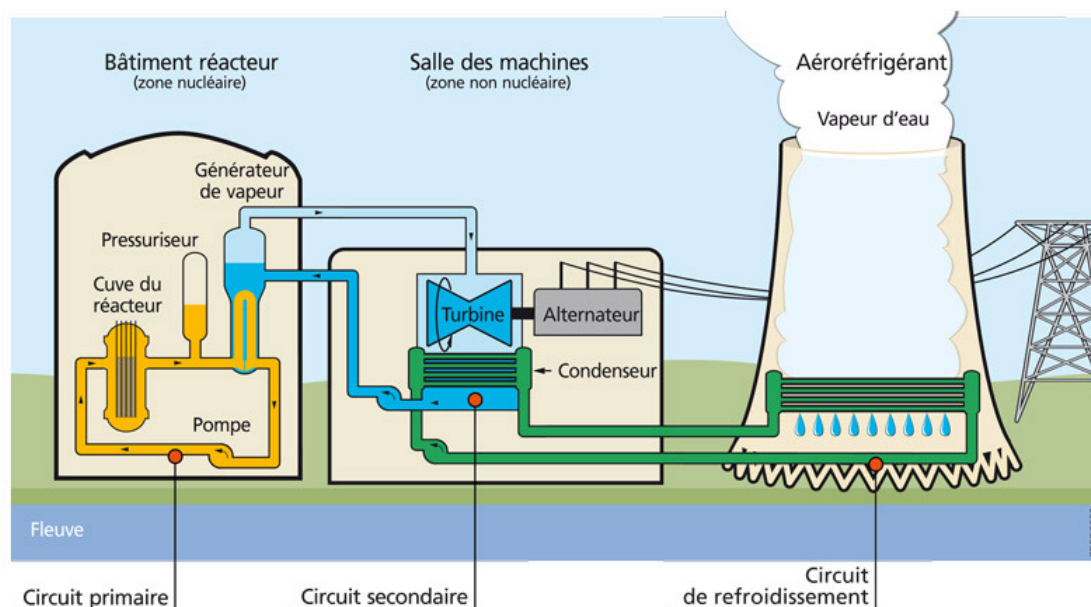


FIGURE 1.1 – Principe de fonctionnement d'une centrale nucléaire avec aérorefrigérant <sup>2</sup>.

rience montre que ce genre de phénomènes vibratoires non-anticipés peut entraîner des retards de démarrage de l'installation [70, 47, 12]. Ces vibrations étaient parfaitement acceptables du point de vue de la tenue mécanique des installations, elles ont cependant occasionné des études complémentaires visant à analyser leur cause en profondeur.

Par ailleurs, les EPR2 (Evolutionary Power Reactor 2) sont une nouvelle génération de REP en cours de déploiement, qui nécessite comme pour tout nouveau type de réacteur, un programme visant à s'assurer de la bonne maîtrise des vibrations des internes de cuve [75]. Cette procédure, dictée dans les règles de bonne pratique du guide réglementaire de sûreté nucléaire RG1.20 [109], nécessite notamment, après identification des critères sur les valeurs limites acceptables pour les vibrations des internes, la construction de modèles (numériques comme expérimentaux) utilisant les connaissances de l'état de l'art pour anticiper au mieux les comportements vibratoires dans la cuve et s'assurer que les critères précédemment définis sont respectés [77]. C'est dans l'objectif de disposer de bons outils pour la génération de ces modèles que cette thèse intervient, dans une démarche de caractérisation des interactions fluide-structure (IFS) dans la cuve.

En pratique, pour assurer les fonctions présentées en partie 1.2, le circuit primaire principal est constitué des composants suivants :

- la cuve avec les internes de cuve (dont un modèle simplifié est représenté en coupe à droite de la figure 1.2), qui permettent :
  - d'orienter la circulation de l'eau à travers le cœur, des entrées jusqu'aux sorties de la cuve,
  - de supporter et maintenir en position le cœur,
  - de réguler la réaction nucléaire, via le degré d'insertion des barres de contrôle dans

le cœur.

- les boucles, généralement au nombre de 3 ou 4, avec pour chaque boucle :
  - une branche chaude, portion de tuyauterie qui transporte l'eau réchauffée par le cœur directement vers...
  - le générateur de vapeur,
  - une branche en U, qui fait le lien avec...
  - la pompe primaire
  - une branche froide, qui fait le retour vers la cuve.
- le pressuriseur, qui permet de maintenir la pression à sa valeur cible dans l'ensemble du circuit, et qui est relié à l'une des boucles par le biais d'un tuyau (en orange à gauche figure 1).

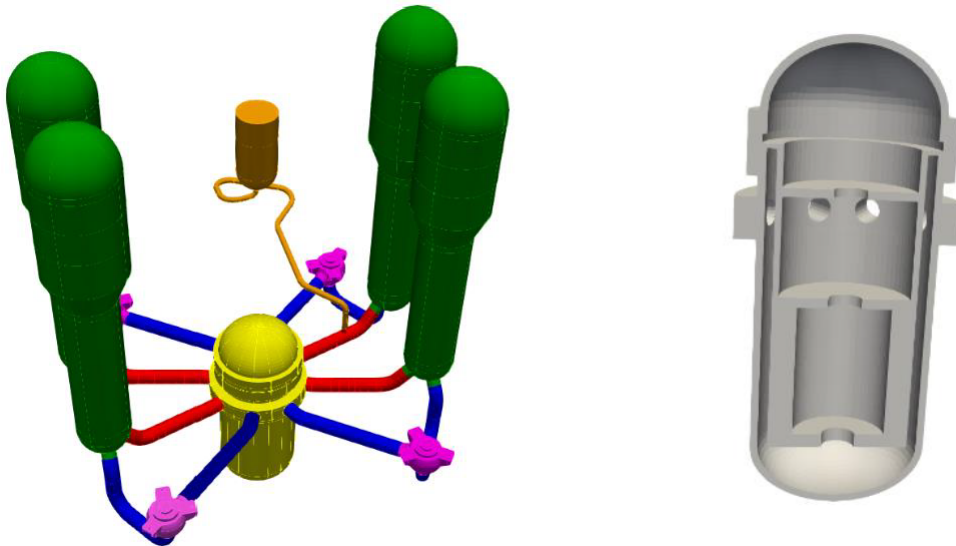


FIGURE 1.2 – Modèle simplifié de réacteur 4 boucles (gauche), et vue en coupe du modèle simplifié de cuve (droite).

Au sein de ces composants, les vitesses d'écoulement peuvent atteindre 15-20 m/s, ce qui induit, compte tenu de leurs dimensions, de la turbulence. De plus, la géométrie du CPP induit des pertes de charge ponctuelles importantes à certains endroits.

Les IFS ayant lieu dans le circuit primaire peuvent être simplement décrites par une représentation en trois composantes majeures [68]. À différents endroits du circuit peuvent être identifiées des sources locales d'excitation. Celles-ci sont ensuite propagées par le fluide (propagation acoustique). Finalement, le chargement est appliqué à la structure (couplage acousto-mécanique), en une zone possiblement éloignée de la source locale ayant initié l'excitation.

Sur l'aspect acoustique, le CPP est un circuit très court : quelques dizaines de mètres, soit le même ordre de grandeur que la longueur d'onde des ondes de pression aux fréquences pertinentes

(par exemple, une quarantaine de mètres à 25 Hz, fréquence de rotation des pompes). Ainsi, si des sources acoustiques sont présentes, elles peuvent avoir des effets ailleurs dans le circuit [6, 7]. En particulier la turbulence, dont la prédominance à basses fréquences (inférieures à 15 Hz), est associée à des longueurs d'ondes supérieures à 70 m. Une source turbulente locale présente dans la cuve peut donc avoir des conséquences structurelles sur l'ensemble de la tuyauterie primaire. Il est donc pertinent d'étudier l'interaction entre les IFS étudiées au sein de la cuve et le reste du circuit, pour détecter d'éventuels phénomènes de couplage fluide-structure-acoustique d'ensemble.

C'est dans cet optique qu'un modèle numérique global de CPP avec prise en compte du couplage fluide-structure est aujourd'hui en élaboration chez EDF. L'enjeu de notre étude est d'apporter des éléments de compréhension concernant les IFS de cuve à implémenter dans ce modèle, ainsi qu'une validation expérimentale qui puisse permettre d'évaluer la pertinence des lois disponibles à l'état de l'art pour une application à ce contexte industriel.

## 1.4 Sources d'excitation et interactions fluide-structure recensées dans la cuve

Les causes possibles de vibrations propres à la cuve sont directement liées aux interactions fluide-structure qui s'y produisent. Il est donc nécessaire de les recenser, et de retenir celles qui se produisent dans une gamme de fréquences proche des premiers modes propres de la structure (d'environ 3 Hz à une quinzaine de Hz). Les principaux constituants de la cuve d'intérêt pour notre sujet d'étude et le trajet global de l'écoulement dans la cuve sont représentés en figure 1.3 et 1.4.

La physique de la cuve est riche :

- Du point de vue du reste du circuit, il s'agit d'un objet acoustique avec 8 entrées/sorties (pour un réacteur à 4 boucles). Les ondes de pression se propagent à travers l'espace annulaire, le plenum inférieur, le dispositif de distribution des débits et les différentes plaques des internes de cuve et les assemblages combustibles (non présents pendant les essais de mise en service durant lesquels les phénomènes vibratoires que l'on veut étudier sont présents), engendrant notamment de l'amortissement.
- Le couplage fluide-structure au niveau de l'enveloppe de cœur, se traduisant par une augmentation de l'énergie cinétique issue de l'apport d'une masse ajoutée par le fluide [21], interagit avec le reste du circuit : il existe des modes de balancement, de coque et de poutre pour l'ensemble interne du réacteur, à savoir l'enveloppe de cœur, le réflecteur thermique, les plaques inférieure et supérieure de cœur, les colonnes supérieures de support, et le dispositif de distribution du débit permettant de diriger le fluide de façon plus homogène en limitant les tourbillons à l'entrée de la partie centrale du cœur, que l'on nommera par

3. [https://fr.wikipedia.org/wiki/Réacteur\\_à\\_eau\\_pressurisée#/media/Fichier:Reactorvessel.gif](https://fr.wikipedia.org/wiki/Réacteur_à_eau_pressurisée#/media/Fichier:Reactorvessel.gif)

4. [https://en.wikipedia.org/wiki/EPR\\_\(nuclear\\_reactor\)](https://en.wikipedia.org/wiki/EPR_(nuclear_reactor))

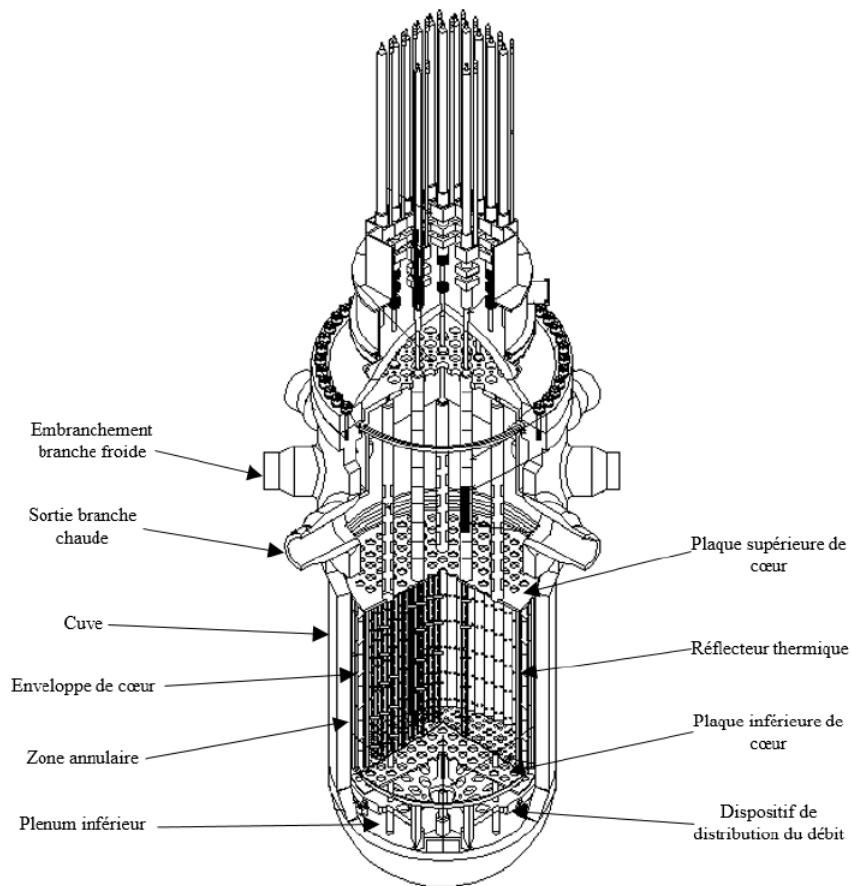


FIGURE 1.3 – Schéma des internes d'un REP d'intérêt pour cette étude<sup>3</sup>.

la suite panier interne de cœur. Cela engendre des mouvements oscillatoires du fluide qui vont se propager dans les tuyauteries. Toute la difficulté réside dans le fait que l'on ne peut aborder ce problème du point de vue structural seul (mécanique) ou du point de vue fluide seul (acoustique), et qu'il faudrait théoriquement le traiter de façon couplée (couplage acoustomécanique). Les modes acoustomécaniques associent inerties et raideurs de la structure et du fluide. L'étude dynamique doit porter en premier lieu sur le calcul de ces modes et fréquences propres associées. Une approche générale consiste ensuite en une décomposition modale introduite par Powell[105] : les vibrations sont traditionnellement décrites par un modèle linéaire avec des déformations des éléments internes du réacteur combinaisons linéaires de modes naturels de poutre et de coque. Cette méthode sera présentée en section 1.5 et appliquée en détail dans le cadre de notre étude en section 2.2.2, puis appliquée numériquement en section 3.2.3.2.

- L'écoulement turbulent ( $Re \approx 10^7$ ) instationnaire joue aussi un rôle important dans les tronçons comportant un changement de section ou de direction [16] : le jet de branche froide impactant sur le haut de l'enveloppe de cœur, l'écoulement dans l'espace annulaire, le retournement dans le plenum inférieur, etc., vont à la fois produire des fluctuations de pression et donc des efforts instationnaires et aléatoires sur les internes avec des spectres

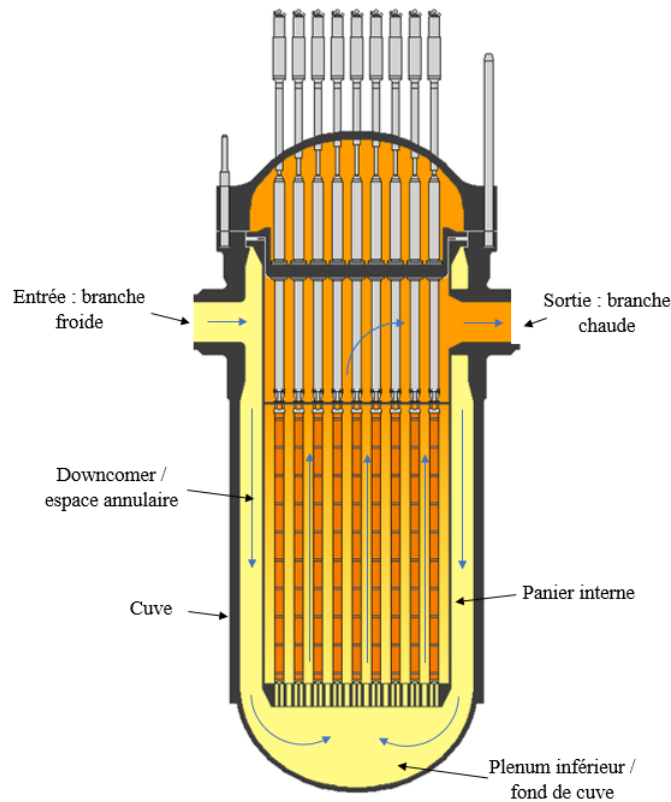


FIGURE 1.4 – Schéma du trajet global de l'écoulement dans la cuve<sup>4</sup>.

large-bande, et avoir un rôle amortissant sur la propagation d'ondes acoustiques.

## 1.5 Méthode traditionnelle de *joint acceptance* et état de l'art

Concernant en particulier les vibrations induites par la turbulence en espace annulaire, Lakis et Païdoussis [85] ont proposé une méthode mêlant approche analytique et éléments finis pour l'étude de coques avec possibilité de variations des propriétés axiales axi-symétriques. Plus récemment, Esmailzadeh *et al* [63] et Esmailzadeh et Lakis [62] ont développé une approche différente, avec formulation par éléments finis conventionnelle applicable à des éléments de coque de forme plus générale. Ces deux approches nécessitent par ailleurs l'utilisation de théories continues classiques pour la modélisation du champ de pression turbulente. Du point de vue industriel, ces méthodes imposeraient des modélisations intégralement couplées, qui mèneraient à une complexité importante et auxquelles les outils et moyens traditionnels ne sont pas adaptés.

Le chargement turbulent dans l'espace annulaire (entre la cuve et le panier interne du réacteur) aujourd'hui implémenté dans le modèle numérique dont on se propose de faire une validation est décrit par les formules alternatives dictées par Powell [105], plus communément nommées approche de *joint acceptance*, historiquement élaborées pour la description des vibrations d'ailes d'avion sujettes à des flux d'air turbulents. Cette approche est restée un outil de

référence dans le domaine du génie éolien [57, 43] mais aussi de la mécanique [16, 41, 38, 22, 88, 87].

Il s'agit par ailleurs de la méthode aujourd'hui utilisée à des fins de licensing pour la défense des dossiers auprès des autorités de sûreté pour chaque nouvelle conception [29, 86, 134]. C'est à cette approche que nous allons nous intéresser.

Cette méthode vise à déterminer la réponse globale d'une structure soumise à un écoulement turbulent dont on ne peut connaître les valeurs du champ de pression partout et à tout moment, du fait du caractère erratique de la turbulence.

Elle consiste en une approche statistique associée à une projection des forces extérieures sur les déformées modales de la structure. La structure agit comme une combinaison de filtres passe-bande vis-à-vis du spectre large-bande correspondant à l'excitation turbulente, chacune des fréquences passantes correspondant à une fréquence propre de la structure.

Pour remédier au fait qu'on ne connaisse pas les valeurs du champ de pression, et donc des forces extérieures, à tout moment, l'étude est réalisée dans le domaine fréquentiel par passage à la densité spectrale de puissance des signaux d'intérêt. Reste alors le problème de notre méconnaissance du spectre fréquentiel du champ de pression en tout point de l'espace. A cet obstacle, la méthode de *joint acceptance* propose une nouvelle fois une solution reposant sur une description de la turbulence par des caractéristiques simplifiées, inspirées de la théorie de la « frozen turbulence » attribuée à Taylor [123, 93]. Elle est caractérisée par un spectre supposé identique partout, et des longueurs de corrélation axiale et transverse, qui permettent de quantifier la perte de cohérence de la pression turbulente entre deux points de l'espace annulaire. C'est pour cette dernière démarche que l'hypothèse d'une turbulence homogène et isotrope est nécessaire, et dont cette thèse se propose entre autre de vérifier la pertinence pour une application dans le cadre de la modélisation des interactions fluide-structure dans les REP. Une autre hypothèse très forte est que la seule source d'excitation appliquée est due à la turbulence de couche limite (les effets de champ lointain sont négligés), ce qui mérite d'être étudié dans notre contexte industriel.

L'application des théories fondamentales, notamment celle de Powell [105] au sujet des vibrations couplées dans une cuve de réacteur dans la littérature a été portée à partir des années 70 par Au-Yang [17]. Le cas simple de mécanique des fluides correspondant à la problématique industrielle a été identifié comme suit : un cylindre flexible à l'intérieur d'un cylindre rigide, séparés par un écoulement descendant (figure 3). Les grandeurs propres à la méthode traditionnelle telles que le champ de pression et les longueurs de corrélation sont mesurées sur une maquette avec 4 entrées réparties régulièrement sur le pourtour du cylindre, et l'écoulement ressort par le bas. Elles sont ensuite exploitées pour prédire les amplitudes RMS (Root Mean Square) des mouvements du cylindre intérieur, en utilisant la méthode proposée précédemment par Powell, avant comparaison avec les amplitudes vibratoires RMS mesurées expérimentalement sur la maquette. Au-Yang a poursuivi ce type de démarche jusque dans les années 2000, avec des applications à la fois expérimentales et numériques [18, 14, 19, 15, 16] de la méthode de Powell. Néanmoins, nous ne disposons pas à ce jour de l'intégralité des données brutes correspondantes

dont nous aurions besoin pour valider ou corriger le modèle de CPP, et aucune discrimination des mesures effectuées en fonction des phénomènes sources n'est opérée.

Par ailleurs, l'interaction avec le reste du circuit n'est pas prise en compte.

On souligne que des essais de correction de la méthode homogène proposée originellement par Powell ont été menés dans le cadre de l'étude de l'excitation turbulente dans les générateurs de vapeur [10], mais aucune correction de ce type n'a été réalisée concernant l'espace annulaire de cuve.

Du côté des travaux plus proches de l'application industrielle, seules des maquettes à échelle réduite visant à représenter de manière fidèle les caractéristiques de la structure industrielle ont été réalisées [44, 61]. Ces maquettes ont pour principaux inconvénients, par rapport à une maquette analytique, de ne pas pouvoir isoler les phénomènes principaux et en observer indépendamment leur influence. Leur mise au point demande toujours de faire des compromis en fonction des phénomènes que l'on souhaite reproduire [96]. Des mesures sur maquette à échelle réduite de cuve de réacteur à eau pressurisée ont par exemple été effectuées en France au milieu des années 2000 ([77] et figure 3). De même que chez Au-Yang, des spectres de pression et des longueurs de corrélation ont été identifiés, pour autant ceux-ci n'ont pas été exploités dans le cadre d'un modèle prédictif comme nous voudrions le faire dans l'optique d'une validation du modèle numérique global du CPP. De plus, ces données n'ont pas été publiées. Cette exploitation partielle des données mesurées dans ces maquettes, notre accès limité aux données brutes et le manque de discrimination des différents paramètres responsables de phénomènes vibratoires lors de ces mises à l'échelle expliquent la nécessité de réaliser une maquette analytique simple dans le cadre de notre projet. On souligne que des études bibliographiques détaillées sont fournies par Païdoussis [102], Au-Yang [16], Axisa [21] ou encore Blake [37, 36].

## 1.6 Objectifs de la thèse

A la construction de modèles visant à anticiper le comportement vibratoire des installations est associé un enjeu de validation des méthodes numériques employées. C'est dans ce cadre que se place le projet proposé.

A l'instar des cas simples de validation présentés dans la littérature pour les tuyauteries [35, 40] ou pour des pompes de circuit primaire de modèle N4 (puissance de 1450 MW), proches des nouveaux réacteurs actuels [39, 19], l'objectif est de disposer d'un modèle fluide-structure-acoustique fiable de cuve en interaction avec le reste du circuit primaire.

Parvenir à une modélisation adaptée et au juste niveau de l'ensemble de ces phénomènes représente un enjeu scientifique certain. En particulier, il s'agit de s'assurer que les approches existant dans la littérature pour modéliser les mouvements d'enveloppe de cœur sous sollicitation turbulente [105, 56, 17] sont adéquates, et restent pertinentes dans le cas d'un écoulement non uniforme dans l'espace annulaire, comme c'est le cas dans la configuration industrielle avec jets

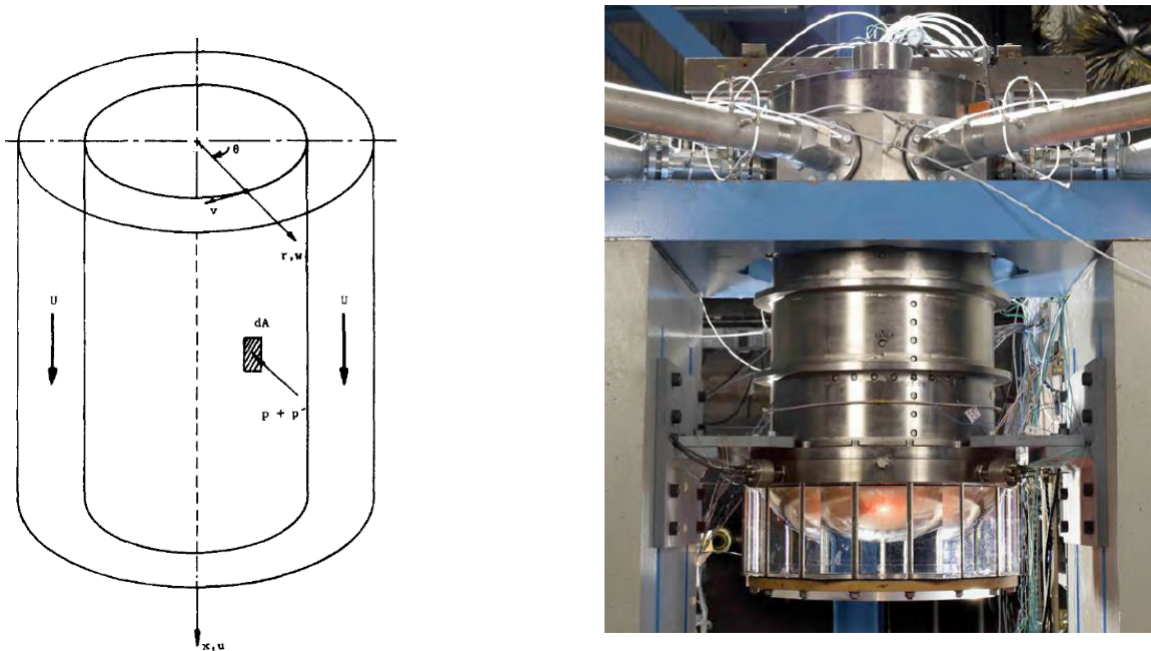


FIGURE 1.5 – Gauche : approche fondamentale pour les vibrations de panier de cuve [17].  
Droite : maquette industrielle [77].

impactants en admission.

Pour parvenir à ces objectifs, une démarche de validation expérimentale est proposée. Une maquette industrielle, où la réalité est reproduite à échelle réduite, avec de nombreux détails, permettrait en théorie, par transposition à l'échelle réelle, d'obtenir des prédictions de niveau vibratoire sur l'objet industriel. Cependant, la maîtrise des conditions aux limites y est difficile et risque d'avoir un impact sur la reproductibilité des résultats sans pouvoir en identifier l'origine. Les différentes sources d'IFS dans la cuve ne pourraient par ailleurs pas être isolées et étudiées indépendamment. C'est pour pallier ces difficultés que nous nous proposons plutôt d'utiliser une approche analytique. On choisit d'établir une maquette simple, pas nécessairement fidèle à la géométrie industrielle, mais représentative de la physique de base, dédiée à la compréhension du phénomène d'IFS dans la cuve. Cette approche permet en effet d'avoir un nombre de paramètres variables limité, et de s'assurer qu'on a affaire à des phénomènes isolés afin de mieux pouvoir les comprendre. L'aspect modulable de la maquette permettra également des études paramétriques.

En parallèle de cette validation expérimentale élémentaire, des simulations numériques sont menées en CFD (Computational Fluid Dynamics). La maquette fournit donc également un cas de validation expérimentale pour les méthodes de CFD utilisées par EDF. Les simulations permettent, outre la comparaison aux essais, d'apporter des éléments complémentaires très bénéfiques pour l'exploitation de la maquette et la compréhension des phénomènes physiques d'intérêt.



## 1.7 Structure du manuscrit

De manière très condensée, ce travail de thèse a pour questionnement majeur : dans quelle mesure l'approche traditionnelle de *joint acceptance*, fondée sur une homogénéité de la turbulence dans l'espace annulaire, est-elle adaptée à une configuration avec admissions impactantes ?

Ce manuscrit retrace le travail effectué durant ces trois années de recherche comprenant appropriation du sujet et de la problématique industrielle, élaboration d'un concept de maquette, conception, fabrication, puis exploitation du moyen d'essai ainsi qu'exploitation des résultats numériques pour comparaison aux résultats expérimentaux et aux modèles de la littérature, et proposition d'améliorations du modèle pour son utilisation en contexte industriel.

Pour concevoir une maquette analytique, plusieurs paramètres importants sont à répertorier et à évaluer : phénomènes principaux à représenter dans la maquette, estimation des fluctuations de pression auxquelles s'attendre à partir de la littérature scientifique et technique (par exemple [21]), estimation des déplacements engendrés par utilisation de la méthode initiée par Powell [105]. Ces points ont représenté la première partie du projet détaillée dans le chapitre 2.

Sur la base de ces données bibliographiques, la conception d'une maquette analytique a été réalisée et présentée en chapitre 3. Cette première maquette se traduira finalement en moyen d'essai pour le laboratoire.

Un ajustement du cahier des charges de départ, nécessaire à l'adéquation du moyen d'essai avec les contraintes de coût et de délai propres à un projet doctoral, a donné suite à une deuxième conception présentée en chapitre 4. La préparation des simulations numériques CFD menée en parallèle de la conception de la maquette est décrite. L'usinage de la maquette ainsi que de premiers essais élémentaires sont également exposés.

Le chapitre 5 se concentre sur la caractérisation du comportement de la boucle hydraulique dans laquelle a été insérée la maquette afin de pouvoir discriminer, lors des essais sur la maquette, les contributions aux mesures turbulentes liées à la maquette elle-même, et les composantes autres intrinsèques à la boucle qui ne nous intéressent pas particulièrement pour notre étude.

Les résultats expérimentaux et numériques sur la caractérisation du chargement turbulent en espace annulaire sont finalement exposés en chapitre 6, avec confrontation aux modèles de la littérature. Une première configuration simplifiée d'espace annulaire avec conditions de périodicité et écoulement pleinement développé est d'abord étudié purement numériquement pour la prise en main de la méthode de caractérisation du chargement turbulent ainsi que pour partir d'un cas de référence en turbulence homogène. La configuration d'espace annulaire avec admissions impactantes correspondant à la maquette conçue et fabriquée à cette fin est ensuite analysée et comparée à l'écoulement pleinement développé.

Finalement, la réponse vibratoire de la structure sous chargement turbulent est analysée en chapitre 7, avec comparaison des mesures sur maquette et des calculs d'amplitude vibratoire issus des modèles de la littérature ou des chargements globaux calculés par CFD. Un modèle

acoustique équivalent de la maquette est également élaboré, afin d'évaluer son comportement acoustique vis-à-vis du reste du circuit. Les effets de la réponse vibratoire de la structure sur le champ de pression local, mais aussi dans le reste du circuit sont finalement présentés.

# 2

## Cas d'école : vibrations d'une cuve à 2 degrés de liberté

---

*Ce chapitre recense les bases théoriques et physiques nécessaires au dimensionnement préliminaire du cas test de référence pour les IFS en espace annulaire avec admissions impactantes.*

Avant d'évoquer en détail le cahier des charges de la maquette analytique à concevoir et la conception qui en découle qui seront traités dans les chapitres suivants, on se propose dans ce chapitre préliminaire d'appliquer la méthode de la littérature [105] à un cas d'étude générique, modèle simplifié d'interactions fluide-structure dans la cuve (figure 2.1). Cette première étape permet d'introduire cette méthode pas à pas de manière synthétique, sans s'encombrer avec des spécificités techniques propres à une géométrie réelle. On cherche ainsi à guider la conception d'un cas test de référence tout en illustrant les méthodes de calculs traditionnelles.

Nous nous proposons de simplifier la géométrie de la cuve en la représentant par deux cylindres concentriques : un cylindre interne de rayon  $R_{int}$  représentant le panier interne défini précédemment en section 1.4, et un cylindre externe représentant la cuve. On s'autorise ici à utiliser des formules très approchées à des fins de design, où seuls des ordres de grandeur sont recherchés. On pourrait avoir une approche plus précise en utilisant par exemple un calcul par éléments finis.

### 2.1 Interactions fluide-structure dans la cuve idéalisée

On suppose que les vibrations de la structure générées par les fluctuations de pression sont assez faibles pour ne pas générer de rétro-action sur l'excitation turbulente. On parle d'un régime de couplage faible, ou encore de la catégorie que Naudascher et Rockwell [97] nomment "extraneously induced excitation". On n'écarte pas en revanche l'hypothèse de conséquences hydroacoustiques de grande portée possibles issues des vibrations de structure.

La mécanique et la dynamique de la cuve sont également simplifiées. Les modes de coque existant en réalité au niveau du panier interne comportent des fréquences propres bien supé-

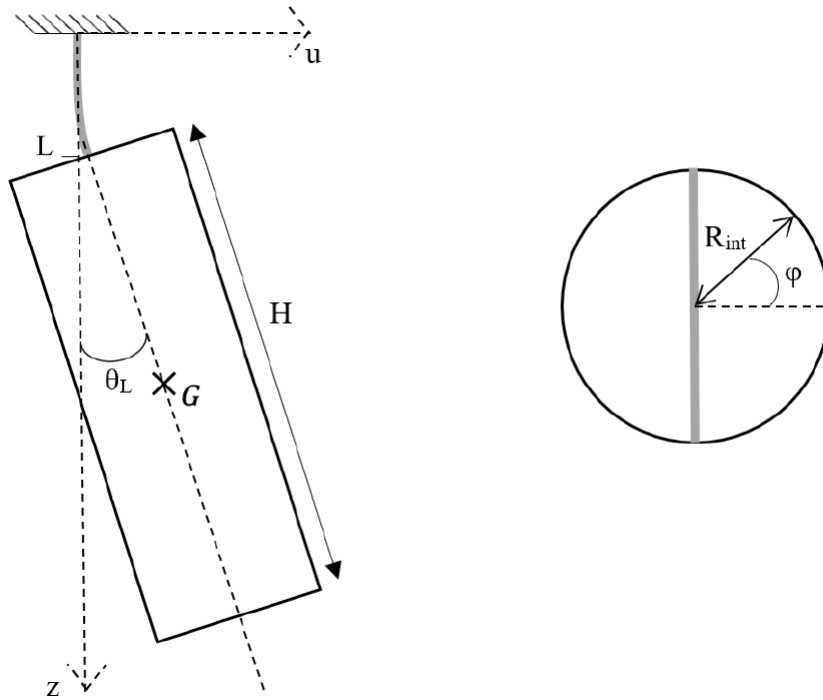


FIGURE 2.1 – Schémas 2D du modèle simplifié de cuve étudié par application de la méthode de la littérature [105]

rieures à la gamme de fréquence sur laquelle nous nous concentrons dans cette étude (d'environ 3Hz à une quinzaine de Hz), et seraient plus difficiles à caractériser : on fait le choix de ne pas les représenter dans ce modèle. Afin de s'assurer que seuls des modes simples du panier sont représentés dans le modèle, et pour pouvoir caractériser plus aisément son mouvement, on choisit de représenter le panier par un corps rigide (ce vers quoi on tendra au maximum dans la maquette) de hauteur  $H$ , et portant l'intégralité de la masse  $m_{cyl}$  du système. Celui-ci est relié à la cuve fixe par un système de languettes flexibles de longueur  $L$ , et qui incarnent toute la flexibilité nécessaire à un simple balancement du panier interne. Elles sont supposées parfaitement encastrées à leurs extrémités, et de masse négligeable devant celle du panier. On soulignera que ce mode de balancement simplifié entre pleinement dans la logique d'une approche analytique : plus qu'un souci de représentativité des modes réels de structure dans la maquette, c'est bien le phénomène physique d'interaction fluide-structure et sa compréhension qui nous intéressent par application à un mode de structure simplifié (quel qu'il soit). Les languettes se déforment en flexion selon la mécanique des poutres/plaques tandis que le cylindre oscille et se déplace dans leur continuité. On se restreint à une représentation statique des déformées de languettes pour se concentrer sur les premiers modes de la structure à basse fréquence. Les modes de plus haute fréquence n'ayant pas d'intérêt pour notre étude, il n'est pas nécessaire ici de faire l'étude intégrale de tous les modes possibles en dynamique.

Le cylindre est alors simplement un solide indéformable, comportant 6 degrés de liberté (DDL). Parmi ces 6 DDL, 4 sont bloqués du fait de la liaison aux languettes (torsion de languettes et flexion dans leur largeur sont bloquées pour les rotations et seul le déplacement selon  $u$  (voir

schéma 2.1) est autorisé). Le système résultant n'est autre qu'un système masse / ressort à 2 DDL. Il ne manque alors que 2 conditions aux limites (CL) pour fermer le système, qui sont fournies par :

- la position latérale (ou déflexion)  $U_L$  des languettes à la liaison sur le cylindre,
- l'angle  $\theta_L$  par rapport à la verticale des languettes à la liaison sur le cylindre.

L'approche présentée ici est une étude simplifiée, suivant la méthode de Rayleigh-Ritz [106, 114, 113]. Celle-ci consiste en un calcul variationnel de minimisation de l'énergie d'un système linéaire décrit par un nombre fini de paramètres et fournit une évaluation approchée des valeurs propres et vecteurs propres. L'utilisation d'une méthode plus traditionnelle de recherche de toutes les solutions à une équation aux dérivées partielles est bien évidemment possible, mais inutilement riche et lourde pour notre étude. Un stage lancé en parallèle de la thèse visant à explorer la méthode de *joint acceptance* avec des modes plus complexes et de manière paramétrique a permis de vérifier que les deux approches fournissent bien les mêmes ordres de grandeur pour les résultats concernant les premiers modes [82].

Attention cependant, la méthode de Rayleigh-Ritz s'avère uniquement efficace pour les modes de basse fréquence, et s'éloigne rapidement des solutions exactes lorsque les fréquences propres augmentent.

## 2.2 Amplitude vibratoire du cylindre mobile dans la cuve idéalisée

L'objectif qu'on se fixe dans le cadre de l'étude de ce modèle simplifié, est d'estimer l'amplitude vibratoire en extrémité de panier interne (hauteur à laquelle les amplitudes vibratoires sont les plus importantes) à partir des caractéristiques physiques et mécaniques du système par application de la méthode de *joint acceptance*. Cette étude permet d'une part de disposer d'une méthode initiale nécessaire à la conception de la maquette et la réalisation d'un dimensionnement, et d'autre part d'établir un cas de référence correspondant à l'application des données et méthodes de la littérature pour comparaison avec les futurs résultats expérimentaux et numériques.

On choisit donc de ne considérer comme source d'excitation, que la convection de la turbulence le long de l'espace annulaire, et les fluctuations qui sont associées au caractère erratique de la turbulence, traitées par l'approche de Powell. On fait à ce stade l'hypothèse que la force locale due aux jets impactants en entrée de cuve a une influence négligeable sur le mouvement du panier interne, les branches d'admissions étant situées très près du point d'accroche du panier, et ces forces étant bien plus symétriques que les fluctuations locales de la turbulence.

### 2.2.1 Détermination des modes propres

Comme nous le verrons dans la suite des étapes, l'obtention des amplitudes vibratoires du panier par application de la méthode initiée par Powell nécessite une projection des forces de pression sur les modes propres du système. C'est pourquoi, dans cette partie, nous nous proposons de chercher les modes propres de l'ensemble {languettes + panier interne} sous forme de vecteurs propres de l'équation du mouvement du système. Nous calculerons également les fréquences propres ainsi que les masses et raideurs modales associées en vue d'une utilisation pour la suite du calcul.

#### 2.2.1.1 Calcul des matrices de masse et de raideur à sec

Afin de trouver les modes propres du système, il est nécessaire d'étudier, dans un premier temps, l'équation du mouvement de cet oscillateur sec (en absence de fluide dans la zone annulaire, seule la masse du cylindre interne est prise en compte) selon les deux degrés de liberté  $u_L$  et  $L\theta_L$  (exprimés sous cette forme pour s'assurer qu'ils sont de même dimension) :

$$\mathbf{M}_{\text{sec}} \begin{pmatrix} \ddot{u}_L \\ L\ddot{\theta}_L \end{pmatrix} + \mathbf{K}_{\text{sec}} \begin{pmatrix} u_L \\ L\theta_L \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (2.1)$$

et sous excitation, on pourrait théoriquement écrire

$$\mathbf{M}_{\text{sec}} \begin{pmatrix} \ddot{u}_L \\ L\ddot{\theta}_L \end{pmatrix} + \mathbf{C}_{\text{sec}} \begin{pmatrix} \dot{u}_L \\ L\dot{\theta}_L \end{pmatrix} + \mathbf{K}_{\text{sec}} \begin{pmatrix} u_L \\ L\theta_L \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} F \\ \frac{M}{L} \end{pmatrix} \quad (2.2)$$

Avec :

- $\mathbf{M}_{\text{sec}}$  la matrice de masse à sec ;
- $\mathbf{K}_{\text{sec}}$  la matrice de raideur à sec ;
- $\mathbf{C}_{\text{sec}}$  la matrice d'amortissement visqueux à sec ;
- $\begin{pmatrix} F \\ \frac{M}{L} \end{pmatrix} = \mathbf{F}(t)$  les forces appliquées à l'oscillateur (ici les forces de pression).

La matrice de dissipation  $\mathbf{C}_{\text{sec}}$  représente l'effet de dissipation qui limite les amplitudes vibratoires. On vise un amortissement modal de quelques pourcents pour le modèle, on néglige cet amortissement dans la suite des calculs, puis on le réintègrera seulement en dernière étape. Pour continuer notre étude, nous devons donc premièrement exprimer les matrices de masse et de raideur à sec du système. L'effet de la présence du fluide sera introduit et ajouté seulement après.

On peut calculer les matrices de masse et de raideur en utilisant les expressions théoriques des énergies cinétique  $U_{\text{cin}}$  et élastique  $U_{\text{el}}$ . En effet, les coefficients des matrices de masse et de raideur sont les dérivées secondes des énergies par rapport aux composantes. Exprimons donc ces deux énergies :

L'énergie cinétique du cylindre rigide s'exprime à partir de la vitesse de son centre de gravité  $G$  (dont la position  $u_G$  est  $u_L + \theta_L \frac{H}{2}$ ) et de son inertie de rotation  $J_G$  :

$$U_{cin} = \frac{m_{cyl}}{2} (\dot{u}_G)^2 + \frac{J_G (\dot{\theta}_L)^2}{2} \quad (2.3)$$

et

$$U_{el} = \frac{EI}{2} \int_{languette} u''^2(z) dz \quad (2.4)$$

Pour intégrer analytiquement l'expression de l'énergie élastique, on part de la relation de poutre d'Euler-Bernoulli et des conditions aux limites suivantes :

$$\begin{cases} u^{(4)} = 0 \\ u(0) = 0 \\ u'(0) = 0 \\ u(L) = u_L \\ u'(L) = \theta_L \end{cases} \quad (2.5)$$

qui nous permettent d'arriver à :

$$u''(z) = 3u_L - L\theta_L + \frac{z}{L} (-6u_L + 3L\theta_L) \quad (2.6)$$

On notera que l'approche d'Euler-Bernoulli utilisée ici se justifie par le faible rapport de 1.07 à la méthode de Timoshenko en termes de flèche à l'extrémité des languettes [116]. Le faible élancement des languettes reste donc compatible avec l'approche d'Euler-Bernoulli. Par ailleurs, l'utilisation d'un modèle générique de poutres quel que soit l'élancement des languettes (en considérant une longueur comprise entre 0.4 et 2.5 fois la largeur cumulée des languettes) se justifie par un très faible écart entre les valeurs des premières fréquences propres de poutres [84] ou de plaques [39] (pages 252-254) (inférieur à 10%).

L'énergie élastique des languettes déformées s'écrit alors ainsi :

$$U_{el} = \frac{2EI}{L^3} \int_{languette} \left( 3u_L - L\theta_L + \frac{z}{L} (-6u_L + 3L\theta_L) \right)^2 \frac{dz}{L} \quad (2.7)$$

On aboutit finalement à l'expression suivante de l'énergie élastique :

$$U_{el} = \frac{2EI}{L^3} \left( 3u_L^2 - 3u_L L\theta_L + (L\theta_L)^2 \right) \quad (2.8)$$

associée à la matrice de raideur suivante :

$$\mathbf{K}_{\text{sec}} = \frac{2EI}{L^3} \begin{pmatrix} 6 & -3 \\ -3 & 2 \end{pmatrix} \quad (2.9)$$

De même :

$$U_{\text{cin}} = \frac{m_{\text{cyl}}}{2} \left( \dot{u}_L + \frac{HL\dot{\theta}_L}{2L} \right)^2 + \frac{J_G (L\dot{\theta}_L)^2}{2L^2} \quad (2.10)$$

$$U_{\text{cin}} = \frac{m_{\text{cyl}}}{2} \left( \dot{u}_L^2 + \dot{u}_L \frac{HL\dot{\theta}_L}{L} + \frac{H^2 (L\dot{\theta}_L)^2}{4L^2} \right) + \frac{J_G (L\dot{\theta}_L)^2}{2L^2} \quad (2.11)$$

Finalement :

$$\mathbf{M}_{\text{sec}} = m_{\text{cyl}} \begin{pmatrix} 1 & \frac{H}{2L} \\ \frac{H}{2L} & \frac{H^2}{4L^2} + \frac{J_G}{m_{\text{cyl}}L^2} \end{pmatrix}, \quad (2.12)$$

avec typiquement pour expression du moment d'inertie d'un cylindre creux [39] :

$$J_G = \frac{m_{\text{cyl}}}{12} \left( 3 \left( R_{\text{int}}^2 + (R_{\text{int}} - ep_{\text{panier}})^2 \right) + H^2 \right), \quad (2.13)$$

avec  $ep_{\text{panier}}$  l'épaisseur du panier interne.

Nous disposons donc des expressions des matrices de raideur et de masse à sec.

### 2.2.1.2 Calcul de la matrice de masse ajoutée

Avant de passer au calcul des vecteurs propres et valeurs propres du système qui nous fourniront ses modes propres et fréquences propres, il ne faut pas oublier d'ajouter à nos équations l'effet du fluide présent dans l'espace annulaire entourant le cylindre interne sur son mouvement. Ceci se traduit par l'ajout à la masse du cylindre à sec  $m_{\text{cyl}}$  l'effet de masse ajoutée du fluide [16, 21] confiné dans la zone annulaire que nous allons exprimer dans cette partie.

En première approximation, on peut raisonner sur une tranche de fluide, à une hauteur donnée de l'espace annulaire, puis étendre ce résultat sur toute la hauteur de la cuve. Cette approximation repose donc sur l'hypothèse que la vitesse fluide générée par les oscillations du panier n'a que des composantes horizontales au sein d'une même tranche. On considère que cette approximation est légitime au premier ordre pour cette étude de dimensionnement de maquette, et il a également été vérifié au cours du stage lancé en parallèle de la thèse que l'utilisation d'un modèle plus complet de masse ajoutée avec prise en compte de la viscosité et de la variation fréquentielle [83] n'a qu'une influence négligeable sur les résultats de cette étude modale [82].

En s'inspirant par exemple d'Axisa [21], on sait que l'énergie cinétique par unité de longueur



d'une tranche de fluide sous l'effet du mouvement  $\dot{x}$  du cylindre intérieur est :

$$dU_f = \frac{\rho\pi R_{int}^2}{2} \dot{x}^2(z) \frac{R_{int}^2 + R_{ext}^2}{R_{ext}^2 - R_{int}^2} \quad (2.14)$$

A chaque cote  $z$ , le mouvement combiné de déplacement et de rotation du cylindre conduit à écrire :

$$\frac{dU_f}{dz} = \frac{\rho\pi R_{int}^2}{2} \left( \dot{u}_L + (z - L) \dot{\theta}_L \right)^2 \frac{R_{int}^2 + R_{ext}^2}{R_{ext}^2 - R_{int}^2} \quad (2.15)$$

Reste à intégrer selon  $z$  sur toute la longueur du cylindre interne :

$$U_f = \frac{\rho\pi R_{int}^2}{2} \frac{R_{int}^2 + R_{ext}^2}{R_{ext}^2 - R_{int}^2} \int_L^{L+H} \left( \dot{u}_L + (z - L) \dot{\theta}_L \right)^2 dz \quad (2.16)$$

Pour obtenir :

$$U_f = \frac{\rho\pi R_{int}^2}{2} \frac{R_{int}^2 + R_{ext}^2}{R_{ext}^2 - R_{int}^2} \left( H \dot{u}_L^2 + \frac{H^2}{L} \dot{u}_L L \dot{\theta}_L + \frac{H^3}{3L^2} (L \dot{\theta}_L)^2 \right) \quad (2.17)$$

De la même manière que pour  $\mathbf{M}_{sec}$ , les coefficients de la matrice de masse ajoutée sont les dérivées secondes de l'énergie cinétique du fluide par rapport aux composantes :

$$\mathbf{M}_{add} = \rho\pi R_{int}^2 H \frac{R_{int}^2 + R_{ext}^2}{R_{ext}^2 - R_{int}^2} \begin{pmatrix} 1 & \frac{H}{2L} \\ \frac{H}{2L} & \frac{H^2}{3L^2} \end{pmatrix} \quad (2.18)$$

Ainsi, la matrice de masse totale à prendre en compte dans la suite des calculs est :

$$\mathbf{M} = \mathbf{M}_{sec} + \mathbf{M}_{add} \quad (2.19)$$

La seule influence du fluide confiné se traduira par la suite par cette matrice de masse ajoutée et par la valeur du coefficient d'amortissement inséré en fin de calcul. On fait l'hypothèse que la présence de fluide dans l'espace annulaire n'induit pas de changement significatif de la raideur, et la raideur "mouillée"  $\mathbf{K}$  est donc égale à  $\mathbf{K}_{sec}$ . L'hypothèse de l'absence de modification de la raideur par le passage de l'air au fluide au repos s'explique facilement par comparaison des longueurs d'ondes d'intérêt avec la hauteur du panier. En effet, seul un effet de compressibilité du fluide pourrait impliquer un changement de la raideur globale du système. Or la compressibilité du fluide ne peut commencer à être réellement visible que sur des distances minimales d'un dixième de longueur d'onde (en étant pénalisant), c'est à dire de l'ordre d'une dizaine de mètres pour nos fréquences d'intérêt de l'ordre de 10 m. Comme nous le verrons dans les chapitres suivants, la hauteur totale de l'espace annulaire (hauteur du panier) dans la maquette est plutôt de l'ordre de 0.5 m, ce qui induit une compressibilité négligeable du fluide dans l'espace annulaire.

Pour ce qui est de la modification de la rigidité par l'écoulement du fluide, une simple vérification expérimentale que les fréquences propres de panier ne changent quasiment pas avec la vitesse d'écoulement sur la maquette pourra permettre de justifier cette hypothèse. Par passage au domaine fréquentiel, chaque mode  $X_n = \begin{pmatrix} u_L \\ L\theta_L \end{pmatrix}$  doit alors vérifier :

$$\left(-\omega_n^2 \mathbf{M} + \mathbf{K}\right) \mathbf{X}_n = 0 \quad (2.20)$$

Soit :

$$\mathbf{M}^{-1} \mathbf{K} \mathbf{X}_n = \omega_n^2 \mathbf{X}_n \quad (2.21)$$

Les vecteurs propres de  $\mathbf{M}^{-1} \mathbf{K}$  sont donc les modes propres (à un facteur de normalisation près) de l'équation du mouvement du panier interne mouillé, et le lien entre les valeurs propres  $\lambda_n$  de cette équation et les pulsations  $\omega_n$  modales est :  $\lambda_n = \omega_n^2 = (2\pi f_n)^2$ . On exprime les valeurs propres et vecteurs propres associés de  $\mathbf{M}^{-1} \mathbf{K}$  sous cette forme :

$$\begin{cases} \lambda_1; & \mathbf{X}_1 = \begin{pmatrix} \alpha_{11} \\ \alpha_{21} \end{pmatrix} \\ \lambda_2; & \mathbf{X}_2 = \begin{pmatrix} \alpha_{12} \\ \alpha_{22} \end{pmatrix} \end{cases} \quad (2.22)$$

Afin de pouvoir remonter à l'amplitude des déplacements vibratoires du panier interne, il sera nécessaire pour la suite de disposer des masses et raideurs modales. Profitons de cette étape pour les calculer de suite. Les matrices des masses et raideurs généralisées rassemblent les masses et raideurs modales  $m_n$  et  $k_n$  ( $n = 1$  ou  $2$ ), qui s'obtiennent comme suit [94] :

$$\begin{cases} \mathbf{X}_n^T \mathbf{M} \mathbf{X}_n = m_n \\ \mathbf{X}_n^T \mathbf{K} \mathbf{X}_n = k_n \end{cases} \quad (2.23)$$

Elles sont liées par la relation  $k_n = \omega_n^2 m_n$ , et sont entièrement dépendantes de la normalisation choisie pour les vecteurs propres.

Nous disposons désormais de toutes les informations nécessaires à propos des modes propres du panier interne mouillé pour procéder, par l'application de la *joint acceptance*, au reste des calculs permettant d'évaluer l'amplitude des vibrations du système.

### 2.2.2 Projection des forces sur les modes de la structure : application de la *joint acceptance*

Pour rappel, notre objectif est de déterminer l'amplitude du déplacement en un point donné de la surface du cylindre interne soumise au chargement turbulent. Pour cela, nous allons chercher la

valeur RMS de ce déplacement. Nous avons pu déterminer précédemment une base  $\mathbf{X}_n = \begin{pmatrix} \alpha_{1n} \\ \alpha_{2n} \end{pmatrix}$  de modes mouillés.

En négligeant la composante verticale du déplacement au premier ordre, on obtient un déplacement purement horizontal  $u_n(z)$  correspondant à ces déformées modales :

$$u_n(z) = \alpha_{1n} + \alpha_{2n} \frac{z - L}{L} \quad (2.24)$$

### 2.2.2.1 Calcul des forces modales dans le domaine temporel

Dans le domaine temporel, le calcul des forces modales  $F_n(t)$  se fait par projection (produit scalaire) [129] de la force locale  $\mathbf{f}$  due aux efforts de pression sur les déformations modales  $u_n(z)$  correspondant à chacun des modes propres 1 et 2 :

$$F_n(t) = \iint \mathbf{u}_n \cdot \mathbf{f}(z, \varphi, t) dS \quad (2.25)$$

$$F_n(t) = \iint \left( \alpha_{1n} + \alpha_{2n} \frac{z - L}{L} \right) \cos \varphi p(z, \varphi, t) dz R d\varphi \quad (2.26)$$

En l'absence de données sur le champ de pression en tout point et à tout moment, on ne peut pas avancer davantage. C'est pour pallier cette limitation qu'on utilise la méthode spectrale de *joint acceptance* de Powell.

### 2.2.2.2 Calcul des DSP des forces modales

Ne connaissant pas l'information sur le champ de pression à tout moment, on passe pour la suite dans le domaine fréquentiel. En guise de spectre, on utilise, pour un signal aléatoire, la densité spectrale de puissance (DSP) (ou autospectre)[90, 31]. L'autospectre est un cas particulier de la notion d'interspectre notée  $\langle \cdot | \cdot \rangle$  appliquée à un unique signal. L'interspectre entre deux signaux  $X_1$  et  $X_2$  se définit comme la transformée de Fourier de leur intercorrélacion temporelle [8] :

$$\langle X_1 | X_2 \rangle(\omega) = \int_{\tau=-\infty}^{+\infty} e^{-i\omega\tau} \overline{X_1(t - \tau)} X_2(t) d\tau, \quad (2.27)$$

la barre supérieure symbolisant, dans le cas des signaux ergodiques, la moyenne temporelle :

$$\overline{X(t)} = \lim_{T \rightarrow +\infty} \frac{1}{T} \int_{t=0}^T X(t) dt. \quad (2.28)$$

La DSP de la force modale  $F_n$  en fonction de son signal temporel s'exprime alors :

$$\langle F_n | F_n \rangle(\omega) = \int_{\tau=-\infty}^{+\infty} e^{-i\omega\tau} \overline{F_n(t-\tau)} F_n(t) d\tau \quad (2.29)$$

On introduit l'expression de la force modale en fonction de la pression issue de la turbulence 2.26, dans la définition de la DSP de  $F_n$  2.29 :

$$\langle F_n | F_n \rangle(\omega) = \int_{\tau=-\infty}^{+\infty} e^{-i\omega\tau} \frac{\iint \left( \alpha_{1n} + \alpha_{2n} \frac{z-L}{L} \right) \cos \varphi p(z, \varphi, t) dz R d\varphi}{\iint \left( \alpha_{1n} + \alpha_{2n} \frac{z'-L}{L} \right) \cos \varphi' p(z', \varphi', t-\tau) dz' R d\varphi' d\tau}$$

On peut donc déduire une relation entre la DSP de la force modale  $F_n$  et l'interspectre de la pression en deux points différents :

$$\langle F_n | F_n \rangle(\omega) = \iiint \langle p(z, R\varphi) | p(z', \varphi') \rangle(\omega) \left( \alpha_{1n} + \alpha_{2n} \frac{z-L}{L} \right) \cos \varphi \left( \alpha_{1n} + \alpha_{2n} \frac{z'-L}{L} \right) \cos \varphi' dz R d\varphi dz' R d\varphi'$$

On remarque que le passage à cette expression d'interspectre de la pression ne nous permet plus de séparer l'expression en produit de deux intégrales doubles sans hypothèse particulière sur l'interspectre de la pression.

A ce stade, nous ne pouvons plus développer le calcul davantage sans de nouvelles hypothèses. En effet, nous ne connaissons pas la valeur du champ de pression en tous points  $z$  et  $z'$  de l'espace. L'approche de Powell [105] remédie à cette limitation en proposant une approche statistique de la représentation de la turbulence.

Pour un déplacement donné de la surface du cylindre, la projection modale de la force peut être exprimée de manière beaucoup simple en s'appuyant sur les hypothèses introduites par Corcos [56], appliquées à l'étude d'un écoulement entre deux cylindres coaxiaux par Au-Yang [17] :

- le champ de pression turbulente est supposé homogène : la DSP de la pression est identique en tout point ;
- la cohérence de la pression entre deux positions est modélisée par une décroissance exponentielle, selon deux paramètres de décroissance supposés homogènes, nommés longueurs de corrélation ( $\lambda_z$  dans la direction de l'écoulement et  $\lambda_\varphi$  perpendiculaire à l'écoulement) (hypothèse dont la pertinence pour notre cadre d'étude sera étudiée dans la suite) : termes  $e^{-\frac{|z-z'|}{\lambda_z}}$  et  $e^{-R_{int} \frac{|\varphi-\varphi'|}{\lambda_\varphi}}$ . On notera ici que le terme de "longueur de cohérence" est également utilisé dans d'autres domaines comme l'hydroacoustique. Le terme de "longueur de

corrélation" est choisi pour ce travail car il s'agit du terme couramment utilisé dans les études de vibrations sous chargement turbulent.

- la convection dans la direction de l'écoulement est modélisée par un facteur exponentiel complexe ayant pour paramètre la vitesse de convection  $U_c$  : terme  $e^{-i\omega \frac{z-z'}{U_c}}$ . Ce terme représente la convection des tranches de fluide par un retard, qui, en domaine fréquentiel, se traduit en un déphasage. Il existe de nombreuses lois apparaissant dans la littérature pour la vitesse de convection, fournissant des valeurs comprises entre 0.6 et 1 fois la vitesse débitante moyenne [49, 38, 42, 19, 15, 28, 133, 69]. Pour la turbulence de couche limite, deux lois relient la vitesse de convection à la fréquence. Selon Chen et Wambsganss [49] (en adéquation avec les mesures de Schloemer [118]) :

$$\frac{U_c}{V} = 0.6 + 0.4e^{-2.2(\omega\delta^*/V)}, \quad (2.30)$$

avec  $\delta^*$  l'épaisseur de déplacement de la couche limite  $\delta^* = \frac{0.37x}{Re^{1/5}}$ , où  $Re = \frac{Vx}{\nu}$  est le nombre de Reynolds fondé sur la distance  $x$  en aval du début de la couche limite. Dans la géométrie et la complexité de l'écoulement de ce cas d'étude, il reste très délicat d'évaluer l'établissement éventuel d'une couche limite et ses effets. La distance  $x$  peut donc être évaluée entre 0 et  $H$ . On n'entre pas ici dans l'étude exhaustive des détails de la turbulence dans l'espace annulaire et de la structure de l'écoulement. Des sources bibliographiques associées sont disponibles dans les travaux de Bagheri [24].

Bull [42] fournit une équation légèrement différente :

$$\frac{U_c}{V} = 0.59 + 0.3e^{-0.89(\omega\delta^*/V)}. \quad (2.31)$$

Dans la gamme de fréquence majoritairement concernée par notre étude (autour de 10 Hz) et dans la configuration qui sera étudiée dans la suite, la valeur de vitesse de convection alors obtenue est comprise entre 1 et 0.8 fois la vitesse débitante moyenne. Pour les régimes très fortement turbulents générés par des impacts ou des bifurcations à 90 degrés, Au-Yang et Jordan fournissent une valeur de vitesse de convection égale à la vitesse débitante moyenne [19, 15]. On considérera dans un premier temps  $U_c = 0.8V$  pour notre étude, la majeure partie de l'écoulement observée étant relativement éloignée des jets impactants des admissions. Cette hypothèse est bien sûr mise à l'épreuve dans les essais expérimentaux et simulations numériques.

Ces hypothèses, sont souvent qualifiées de "modèle de Corcos" et extrapolées à des géométries complexes, bien qu'elles trouvent leur origine dans des études plutôt fondamentales dédiées aux propriétés de la turbulence homogène [56, 55, 51].

L'interspectre de la pression peut alors s'exprimer sous la forme :

$$\langle p(z, \varphi) | p(z', \varphi') \rangle(\omega) = \langle p | p \rangle(\omega) \Gamma(z, z', \varphi, \varphi', \omega) \quad (2.32)$$

où :

- $\langle p|p \rangle(\omega)$  est la DSP de la pression en une position de référence quelconque ;
- $\Gamma(z, z', \varphi, \varphi', \omega)$  est une fonction de cohérence représentative de la statistique de la turbulence :

$$\Gamma(z, z', \varphi, \varphi', \omega) = e^{-i\omega \frac{z-z'}{U_c}} e^{-\frac{|z-z'|}{\lambda_z}} e^{-R_{int} \frac{|\varphi-\varphi'|}{\lambda_\varphi}} \quad (2.33)$$

Attention, on signale ici que la norme  $|\varphi - \varphi'|$  à utiliser doit être comprise entre  $-\pi$  et  $\pi$  pour garantir la cohérence de cette définition. A partir de là, on peut réduire le calcul de la force modale dans le domaine spectral à un produit entre le spectre de turbulence et une quadruple intégrale, nommée intégrale d'acceptance :

$$\begin{aligned} \langle F_n | F_n \rangle(\omega) &= \langle p|p \rangle(\omega) \iiint \Gamma(z, z', R\varphi, R\varphi', \omega) \\ &\quad \left( \alpha_{1n} + \alpha_{2n} \frac{z-L}{L} \right) \cos \varphi \left( \alpha_{1n} + \alpha_{2n} \frac{z'-L}{L} \right) \cos \varphi' dz R d\varphi dz' R d\varphi' \end{aligned}$$

Dans le cadre de notre étude, nous avons la chance de travailler avec des modes de structure dont la dépendance en  $z$  et en  $\varphi$  peut être factorisée en des termes indépendants. Il en est de même pour l'expression de la fonction de cohérence 2.33. Cela rend possible une séparation de la quadruple intégrale d'acceptance en produit de deux intégrales doubles bien plus rapides à calculer, dont toutes les informations sont désormais mesurables :

$$\begin{aligned} \langle F_n | F_n \rangle(\omega) &= R^2 \langle p|p \rangle(\omega) \iint e^{-i\omega \frac{z-z'}{U_c}} e^{-\frac{|z-z'|}{\lambda_z}} \left( \alpha_{1n} + \alpha_{2n} \frac{z-L}{L} \right) \left( \alpha_{1n} + \alpha_{2n} \frac{z'-L}{L} \right) dz dz' \\ &\quad \iint e^{-R_{int} \frac{|\varphi-\varphi'|}{\lambda_\varphi}} \cos \varphi \cos \varphi' d\varphi d\varphi' \quad (2.34) \end{aligned}$$

### 2.2.2.3 Expressions du spectre de pression fluctuante

Pour évaluer la DSP des forces modales en amont d'éventuelles activités expérimentales, il est donc nécessaire de disposer du spectre de pression  $\langle p|p \rangle(\omega)$ .

De nombreuses études ont été menées sur les spectres de pression fluctuante pour la turbulence de couche limite avec des issues assez cohérentes, à la fois pour des écoulements internes en air ou en eau [69, 28, 26, 53, 51, 52] (voir superposition proposée par Lakis et Païdoussis [85]) et pour des géométries cylindriques [27, 21] ou des plaques planes [133, 120]. Chen et Wambsganss [50] ont procédé au rassemblement de nombreuses de ces données en un même graphe, présenté

en figure 2.2 et fournissent une loi pour le fit correspondant :

$$\begin{aligned} \frac{\langle p|p \rangle(\omega)}{\rho^2 V^3 \delta_*} &= 5.25 \times 10^{-5} & S < 0.032 \\ &= (1.67 \times 10^{-6}) S^{-1} & 0.032 \leq S \leq 0.56 \\ &= (5.20 \times 10^{-7}) S^{-3} & S > 0.56 \end{aligned}$$

avec  $S = \frac{f \delta_*}{V}$  et  $\delta_*$  l'épaisseur de déplacement de la couche limite déjà définie en section 2.2.2.2. Une précision est apportée dans un graphe différent [48] pour les basses fréquences (reproduit en figure 2.3), avec pour fit [48] (attention, avec facteur correctif  $10^{-5}$  appliqué aux formules de la source pour que le fit corresponde effectivement au graphique présenté) :

$$\begin{aligned} \frac{\langle p|p \rangle(\omega)}{\rho^2 V^3 R_H} &= (4.86 \times 10^{-6}) St^{-0.25} & St < 0.2 \\ &= (5.73 \times 10^{-8}) St^{-3} & St > 0.2 \end{aligned}$$

avec  $R_H$  le rayon hydraulique égal au rapport de la section mouillée par le périmètre mouillé, soit ici à la moitié de l'épaisseur de l'espace annulaire et  $St = \frac{f R_H}{V}$ . Il s'agit du fit le plus adapté pour les basses fréquences d'intérêt pour notre étude.

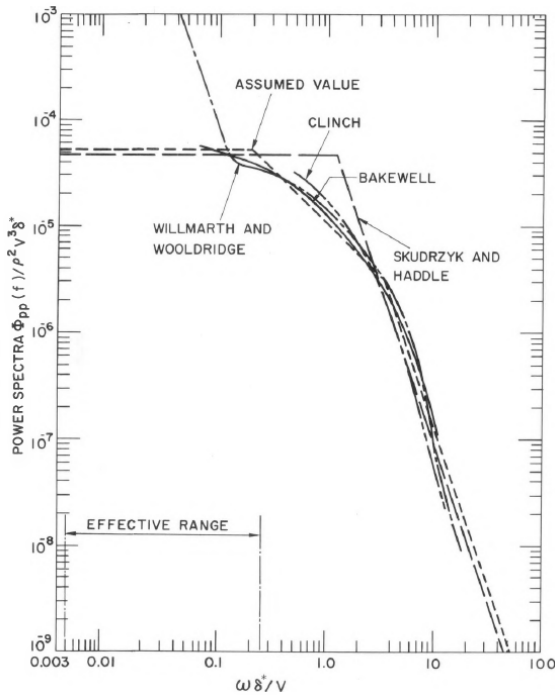


FIGURE 2.2 – Spectres de pression turbulente en paroi rassemblés par Chen et Wambsganss [50] pour les écoulements pleinement développés internes, sur des plaques ou des géométries cylindriques, valables à haute fréquence.

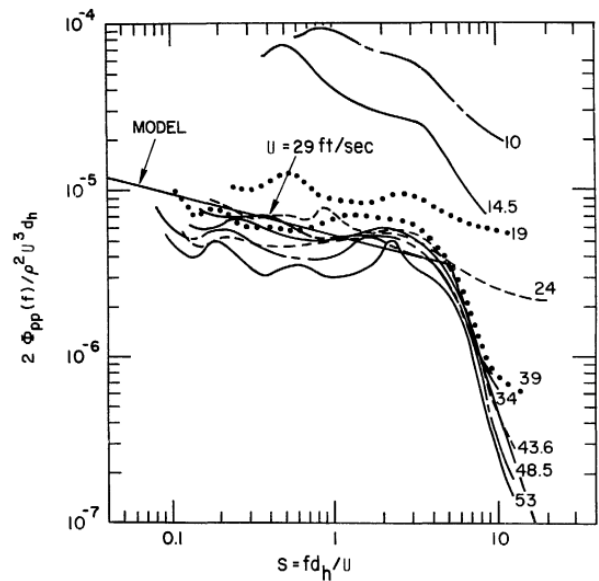


FIGURE 2.3 – Spectres de pression turbulente en paroi rassemblés par Chen [48] pour les écoulements pleinement développés à basse fréquence.

Le même genre de spectre est également proposé par Axisa [21] pour la pression en paroi

d'un tube cylindrique, encore une fois en turbulence établie (reproduit en figure 2.4). Il a pour loi correspondante :

$$\begin{aligned} \frac{\langle p|p \rangle(\omega)}{\rho^2 V^3 R_H} &= (8.27 \times 10^{-6}) St^{-0.25} & St < 0.25 \\ &= (1.16 \times 10^{-6}) St^{-\frac{5}{3}} & 0.25 \leq St \leq 2.5 \\ &= (1.55 \times 10^{-5}) St^{-4.5} & St > 2.5. \end{aligned}$$

Par ailleurs d'autres spectres en paroi proposés par Dryden [60], Von Karman [130, 131] ou encore Taylor [122] ont été mesurés derrière des grilles visant à produire une turbulence aussi homogène que possible et sont également utilisés comme donnée d'entrée pour les écoulements pleinement développés. Cependant, aucune loi correspondant aux courbes fournies n'est disponible dans les sources étudiées, et le contexte de ces mesures est très différent de notre cas d'étude.

Bien plus proche de la configuration de notre étude, un spectre expérimental avec fit numérique a été mesuré en espace annulaire avec admissions impactantes (figure 2.5) par Au-Yang [16]. La loi correspondant au fit numérique proposé est :

$$\begin{aligned} \frac{\langle p|p \rangle(\omega)}{\rho^2 V^3 R_H} &= 0.310 e^{-6.0 St} & 0 < St < 0.5 \\ &= 0.054 e^{-2.52 St} & 0.5 \leq St \leq 2.5. \end{aligned}$$

Attention, Au-Yang définit lui  $R_H$  comme l'épaisseur annulaire. Son expression est ici corrigée par le  $R_H$  usuel (égal à la moitié de l'épaisseur annulaire).

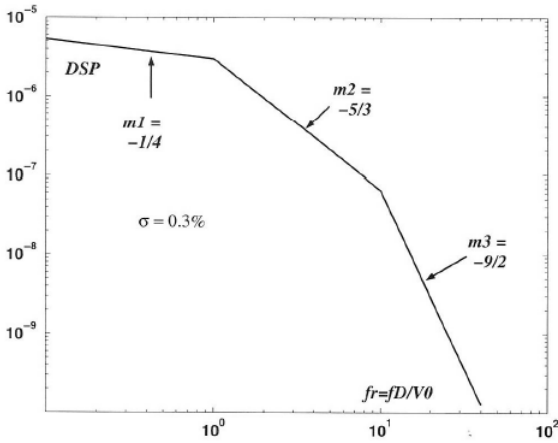


FIGURE 2.4 – Spectre de pression adimensionnel en paroi d'un tube cylindrique proposé par Axisa [19].

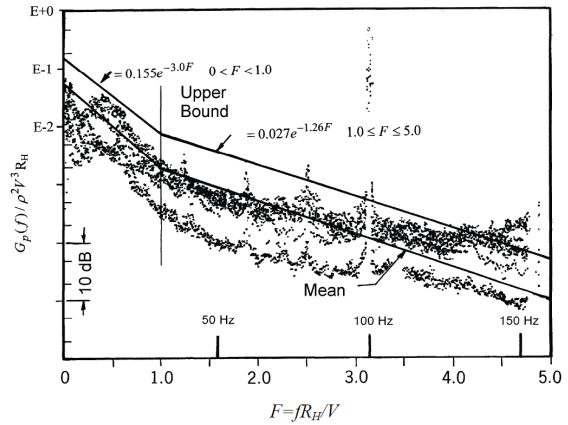


FIGURE 2.5 – Spectre de pression adimensionnel avec fit numérique proposé par Au-Yang [19] en espace annulaire avec jets impactants.

Les mesures effectuées dans une configuration similaire en espace annulaire avec admissions



impactantes réalisées sur la maquette HYDRAVIB [77] n'ont par ailleurs pas été publiées officiellement, et ne peuvent pas être exploitées dans ce document.

Tous ces spectres sont adimensionnels, et peuvent donc être redimensionnés par application des paramètres de notre étude.

On superpose les tracés de ces lois adimensionnelles (figure 2.6), en prenant soin d'adapter les formules à une adimensionnalisation unique, en divisant le spectre de pression par  $\rho^2 V^3 R_H$  et la fréquence par  $\frac{V}{R_H}$ . Tous ces spectres sont composés d'une première portion à basse fréquence où l'amplitude de la DSP est la plus importante et diminue lentement avec l'augmentation de la fréquence, puis une deuxième portion où l'amplitude chute fortement à partir d'une fréquence de coupure, ce qui est caractéristique des spectres turbulents. Alors que les spectres d'Axisa et de Chen sont très proches, celui de Au-Yang se trouve à une amplitude bien plus élevée, de 4 ordres de grandeurs à 2 ordres de grandeurs selon la fréquence. Ceci n'est pas étonnant, puisqu'on rappelle que les spectres de Chen et d'Axisa correspondent à une turbulence établie, tandis que le spectre de Au-Yang est mesuré en espace annulaire avec admissions impactantes. Ces spectres correspondent donc à deux physiques nettement différentes. La grande disparité observée entre ces spectres fournis dans la littérature souligne la nécessité d'établir de nouvelles mesures de pression afin de mieux définir le cadre physique dans lequel se situe notre étude.

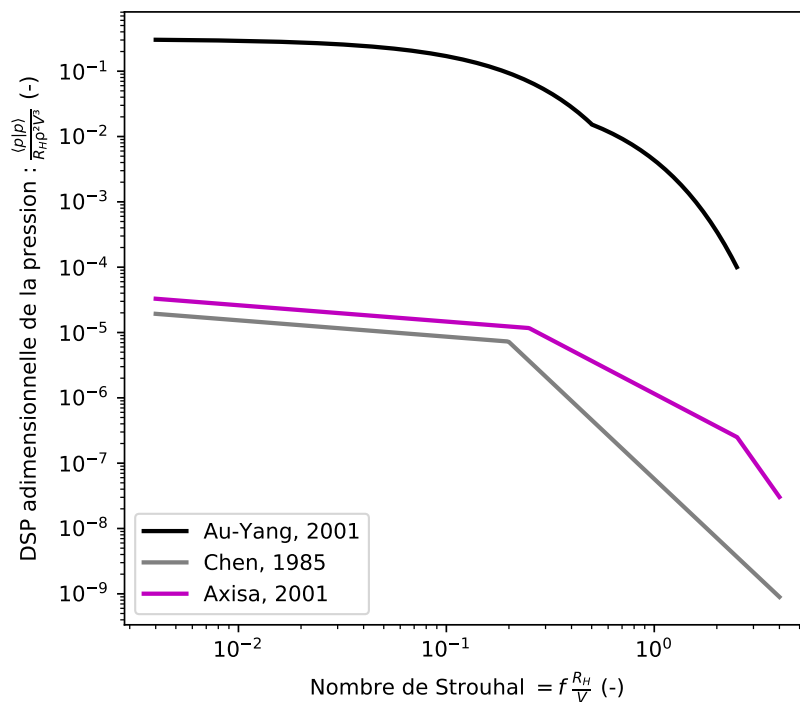


FIGURE 2.6 – Lois issues de fits numériques de la littérature : DSP adimensionnelle de la pression en paroi [16, 48, 21].

### 2.2.2.4 Expressions des longueurs de corrélation

Les dernières données d'entrée nécessaires à une évaluation des forces modales avant toute activité expérimentale pour notre étude sont enfin les longueurs de corrélation longitudinale  $\lambda_z$  et transverse  $\lambda_\varphi$  qui interviennent dans la formule analytique 2.34.

Comme évoqué précédemment, toutes les lois proposées aujourd'hui dans la littérature sont des expressions homogènes des longueurs de corrélation. Celles-ci sont supposées indépendantes des coordonnées dans l'espace, donc de  $z$  et de  $\varphi$  dans le cadre de notre étude. C'est, entre autres, la validité de cette hypothèse dans le contexte d'étude d'un REP que nous nous proposerons d'étudier expérimentalement et numériquement.

De nombreuses études expérimentales ont mené à des mesures de longueurs de corrélation [28, 133, 54, 25, 69, 132], qui ont elles-mêmes donné lieu à des lois issues de fits numériques.

La loi implémentée aujourd'hui dans le modèle numérique global de circuit primaire que nous cherchons à valider ou ajuster est issue des courbes proposées par Bakewell [28] et reprises par de nombreux auteurs comme Reavis [107]. Chen et Wambsganss [50] ont rassemblé les courbes de corrélation de Bakewell et Willmarth et Wooldridge [133] pour en proposer une loi commune (voir superposition des interspectres correspondants en figure 2.7), qui s'exprime comme suit :

$$\begin{cases} \frac{\lambda_z}{R_H} = 1.6 \frac{U_c}{f R_H} \\ \frac{\lambda_\varphi}{R_H} = 0.29 \frac{U_c}{f R_H} \end{cases} \quad (2.35)$$

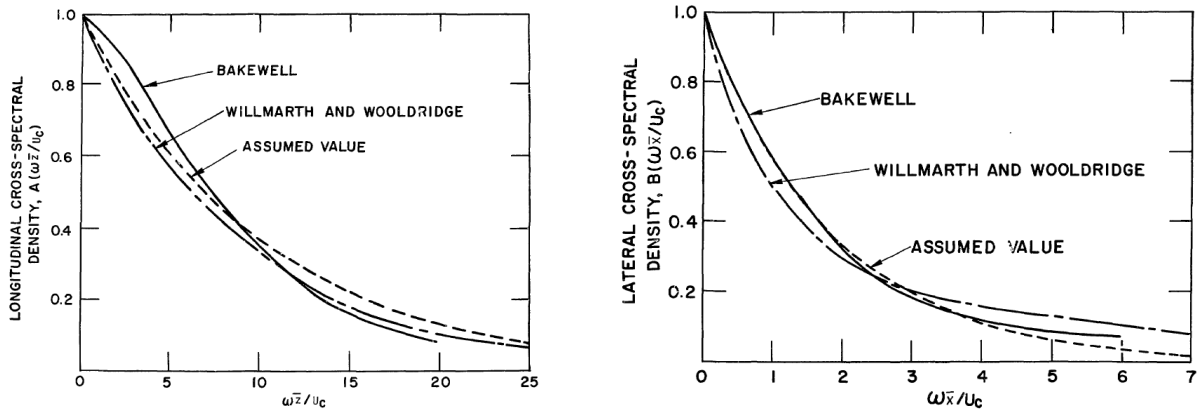


FIGURE 2.7 – Juxtaposition de l'évolution adimensionnelle des interspectres avec la fréquence adimensionnelle proposée par Bakewell [28] et Willmarth et Wooldridge [133] et loi proposée par Chen et Wambsganss [50]. Gauche : dans la direction de l'écoulement . Droite : dans la direction transverse à l'écoulement.

On souligne que les formules de longueurs de corrélation fournies dans la littérature citant pour source les travaux de Bakewell présentent de nombreuses incohérences d'une source bibliographique à l'autre, avec des coefficients très variables. Elles sont donc à prendre avec des pincettes, ce qui suggère l'existence de grandeurs d'influence liées aux expériences dont l'effet reste à quantifier.

Au-Yang [16], lui, ne propose qu'une loi indépendante de la fréquence et similaire pour les deux longueurs de corrélation longitudinale et transverse, malgré des points expérimentaux dont l'allure est très similaire à celle de Chen et Wambsganss (figure 2.8), avec des longueurs de corrélation très élevées à basse fréquence.

Les courbes correspondant à ces différentes lois sont juxtaposées dans un graphique commun en figure 2.9.

Contrairement aux deux fits précédents qui portent sur l'intégralité des points expérimentaux, y compris à basse fréquence, Au-Yang choisit de ne faire un fit que sur la zone asymptotique à plus haute fréquence, considérant que les points expérimentaux à basse fréquence sont probablement pollués par des phénomènes acoustiques en tout genre (vibrations dans le reste de la boucle, imperfections de la maquette, etc), autres que la cohérence des structures turbulentes locales proprement étudiée :

$$\frac{\lambda_z}{R_H} = \frac{\lambda_\varphi}{R_H} = 0.8 \tag{2.36}$$

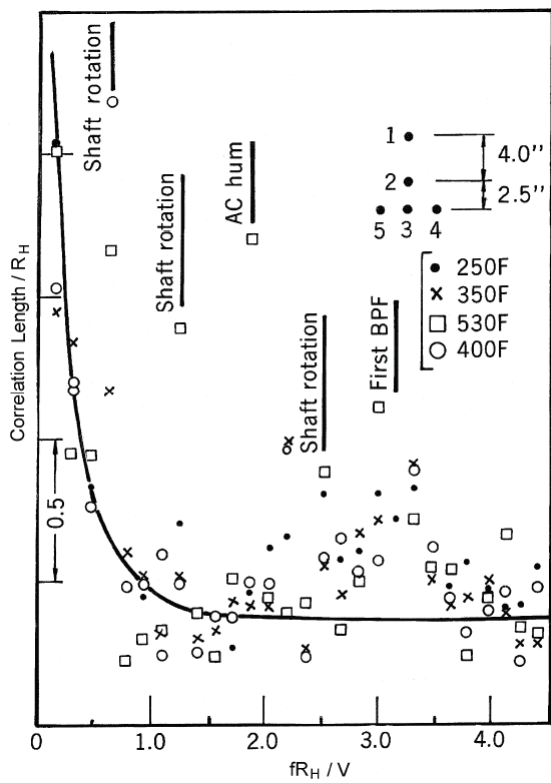


FIGURE 2.8 – Evolution adimensionnelle des longueurs de corrélation mesurées par Au-Yang [16] avec la fréquence adimensionnelle.

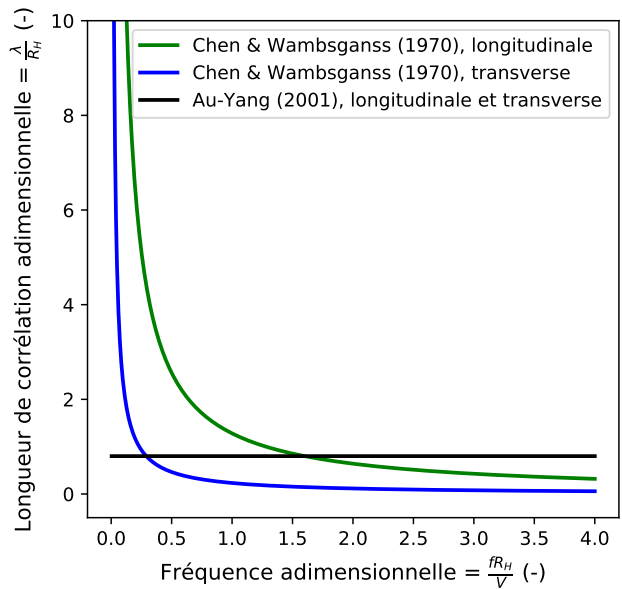


FIGURE 2.9 – Tracés des lois d'évolution adimensionnelles des longueurs de corrélation avec la fréquence dans la littérature [16, 50].

Il paraîtrait donc plus raisonnable, pour obtenir des valeurs de longueurs de corrélation maîtrisées et peu influencées par des phénomènes acoustiques extérieurs, de viser des fréquences caractéristiques supérieures à la zone de changement drastique de courbure observée dans toutes

ces courbes.

## 2.2.3 Calcul de la réponse du panier interne aux fluctuations de pression

### 2.2.3.1 DSP des amplitudes modales du panier interne

La DSP des forces modales étant désormais connue, il est nécessaire de la relier au déplacement du panier interne pour en déterminer l'amplitude vibratoire.

La base  $\mathbf{X}_n = \begin{pmatrix} \alpha_{1n} \\ \alpha_{2n} \end{pmatrix}$  de modes mouillés déterminée en section 2.2.1.2 nous permet d'écrire le déplacement total du panier interne recherché sous la forme :

$$w(z, t) = \sum_{n=1}^2 Y_n(t) u_n(z) \quad (2.37)$$

avec  $Y_n(t)$  les amplitudes modales que nous devons donc évaluer et,  $u_n(z)$  le déplacement horizontal correspondant aux déformées modales déterminé précédemment dans l'équation 2.24.

La base modale ayant été bien choisie, elle permet, par projection de l'équation du mouvement du cylindre sur les modes, de retrouver  $n = 2$  équations découplées d'oscillateurs à 1 degré de liberté :

$$m_n \ddot{Y}_n(t) + k_n Y_n(t) = F_n(t) \quad (2.38)$$

On rappelle que ce raisonnement a été réalisé sans prise en compte de l'amortissement. Il est maintenant temps d'intégrer cet amortissement qu'on ne sait précisément évaluer, et qu'on résumera à un coefficient d'amortissement modal  $D_n$  de 5 pourcents [77] :

$$m_n \ddot{Y}_n(t) + 2D_n \sqrt{k_n m_n} \dot{Y}_n(t) + k_n Y_n(t) = F_n(t) \quad (2.39)$$

Cette équation nous permet de faire le lien entre forces modales et amplitudes modales.

Afin d'intégrer l'expression 2.34 de la DSP des forces modales déterminée précédemment à ce raisonnement, on prend le produit scalaire de l'équation 2.39 à droite avec  $Y_n$  dans le domaine fréquentiel :

$$\left( -\omega^2 m_n + i\omega 2D_n \sqrt{k_n m_n} + k_n \right) \langle Y_n | Y_n \rangle = \langle F_n | Y_n \rangle \quad (2.40)$$

Répéter l'opération avec cette fois le produit scalaire à gauche par  $F_n$  donne :

$$\left( -\omega^2 m_n + i\omega 2D_n \sqrt{k_n m_n} + k_n \right) \langle F_n | Y_n \rangle = \langle F_n | F_n \rangle \quad (2.41)$$

D'où, en combinant les deux :

$$\langle Y_n | Y_n \rangle = \frac{1}{|-\omega^2 m_n + i\omega 2D_n \sqrt{k_n m_n} + k_n|^2} \langle F_n | F_n \rangle \quad (2.42)$$

où on retrouve bien l'idée d'une fonction de transfert entre la force modale et le déplacement modal.

En incluant finalement la pulsation propre modale  $\omega_n = \sqrt{\frac{k_n}{m_n}}$ , on obtient :

$$\langle Y_n | Y_n \rangle = \frac{1}{k_n^2 |1 + i \frac{2D_n}{\omega_n} \omega - \frac{\omega^2}{\omega_n^2}|^2} \langle F_n | F_n \rangle \quad (2.43)$$

On obtient donc la DSP des amplitudes modales  $Y_n$ .

### 2.2.3.2 Amplitude totale en bas de panier interne

Nous cherchons désormais à remonter à la DSP du déplacement total du panier interne en un point donné de sa surface, en particulier en extrémité de panier.

Conformément à l'équation 2.37, la DSP du déplacement en une hauteur  $z$  donnée du panier se décompose en un ensemble de termes quadratiques et un ensemble de termes croisés où deux modes interviennent à chaque fois :

$$\langle w(z) | w(z) \rangle(\omega) = \sum_{n=1}^2 \langle Y_n | Y_n \rangle(\omega) \cdot u_n^2(z) + \sum_{n \neq m} 2 \langle Y_n | Y_m \rangle(\omega) \cdot u_n(z) u_m(z) \quad (2.44)$$

Au-Yang [17] précise que, dans le cas où les fréquences propres sont bien disjointes, ces termes croisés peuvent être ignorés. On suppose que c'est le cas dans notre cas d'étude et on prendra soin de le vérifier numériquement par application des caractéristiques géométriques et mécaniques de la configuration étudiée :

$$\langle w(z) | w(z) \rangle(\omega) = \sum_{n=1}^2 \langle Y_n | Y_n \rangle(\omega) \cdot u_n^2(z) \quad (2.45)$$

On aboutit donc à la DSP du déplacement total du panier interne à une hauteur  $z$  donnée.

Enfin, puisque l'intégrale de la DSP sur toutes les fréquences donne le carré de la valeur RMS du signal temporel, nous pouvons alors remonter à l'amplitude des déplacements vibratoires du panier recherchée :

$$w_{RMS}(z) = \sqrt{\int_{-\infty}^{+\infty} \sum_{n=1}^2 \langle Y_n | Y_n \rangle(\omega) \cdot u_n^2(z) d\omega} \quad (2.46)$$

L'application de l'approche de Powell permet donc, en supposant une turbulence homogène, d'estimer l'amplitude vibratoire RMS d'un cylindre interne sous l'effet d'un chargement turbulent dans l'espace annulaire qui l'entoure.

### 2.3 Méthode de détermination des paramètres caractéristiques du modèle traditionnel de *joint acceptance*

Considérons un ensemble de signaux temporels de pression  $p(z, \varphi, t)$ , enregistrés en différents points du domaine fluide de coordonnées variables  $(z, \varphi)$ , avec  $z$  la position dans la hauteur de l'espace annulaire (coordonnée longitudinale) et  $\varphi$  dans sa circonférence (coordonnée transverse). On ne prend pas en compte la variation des positions dans l'épaisseur annulaire. Ces signaux peuvent être issus de mesures expérimentales, ou de simulations numériques.

On souhaite établir une méthode pour déterminer, à partir de ces signaux, les paramètres caractéristiques du modèle de *joint acceptance* mentionné en partie 2.2.2 (spectres de pression, vitesse de convection, longueurs de corrélation).

On considère un couple de points de coordonnées  $(z, \varphi)$  et  $(z', \varphi')$ , dont on calcule les autospectres (ou DSP)  $\langle p(z, \varphi) | p(z, \varphi) \rangle(\omega)$  et  $\langle p(z', \varphi') | p(z', \varphi') \rangle(\omega)$ , nombres réels, ainsi que l'interspectre  $\langle p(z, \varphi) | p(z', \varphi') \rangle(\omega)$ , nombre complexe.

La formule analytique pour le calcul de l'interspectre est fournie en équation 2.27, mais en pratique, son évaluation numérique peut se faire avec Python grâce à la fonction `matplotlib.mlab.csd` (psd pour l'autospectre).

La fonction de cohérence introduite par Au-Yang [16] se calcule alors comme le quotient de l'interspectre par la racine du produit des autospectres :

$$\Gamma(z, z', \varphi, \varphi', \omega) = \frac{\langle p(z, \varphi) | p(z', \varphi') \rangle(\omega)}{\sqrt{\langle p(z, \varphi) | p(z, \varphi) \rangle(\omega) \langle p(z', \varphi') | p(z', \varphi') \rangle(\omega)}} \quad (2.47)$$

L'application de l'approche de Powell et les hypothèses qui l'accompagnent (présentés en partie 2.2.2.2) fournissent par ailleurs en équation 2.33 une loi pour la fonction de cohérence dépendant de longueurs de corrélation longitudinale et transverse et d'une vitesse de convection. Isoler le module et la phase de la fonction de cohérence nous permet finalement d'arriver à une identification de la vitesse de convection et des longueurs de corrélation :

$$\left\{ \begin{array}{ll} \text{Arg}(\Gamma(z, z', \varphi, \varphi', \omega)) = -\omega \frac{z-z'}{U_c} & \text{pour l'identification de la vitesse de convection} \\ \frac{|z-z'|}{-\ln(|\Gamma(z, z', \varphi, \varphi', \omega)|)} = \lambda_z(\omega) & \text{pour l'identification de la longueur de corrélation longitudinale} \\ \frac{R_{int}|\varphi-\varphi'|}{-\ln(|\Gamma(z, z, \varphi, \varphi', \omega)|)} = \lambda_\varphi(\omega) & \text{pour l'identification de la longueur de corrélation transverse} \end{array} \right. \quad (2.48)$$

La vitesse de convection étant par ailleurs directement liée à un retard entre deux points

dans le domaine temporel, celle-ci peut également être déduite du tracé des intercorrélations temporelles entre chaque couple de points considéré (fonction `signal.correlate` sous Python). On identifie alors l'écart temporel  $\Delta t$  entre le maximum de l'autocorrélation de  $p(z, \varphi)(t)$  et le maximum de l'intercorrélacion entre  $p(z, \varphi)(t)$  et  $p(z', \varphi)(t)$ . La vitesse de convection est finalement égale au rapport  $\frac{z'-z}{\Delta t}$ .





# 3

## Conception initiale d'un banc d'essai

---

*Ce chapitre a vocation à tracer les idées et solutions imaginées pour une première version de banc d'essai, et pourrait se révéler utile pour un projet futur. La conception proposée n'a pas été menée à son terme et la version finalement retenue est décrite dans le chapitre suivant.*

Sur la base de l'état de l'art, on se propose dans cette partie de concevoir un banc d'essai représentant expérimentalement les interactions fluide-structure ayant lieu dans la cuve. Ce banc d'essai a pour objectif de valider ou de montrer d'éventuelles limites des modèles de la littérature présentés en chapitre 2 et qui sont aujourd'hui implémentés dans le modèle numérique global de circuit primaire développé par EDF. On souligne que la conception initiale présentée dans ce chapitre (voir figure 3.1) n'a pas été finalement retenue dans le cadre de la thèse. On l'expose tout de même en détail dans ce chapitre puisqu'elle a servi de base pour la conception finalement retenue pour la thèse, et correspondra à un banc d'essai futur à l'issue de la thèse par adaptation du premier moyen d'essai détaillé en chapitre 4. Par ailleurs, cette conception pourra servir de manière plus générale de support à la réalisation d'une future maquette pour l'étude d'IFS en espace annulaire, possiblement plus éloignée du cahier des charges considéré ici, en apportant des briques élémentaires de design.

### 3.1 Cahier des charges et solutions retenues

Le recensement des phénomènes principalement responsables des vibrations du panier interne des REP au sein de la cuve nous permet désormais d'établir un cahier des charges de la maquette analytique à réaliser. Les dimensions de la maquette doivent être conformes aux critères qui le composent.

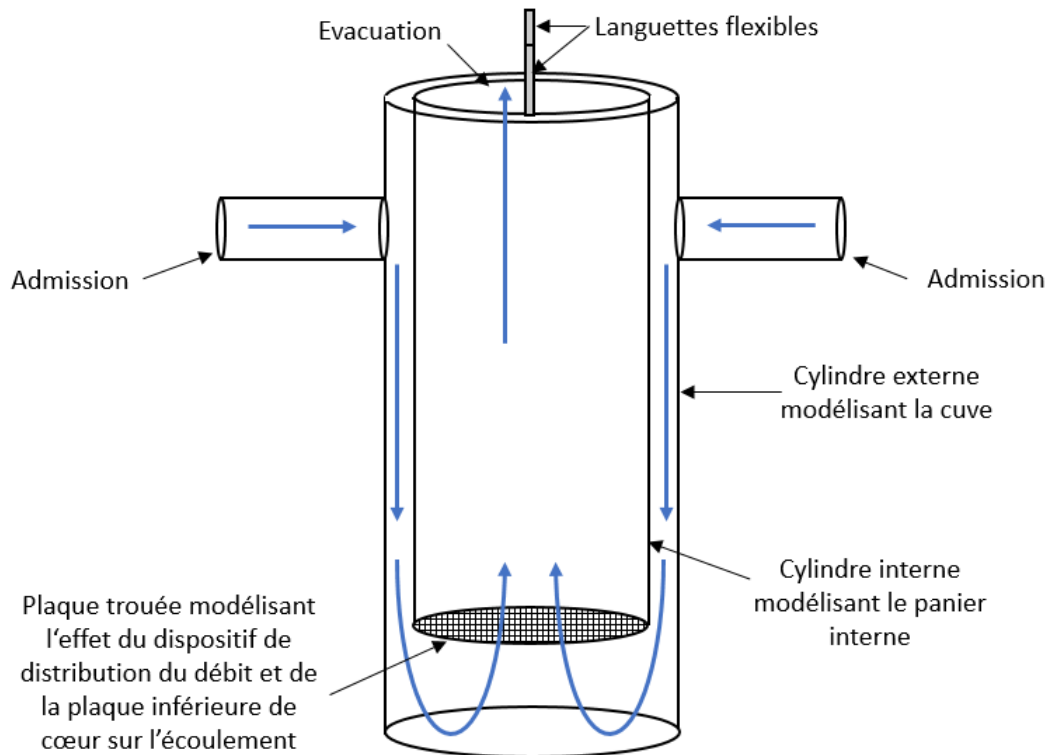


FIGURE 3.1 – Schéma de principe du banc d'essai : pièces principales et trajectoire de l'écoulement.

### 3.1.1 Phénomènes à représenter

Cette maquette analytique vise idéalement à représenter les deux phénomènes d'interaction fluide-structure majeurs identifiés précédemment : un ou des jets impactants en entrée (représentation de l'écoulement à l'embranchement des branches froides dans la cuve) suivis d'une convection de la turbulence dans une couche mince d'eau (représentation de la convection dans le downcomer / l'espace annulaire de la cuve), ainsi qu'un retournement en extrémité de la couche mince d'eau (représentation du retournement en plenum inférieur) (figure 3.1). Seuls ces deux phénomènes sont conservés parmi tous les éléments recensés dans une cuve réelle, car conformément à la tradition, ceux-ci constituent des sources d'excitation dans la plage de fréquences vibratoires du circuit primaire (d'environ 3 Hz à une quinzaine de Hz).

L'influence de la turbulence de l'écoulement entre les différents internes de cuve autres que l'enveloppe de cœur sur les vibrations du panier interne est supposée faible sur cette plage de fréquence [16]. Nous modélisons donc la totalité des internes par un simple panier interne. Nous ne modélisons pas les assemblages combustibles puisque ceux-ci ne sont pas présents dans la cuve pendant les essais de mise en service (essais à chaud) durant lesquels les phénomènes vibratoires que l'on veut étudier sont mesurés [77].

### 3.1.2 Forme de la maquette

Le deuxième critère porte sur la forme de la maquette.

Bien que la géométrie réelle d'un panier interne dans une cuve consiste en deux cylindres coaxiaux séparés par une mince zone annulaire, rien ne nous empêche d'envisager une géométrie différente. En effet, nous pourrions tout à fait, dans le cadre d'une approximation de courbure négligeable [16] qui peut être appliquée ici sur une portion orthoradiale de notre cuve, choisir de modéliser notre système par deux parallélépipèdes intriqués. La zone annulaire serait alors modélisée par l'espace mince entre les faces planes du parallélépipède extérieur (cuve) et intérieur (panier interne). Cela permettrait de faciliter la visualisation de l'écoulement, mais la présence de singularités d'écoulement dues aux arêtes ne permettrait pas une représentation fidèle de la réalité. Nous choisissons donc de conserver la géométrie cylindrique plus réaliste. La maquette est alors constituée de deux cylindres concentriques séparés par une mince partie annulaire dans laquelle la turbulence est convectée : le cylindre externe rigide et fixe représente la cuve, tandis que le cylindre interne représente le panier interne (figure 3.1).

Le fond du cylindre externe (cuve) est fermé et celui du cylindre interne (panier) est composé d'une plaque avec des trous de taille plus ou moins importante, susceptible d'être modifiée au cours des différentes mesures, modélisant l'effet de perte de charge de la plaque inférieure de cœur et du dispositif de distribution du débit sur l'écoulement [16]. Cet effet de perte de charge a pour objectif de casser d'éventuelles structures turbulentes en entrée de panier qui pourraient perturber son mouvement. Ainsi, le retournement de l'écoulement au niveau du plenum inférieur serait bien représenté dans la maquette. Le retournement en plenum inférieur n'est pris en compte dans le modèle numérique que par la géométrie du circuit et non implémenté en tant que source d'excitation à part entière comme l'est le chargement turbulent dû à la convection dans l'espace annulaire. C'est pourquoi le fond de cuve est représenté par la forme la plus simple possible et un fond plat est privilégié au fond arrondi de la géométrie réelle. Comme toujours pour une maquette analytique, les représentations doivent être les plus simples possibles tout en s'assurant de ne pas introduire d'artefacts. On suppose que la forme plate du fond de cuve de la maquette ne génère pas de perturbations de l'écoulement au niveau de la zone annulaire où sont présents les points de mesure du fait de leur éloignement. Cette hypothèse pourrait être vérifiée par des modélisations numériques d'écoulement en CFD, et le fond de cuve de la maquette devrait pouvoir être remplacé par un fond de cuve de forme différente si ce besoin était identifié au cours des essais.

En ce qui concerne l'admission du fluide, le choix est fait de conserver la même géométrie que l'embranchement de branches froides des REP à taille réelle afin d'obtenir la même singularité d'écoulement, en plaçant l'admission en haut de la cuve, avec un axe à environ  $1/6^{\text{ème}}$  de sa hauteur. De plus, afin d'éviter une asymétrie de chargement stationnaire sur la surface du cylindre interne, et donc d'éviter une flexion statique du panier d'un côté de la cuve, il est nécessaire d'équiper la cuve d'au moins deux entrées, de positions symétriques par rapport à l'axe des cylindres pour que la résultante des chargements statiques provoqués par les deux

admissions s'annule. On se contente de deux entrées par souci de simplicité.

La question de la géométrie de sortie de l'écoulement une fois celui-ci arrivé en haut du cylindre interne après retournement en fond de cuve ne doit quant à elle pas être traitée à partir des contraintes liées à la géométrie de cuve réelle, mais à partir des contraintes propres à la maquette, sa conception et son exploitation, et directement issue des choix de représentation du mouvement du panier. Comme on le verra par la suite, le panier doit avoir la possibilité de se mouvoir à l'intérieur de la cuve sans être gêné par des branches d'évacuation qui le relieraient à la cuve (comme c'est le cas dans la géométrie de cuve réelle). On se propose donc de privilégier une évacuation par le haut du panier interne et de la cuve, avec une trajectoire dirigée par un guide-flux dans le prolongement du panier interne sans contact direct avec celui-ci pour ne pas introduire de perturbation dans son mouvement. Le jeu entre le haut du panier interne et le bas du guide-flux pourrait être calculé pour que le panier puisse atteindre une amplitude vibratoire maximale (cas le plus pénalisant où le bas du panier interne entrerait en contact avec les parois de la cuve) sans entrer en contact avec celui-ci. En réalité, étant donné les dimensions de la maquette (voir section 3.2.1), les contraintes liées au réglage imposent un jeu minimal supérieur au jeu optimal : ce sont donc les contraintes de réglage qui fixent ce jeu à 0.5 mm.

### 3.1.3 Modélisation du comportement du panier interne

Nous nous intéressons ensuite au mouvement du panier interne à représenter. Nous avons identifié, dans la configuration réelle, des modes de vibration de balancement, de coque et de poutre [16]. De tels modes sont difficilement caractérisables dynamiquement pour une étude analytique, et il serait peine perdue de chercher à les reproduire puisqu'aucune transposition ne pourrait être faite entre les modes de la maquette et ceux du panier interne réel. Afin de pouvoir caractériser précisément la dynamique du système (critère majeur d'une maquette analytique) nous choisissons de modéliser le panier interne réel encastré à son extrémité supérieure et déformable, par un pendule composé d'un cylindre rigide dont la liaison "pivot" en son extrémité supérieure permettrait une oscillation avec un minimum de perturbations (notamment par frottement). Étant donné la difficulté d'obtenir une liaison pivot parfaite dans le cadre d'un pendule rigide oscillant autour d'un axe et donc d'en maîtriser et caractériser la dynamique, nous préférons réaliser un cylindre rigide fixé à son extrémité supérieure à deux languettes flexibles, elles-mêmes encastrées en haut de la cuve. Le cylindre oscille dans le plan formé par l'axe vertical de la cuve et la direction de flexion des languettes. Toute la dynamique du système est alors portée par les languettes flexibles, dont le cylindre rigide ne représente alors qu'une prolongation parfaitement droite (figure 3.1). L'avantage du pendule à languettes flexibles par rapport à un pendule à axe réside également dans le nombre de modes représentables (seulement un mode pour le pendule à axe contre plusieurs pour le pendule à languettes flexibles). On notera la possibilité de rigidifier les languettes de support pour mesurer les sources d'excitation indépendamment de toute réponse de la part de la structure.

Afin de pouvoir jouer sur la rigidité du système, il est nécessaire de faire varier les dimensions

des languettes en les remplaçant au cours des essais. C'est pourquoi la maquette doit être conçue de manière à être la plus modulable possible. Cela permet également de modifier d'autres parties comme la plaque trouée en fond de panier interne ou la forme du fond de cuve si ce besoin est identifié au cours des essais.

La pertinence du cas d'étude proposé en chapitre 2 pour le dimensionnement de cette maquette se manifeste ici : on retrouve le système de languettes flexibles reliées à un corps rigide. On choisit d'en utiliser deux pour la maquette, réparties de chaque côté du panier interne, et non une seule languette centrale, afin d'éviter toute perturbation de l'écoulement en sortie de maquette. De plus, ces deux languettes permettent de limiter le risque de torsion possible pour une languette unique, et donc d'assurer un mouvement du panier dans le plan choisi. Le comportement en flexion de deux languettes de longueur, largeur, et d'épaisseur données est similaire à celui d'une seule languette de même longueur et épaisseur, et de largeur double (on parlera de "largeur cumulée").

On remarque particulièrement ici que l'approche analytique prend tout son sens : au vu des difficultés qu'aurait une maquette industrielle mise à l'échelle à représenter fidèlement les modes de la cuve réelle, on choisit ici d'étudier le couplage fluide-structure et l'effet du chargement turbulent sur une structure de géométrie proche du problème industriel mais dont la réponse est différente. On cherche ici à valider ou à remettre en cause la méthode utilisée pour modéliser l'interaction fluide-structure, et non à transposer la réponse de la structure au cas réel. Le type de réponse de la structure peut être choisi en fonction de sa praticité pour la maquette, tant qu'elle est engendrée par le phénomène d'IFS que l'on souhaite caractériser, et tant qu'elle peut être observée sans engendrer de conséquences irréalistes sur l'écoulement.

### 3.1.4 Transposabilité des phénomènes physiques

Le premier critère de transposabilité des phénomènes physiques étudiés de la maquette à la réalité réside dans la valeur du nombre de Reynolds. Celui-ci étant particulièrement élevé au sein de la cuve des REP à taille réelle ( $\approx 3.6 \times 10^7$  dans la zone annulaire), il est essentiel de garder un nombre de Reynolds assez élevé dans la maquette pour se situer dans un régime clairement turbulent. On vise ainsi une valeur minimale de Reynolds annulaire de 20000. Il est également important de conserver un rapport de masse volumique du fluide et de la structure assez réaliste pour que les interactions fluide-structure soient similaires.

Nous devons également nous pencher sur le choix du fluide à faire circuler dans la maquette. Obtenir une valeur élevée du nombre de Reynolds serait plus aisé avec de l'air qu'avec de l'eau (pas besoin d'une pompe à haut débit, moins de contraintes matérielles) mais il faudrait alors une structure beaucoup plus souple pour observer des vibrations, tellement souple que la maquette n'aurait pas une géométrie fixe bien définie (il faudrait envisager d'utiliser des parois de rigidité similaire à celle d'une feuille de plastique) et le rapport des masses volumiques du fluide et de la structure serait alors extrêmement peu représentatif de la réalité. On choisit donc de conserver l'eau comme fluide s'écoulant dans la maquette.

De plus, pour que le nombre de Reynolds soit assez élevé pour respecter le cahier des charges tout en conservant les dimensions choisies pour la maquette, il est nécessaire de disposer de débits importants (voir section 3.2.1). C'est pour cette raison qu'il a été décidé bien en amont de la thèse d'installer la maquette sur la boucle Gascogne (figure 3.2), au CEA de Saclay, dont la pompe est capable de fournir un débit assez élevé pour ce projet. Il s'agit d'une boucle hydraulique équipée d'une pompe centrifuge à palier variable, permettant de balayer des débits de 2 à plus de 80 L/s, des vitesses de tuyauteries entre 0.3 et 2.5 m/s et d'atteindre des nombres de Reynolds de l'ordre de  $10^5$  dans le cadre de nos utilisations. Toutes les tuyauteries sont rigides et la longueur totale de la boucle est de l'ordre de 50 m. Il faut cependant s'assurer que les pertes de charge susceptibles d'apparaître dans la maquette restent sous le seuil maximal de 5 bars admis par la boucle Gascogne (voir section 3.2.4). Soulignons ici le mode de travail qui a été décidé pour la collaboration entre EDF et le CEA : le CEA se charge de la conception et de l'installation du raccordement de la maquette à la boucle Gascogne, tandis qu'EDF se concentre sur la maquette et la représentation des phénomènes physiques d'intérêt en son sein. Un aperçu de l'inclusion de la maquette dans l'environnement du CEA avec raccordement à la boucle est donné en section 3.3.

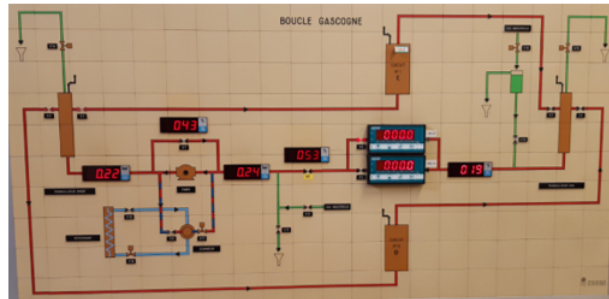


FIGURE 3.2 – Haut : photo de la zone d'essais au CEA avec futur emplacement de la maquette entouré en rouge. Bas : schéma et tableau de pilotage de la boucle Gascogne.

### 3.1.5 Mesures envisagées

L'objectif de cette maquette est de mettre à l'épreuve les lois d'interactions fluide-structure dans la cuve en interaction avec le reste du circuit implémentées dans le modèle numérique global de circuit primaire à valider.

On se propose donc dans un premier temps de caractériser l'écoulement en disposant des capteurs de pression fluctuante au niveau de l'espace annulaire. La question de leur disposition sur le cylindre interne ou sur le cylindre externe n'a pas été clairement tranchée durant la conception de ce banc d'essai ni intégrée aux dessins correspondants. Cependant, il est à noter qu'un perçage pour disposer ces capteurs à l'affleurement de l'écoulement peut s'avérer très risqué s'il est opéré dans du PMMA (plus couramment nommé plexiglass) avec un risque de fissuration important. Nous verrons dans le chapitre 4 comment cette contrainte peut être prise en compte, de même que la question de la répartition des capteurs sur la surface de mesure.

Une fois ce chargement turbulent caractérisé, intervient l'étude de la réponse de la structure. Les degrés de liberté permis pour le mouvement du panier interne permettent de pouvoir caractériser la réponse du panier interne à l'aide d'une simple zone de mesure en PMMA en extrémité de panier. Cette zone transparente a pour objectif de permettre le passage de faisceaux laser pour une mesure de déplacement du panier. Il a été identifié techniquement qu'une couronne transparente serait plus simple à installer et moins coûteuse que d'éventuels hublots.

Un des objectifs de l'étude est également d'étudier les interactions de la cuve avec le reste du circuit. Pour cela, des capteurs de pression fluctuante sont disposés en amont et en aval de l'emplacement de la maquette, afin d'en ériger une caractérisation sous forme de fonction de transfert. Cette méthode est utilisée dans l'optique de représenter la cuve vue du reste du circuit comme une boîte noire acoustique dont toutes les caractéristiques physiques et le comportement intrinsèque seraient rassemblés en une fonction de transfert générique.

Afin de s'assurer que le débit en entrée de maquette est assez équitablement réparti entre les deux branches d'admission pour ne pas générer d'asymétrie dans l'écoulement et la réponse de la structure, un capteur différentiel de pression est installé. Une prise de mesure est faite sur chacune des deux branches d'admission, et la distribution de la pression statique entre les branches permet d'obtenir une idée de la distribution du débit.

Enfin, parce que la boucle Gascogne est une boucle de géométrie complexe (nombreux coudes, vannes, ramifications, etc...) et est équipée d'une pompe, d'installations expérimentales, et de toute sorte d'éléments ayant un comportement acoustique propre, il est nécessaire de caractériser sa signature acoustique. En effet, lors des mesures effectuées sur la maquette, il n'est pas exclu que du bruit lié au comportement de la boucle (non pertinent pour la validation expérimentale) soit ajouté aux mesures propres à la turbulence locale en elle-même (objet de l'étude). Ces capteurs de pression fluctuante en amont et aval de la maquette doivent donc également être utilisés pour une première phase de caractérisation de la boucle avant mise en place de la maquette, puis comparaison après sa mise en place. Cette phase expérimentale préliminaire est

détaillée en chapitre 5.

On souligne par ailleurs que ces essais peuvent se dérouler dans deux configurations de boucle différentes, représentées schématiquement en figure 3.3. La boucle Gascogne est exploitable en configuration fermée, avec piquage rempli d'eau dont la surface est asservie à une hauteur de 10 m pour assurer une pression de référence de 1 bar dans la boucle. Une autre configuration de boucle est possible, qu'on nommera configuration ouverte, en faisant passer l'eau par un grand réservoir à surface libre, qui joue cette fois le rôle de référence de pression. La pression statique est inférieure en configuration ouverte à celle dans la configuration fermée.

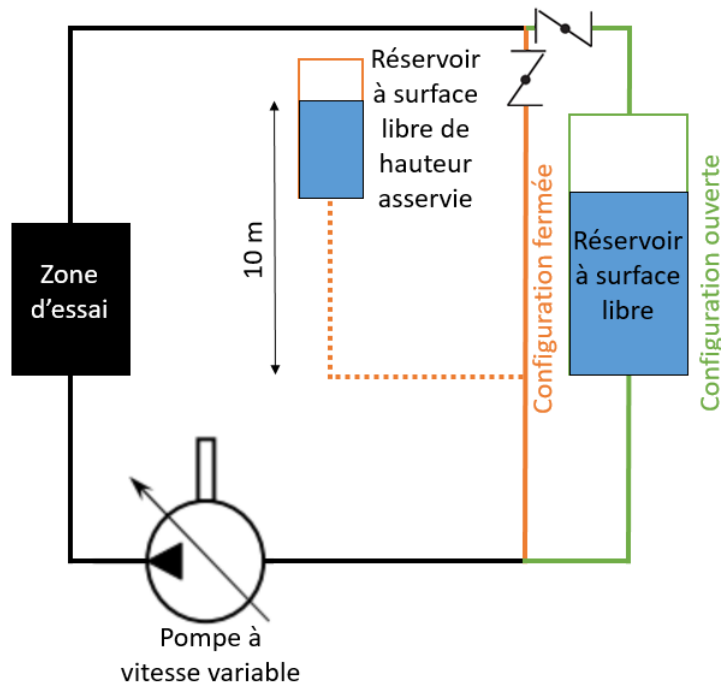


FIGURE 3.3 – Schéma des deux configurations possibles d'exploitation de la boucle Gascogne. En orange : configuration fermée. En vert : configuration ouverte.

### 3.1.6 Forçage de la trajectoire des jets entrant vers le bas

Une autre contrainte directement liée aux choix de représentation faits dans la maquette concerne le forçage de la trajectoire des jets entrants. On constate en effet sur la figure 3.1 que, telle que conçue jusqu'à présent, la géométrie de la maquette n'incite en rien les jets entrants à se diriger vers le bas, le long de l'espace annulaire, avant d'effectuer un retournement en fond de cuve et d'être évacués par le haut de la cuve. Le trajet le plus immédiat pour l'écoulement, c'est-à-dire, le trajet dont la perte de charge totale est la plus faible, est celui qui relie directement les entrées au haut de la cuve de manière ascendante. Pour faire en sorte que l'écoulement privilégie le chemin descendant par l'espace annulaire, il faut donc trouver un moyen de l'empêcher de passer par le haut, et donc de rendre ce chemin plus contraignant en matière de perte de charge. Dans la configuration industrielle, le panier interne est directement fixé à la cuve par un anneau



supérieur qui obstrue ce chemin ascendant. Problème : notre maquette est conçue de manière à ce que le panier interne ne soit relié à la cuve que par les languettes et ne voie pas son mouvement gêné par toute autre liaison avec la cuve en d'autres points. Dans cette optique, plusieurs pistes ont été explorées pour trouver un moyen de forcer la direction des jets entrants vers le bas. Leur liste exhaustive, avec leurs points forts et points faibles respectifs, est fournie en annexe A. La solution privilégiée est un joint labyrinthe à jeu rallongé pour sa simplicité d'usinage, de réglage et de montage ainsi que son faible encombrement.

### 3.1.7 Dispositif de réglage

La fixation du panier interne dans la cuve par les languettes flexibles, la faible épaisseur de l'espace annulaire (voir section 3.2.1) et le faible jeu entre le panier interne et le joint labyrinthe (voir section 3.2.6) nécessitent un réglage très fin. Le point de fixation des languettes à la cuve est situé au beau milieu d'un tronçon dans lequel circule l'écoulement. Il faut donc prévoir des trappes d'accès dans la partie haute de la maquette pour pouvoir passer les mains et effectuer le montage / réglage en air. Les trappes en PMMA permettent également un accès visuel à cette partie de la maquette (voir dessins correspondant à la conception finalisée en section 3.3).

### 3.1.8 Matériaux utilisés

La majeure partie de la maquette est conçue en inox. L'utilisation d'aluminium pour les pièces dont le poids est à minimiser (notamment le panier interne pour faciliter la manutention) aurait pu être pertinente, mais s'avère inadaptée pour une installation sur la boucle Gascogne dans laquelle l'eau qui circule est très agressive pour les surfaces en aluminium (retour d'expérience CEA).

Les zones où une transparence est nécessaire ou privilégiée (couronne pour les mesures de déplacement de panier interne par capteurs laser et trappes de la boîte de réglage) sont conçues en PMMA qualité optique.

Enfin, le joint labyrinthe est en laiton, matière moins rigide que l'inox, afin d'assurer une fonction de fusible mécanique dans le cas (peu probable mais possible) où le panier interne entrerait en contact avec le joint. Cela permet de s'assurer que la pièce endommagée en cas de contact soit le joint en lui-même et non le panier interne (pièce plus coûteuse et plus longue à approvisionner). La modulabilité de la maquette doit donc inclure un remplacement de ce joint si jamais celui-ci venait à être endommagé lors des essais ou si des dimensions variables de joint doivent être testées.

### 3.1.9 Format de la maquette

Se pose enfin la question des dimensions de la maquette. Celles-ci doivent être assez importantes pour représenter convenablement la physique (distance de convection de la turbulence

dans la zone annulaire assez grande devant la taille de la zone d'impact des admissions etc) et permettre les mesures et le réglage (il faut pouvoir se permettre d'avoir une précision de 0.5 mm maximum en réglage, et il faut que les vibrations du panier interne, tout en restant faibles devant l'épaisseur annulaire, soient mesurables par les capteurs lasers). Cependant, plus la maquette est grande, plus l'approvisionnement de la turbulence est difficile. En effet, on a dans la zone annulaire (à condition que  $e \ll R_{ext}$ )  $Re = \frac{Q}{R_{ext}\pi\nu}$  avec  $Q$  le débit,  $\nu$  la viscosité cinématique  $e$  l'épaisseur de l'espace annulaire et  $R_{ext}$  le rayon du cylindre externe. Ainsi, plus la maquette est grande, plus le débit doit être important pour garantir une valeur fixée du nombre de Reynolds. Il s'agit donc ici de trouver un compromis en adéquation avec les objectifs et les moyens correspondant à une thèse. Il a été jugé qu'un diamètre interne (fonctionnel) de cylindre externe d'environ 300 mm comme fourchette de départ pourrait être adapté, avec une détermination des autres dimensions par l'application d'un facteur d'échelle similaire (environ  $1/16^{ème}$ ). Il a été vérifié que ce facteur d'échelle permet en effet d'aboutir à une représentation adaptée des phénomènes d'intérêt pour ce sujet en adéquation avec les moyens dédiés à la thèse (voir section 3.2.1).

## 3.2 Dimensionnement

### 3.2.1 Caractéristiques principales

Sur la base du coefficient de mise à l'échelle de  $1/16^{ème}$  évoqué en section 3.1.9, les caractéristiques principales de la maquette ont pu être déterminées, et leur adéquation avec les phénomènes physiques à représenter a pu être vérifiée et assurée en sélectionnant des paramètres de fonctionnement adaptés à l'issue de différents tests de calculs numériques. Les caractéristiques principales sont résumées dans le tableau 3.1.

Grandeur	Symbole	Valeur	Unité
Diamètre interne du cylindre externe	$D_{ext}$	300	mm
Diamètre externe du panier interne	$D_{int}$	264	mm
Épaisseur du panier interne	\	4	mm
Hauteur du panier interne	$H$	515	mm
Masse du panier interne à sec / rempli d'eau	$m_{cyl}$	13/40	kg
Épaisseur annulaire	$e$	18	mm
Longueur languettes	$L$	50	mm
Épaisseur languettes	$ep$	14.5	mm
Largeur de chaque languette	$l$	50	mm
Module d'Young panier, languettes et cuve	$E$	$2.1 \times 10^{11}$	Pa
Distance fond de panier / fond de cuve	\	150	mm
Débit total nominal	$Q$	150	m <sup>3</sup> /h
Reynolds annulaire nominal	$Re$	94000	\
Vitesse annulaire nominal	$V$	2.6	m/s
Distance axe admissions / haut de panier interne	\	87	mm
Diamètre interne admissions visé / standard choisi	$D_{adv}/D_{ads}$	67.7/70.3	mm
Nombre d'admissions	\	2	\
Vitesse nominale admissions / standard choisi	$V_{adv}/V_{ads}$	5.79/5.37	m/s
Reynolds nominal admissions visé / standard choisi	\	392000/377000	\
Amplitude vibratoire nominale visée	\	entre 50 et 500	μm

TABLE 3.1 – Caractéristiques principales du banc d'essai.

Le diamètre interne visé des admissions a été déterminé par un raisonnement en diamètre équivalent (voir section 3.2.2). Une précision élevée n'est cependant pas nécessaire pour ce paramètre qui n'entre pas directement en jeu pour la représentation des phénomènes physiques qui nous intéressent. Nous pouvons donc nous permettre, par simplicité technique, de sélectionner la dimension standard la plus proche de ce diamètre pour la réalisation de la maquette. Il s'agira donc du DN65, PN16, conforme aux normes de la boucle du CEA.

Les dimensions des languettes ont été fixées en première approximation par application de la méthode traditionnelle de *joint acceptance* détaillée en chapitre 2. L'application de cette méthode à la maquette et ses caractéristiques propres ainsi que la sélection des dimensions des languettes adéquates sont explicitées en section 3.2.3. Ces dimensions sont celles qui semblent convenir au mieux pour l'amplitude vibratoire et les fréquences propres visées, mais il faut prévoir que les approximations et les hypothèses faites dans ces calculs fournissent des résultats légèrement différents de la réalité. Il est donc prévu que différentes languettes puissent être mises en place pour adapter leurs dimensions aux résultats obtenus pour pouvoir réaliser des mesures convenables.

L'épaisseur du panier interne a quant à elle été déterminée de manière à s'assurer que la

majeure partie du déplacement en extrémité de panier interne soit due à la flexion des languettes, et que le panier se comporte ainsi comme un corps rigide. Le détail de ce raisonnement est donné en section 3.2.5.

### 3.2.2 Dimensionnement des admissions

Le détermination du diamètre interne des admissions est un raisonnement en deux temps. On peut en effet choisir de procéder d'abord à une simple application du facteur d'échelle de  $1/16^{\text{ème}}$  au diamètre des admissions de la géométrie réelle, pour obtenir le diamètre visé pour une maquette similaire à la maquette conçue, mais avec quatre branches d'admission. Une fois ce diamètre obtenu, puisque seules deux branches d'admission équiperont la maquette contre quatre dans la géométrie réelle, il est nécessaire de passer à un diamètre équivalent qui permette de conserver la même vitesse d'écoulement à débit fixé par passage de quatre branches à deux branches. On obtient ce diamètre équivalent par égalisation de la section totale d'admission dans les configurations à quatre et deux branches.

Ce choix permet de conserver le même rapport entre vitesse dans les branches d'admission et vitesse dans l'espace annulaire que dans la géométrie réelle. On conserve également le rapport de pressions d'arrêt dans les admissions  $P_{adv}$  et dans l'espace annulaire  $P_{ea}$ . Ce compromis a été jugé le meilleur en termes de représentativité d'une géométrie à deux branches.

En effet :

$$\frac{\left(\frac{V_{adv}}{V}\right)_{maquette}}{\left(\frac{V_{adv}}{V}\right)_{réalité}} = \frac{\left(\frac{D_{ext}^2 - D_{int}^2}{D_{adv}}\right)_{maquette}}{\left(\frac{D_{ext}^2 - D_{int}^2}{D_{adv}}\right)_{réalité}} = 0.99 \quad (3.1)$$

Et :

$$\frac{\left(\frac{P_{adv}}{P_{ea}}\right)_{maquette}}{\left(\frac{P_{adv}}{P_{ea}}\right)_{réalité}} = \left(\frac{\left(\frac{V_{adv}}{V}\right)_{maquette}}{\left(\frac{V_{adv}}{V}\right)_{réalité}}\right)^2 = 0.98 \quad (3.2)$$

On n'obtient pas exactement un rapport égal à 1 car on a arrondi les dimensions obtenues par application du rapport d'échelle pour la fabrication de la maquette. On obtient exactement 1 en appliquant le même calcul aux dimensions exactes calculées.

En appliquant ces calculs avec le diamètre d'admission standard proche choisi, on obtient respectivement pour rapport de vitesses et pour rapport de pressions d'arrêt 0.94 et 0.88. Ces résultats sont satisfaisants puisqu'ils restent sous les 10 % d'écart pour les vitesses, et sous les 15% pour les pressions d'arrêt.

### 3.2.3 Dimensionnement des languettes

Comme souligné précédemment, toute la dynamique du panier interne est portée par la flexibilité des languettes. Il s'agit donc de composants dont le dimensionnement n'influence

pas la tenue mécanique de la maquette, au contraire de l'épaisseur de la cuve par exemple, mais sa physique. Pour évaluer un premier ordre de grandeur des dimensions de languettes à tester, il est nécessaire de partir des données dont on dispose dans la bibliographie, à savoir la méthode traditionnelle de *joint acceptance* explicitée précédemment. On définira ensuite un jeu de languettes de dimensions proches pour pouvoir les échanger dans la maquette et se rapprocher au mieux de la physique à représenter.

### 3.2.3.1 Fréquence propre et amplitude RMS visées

Comme vu au chapitre 2, les caractéristiques de la maquette sur lesquelles les dimensions des languettes ont une influence sont les fréquences propres du panier interne ainsi que son amplitude vibratoire. Ce sont donc ces critères de représentation de la physique d'intérêt qui vont permettre de déterminer les dimensions de languettes optimales en première approche par la méthode initiée par Powell.

Pour ce qui concerne l'amplitude vibratoire à viser en bas de panier (là où l'amplitude est la plus importante), l'objectif est de pouvoir mesurer un mouvement de panier assez important pour dépasser le bruit de mesure (notamment lié à l'état de surface de la cible). Pour autant, cette amplitude vibratoire ne doit pas être trop importante pour ne pas engendrer d'effets non-linéaires fluides. Elle doit donc être négligeable devant l'épaisseur annulaire. On estime donc qu'une amplitude vibratoire RMS de bas de panier interne raisonnable serait située entre 50 et 500  $\mu m$ .

En ce qui concerne la gamme de fréquences propres à viser, à partir des dimensions de la maquette fixées en section 3.2.1, on peut définir à quelle fréquence se situe le point d'inflexion de l'évolution des longueurs de corrélation tracées en figure 2.9, ainsi que celui du spectre de pression.

On souhaite éviter la partie gauche verticale de la courbe des longueurs de corrélation qui est soupçonnée, dans la littérature, de ne pas refléter uniquement la turbulence locale, mais plus largement des phénomènes acoustiques en tout genre issus de la boucle. On souhaite donc se placer à droite du point d'inflexion des courbes de longueurs de corrélation.

Cependant, une fréquence trop élevée nous placerait trop à droite du spectre de pression, dans la zone où la valeur RMS de la pression fluctuante diminue très vite avec la fréquence. Il est donc nécessaire de s'assurer que la fréquence choisie nous permette de rester dans une zone où l'excitation turbulente reste efficace (autour du point d'inflexion du spectre).

Au vu de ces deux contraintes, on estime qu'une première fréquence propre du panier interne autour de 10 Hz serait pertinente.

On va donc dimensionner les languettes de manière à obtenir une première fréquence propre du panier interne autour de 10 Hz et une valeur RMS de l'amplitude vibratoire entre 50 et 500  $\mu m$ .

### 3.2.3.2 Influence des dimensions des languettes

Pour déterminer quel jeu de dimensions {longueur, épaisseur, largeur} de languettes sélectionner pour la maquette, il faut déterminer l'amplitude vibratoire et la première fréquence propre du panier interne obtenues pour un lot de paramètres donné. Pour cela, il suffit d'utiliser la méthode expliquée en section 2.2, appliquée à un modèle simplifié qui correspond à la conception de la maquette choisie. On souligne ici que la méthode présentée auparavant est appliquée, pour la détermination des modes en eau et la réponse vibratoire sous écoulement turbulent, avec une masse de panier interne  $m_{cyl}$  égale à la somme de la masse structurelle du panier (13 kg) et de la masse d'eau qu'il contient (27 kg). Cette prise en compte de l'eau contenue dans le panier aurait dû, pour une application plus minutieuse, être accompagnée d'une modification de l'expression du moment d'inertie du panier qui n'est valable, telle que présentée, que pour un cylindre creux et non pour une masse répartie dans son volume.

Après plusieurs tests sur des jeux de paramètres de languettes différents, on peut établir un tableau (tableau 3.2) représentant les jeux de paramètres de languettes testés et les RMS d'amplitudes vibratoires en bas de panier et premières fréquences propres du panier interne correspondantes. Pour faire ces calculs, on utilise les lois de spectre de pression données par Au-Yang [16] combinées aux expressions des longueurs de corrélation de Chen [48] (telles qu'implémentées dans le modèle global de circuit primaire).

Longueur languettes (mm)	Épaisseur languettes (mm)	Largeur cumulée languettes (mm)	Première fréquence propre panier à sec (Hz)	Première fréquence propre panier en eau (Hz)	RMS amplitude vibratoire en bas de panier calculée ( $\mu\text{m}$ )
80	10	100	10.5	4.2	656
100	10	100	9.2	3.6	917
100	15	100	16.8	6.7	219
100	15	50	11.9	4.7	479
50	14.5	100	24	9.6	94

TABLE 3.2 – Amplitudes vibratoires RMS et premières fréquences propres de panier interne calculées pour différentes dimensions de languettes.

On constate que, parmi ces jeux de dimensions de languettes testés, le dernier correspond aux critères de RMS d'amplitude vibratoire en bas de panier et de première fréquence propre énoncés en section 3.2.3.1, en faisant toujours l'hypothèse d'une turbulence homogène. C'est donc ce jeu de paramètres qu'on sélectionne comme dimensions de languettes pour notre maquette : longueur de languettes de 50 mm, épaisseur de 14.5 mm et largeur pour chaque languette de 50 mm (soit une largeur équivalente pour une languette simple de 100 mm).

En particulier, on peut donner les résultats intermédiaires obtenus pour ces dimensions. On a, pour matrices de raideur  $\mathbf{K}$ , de masse ajoutée  $\mathbf{M}_{\text{add}}$  et de masse totale mouillée  $\mathbf{M}$  :

$$\left\{ \begin{array}{l} \mathbf{K} = \begin{pmatrix} 5.1e + 08 & -2.6e + 08 \\ -2.6e + 08 & 1.7e + 08 \end{pmatrix} N/m \\ \mathbf{M}_{\text{add}} = \begin{pmatrix} 228 & 1209 \\ 1209 & 8546 \end{pmatrix} kg \\ \mathbf{M} = \begin{pmatrix} 268 & 1421 \\ 1421 & 10180 \end{pmatrix} kg \end{array} \right. \quad (3.3)$$

En faisant un rapport terme à terme de la matrice de masse ajoutée sur la matrice de masse mouillée  $\mathbf{M}$ , on obtient un rapport entre chaque coefficient d'environ 0.85. Ainsi, la masse ajoutée due au fluide confiné dans la zone annulaire représente environ 85 % de la masse totale du système cylindre mouillé. Attention cependant, nous avons appliqué ici le calcul de masse ajoutée correspondant à un fluide confiné dans une zone totalement close tandis que, en réalité, celui-ci peut circuler en haut (branches d'admission) et en bas du cylindre (plenum inférieur). Nous devrions donc en réalité obtenir une masse ajoutée plus faible par limitation du confinement (cf. théorème de Kelvin) [106].

Le calcul des vecteurs propres et valeurs propres de  $\mathbf{M}^{-1}\mathbf{K}$  nous donne pour modes mouillés et fréquences propres correspondantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} f_1 = 9.6Hz; \quad \mathbf{X}_1 = \begin{pmatrix} \alpha_{11} \\ \alpha_{21} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0.46 \\ 0.89 \end{pmatrix} m \\ f_2 = 462Hz; \quad \mathbf{X}_2 = \begin{pmatrix} \alpha_{11} \\ \alpha_{21} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0.99 \\ -0.14 \end{pmatrix} m \end{array} \right. \quad (3.4)$$

Selon l'expression 2.24 du déplacement horizontal final correspondant aux coefficients  $\alpha_{i,j}$  obtenus, prise à l'extrémité haute du panier interne, on obtient un premier mode largement dominé par la rotation (rapport de 5 % entre la composante liée au déplacement de l'extrémité des languettes  $\alpha_{1,1}$  et la composante liée à leur rotation  $\frac{H}{L}\alpha_{2,1}$ ). Le deuxième mode est quant à lui la somme d'une contribution plutôt équilibrée du déplacement de l'extrémité des languettes et de leur rotation (rapport 0.66 entre la composante liée au déplacement de l'extrémité des languettes  $\alpha_{1,2}$  et la composante liée à leur rotation  $\frac{H}{L}\alpha_{2,2}$ ). Ces prédominances / équilibres se retrouvent bien dans les tracés des déformées modales de languettes correspondant à ces deux modes exposés en figure 3.4.

On observe par ailleurs que la fréquence propre du deuxième mode, en plus d'être très supérieure à la gamme de fréquence d'intérêt, est très supérieure à celle du premier. La condition pour pouvoir négliger les termes croisés dans l'application de la *joint acceptance* (exposés en section 2.2.3.2) est donc bien vérifiée. De plus, conformément à la cascade de Kolmogorov [80], les structures turbulentes de haute fréquence ayant une énergie bien plus faible que les basses fréquences, on peut considérer que le premier mode est le seul à réellement induire une réponse

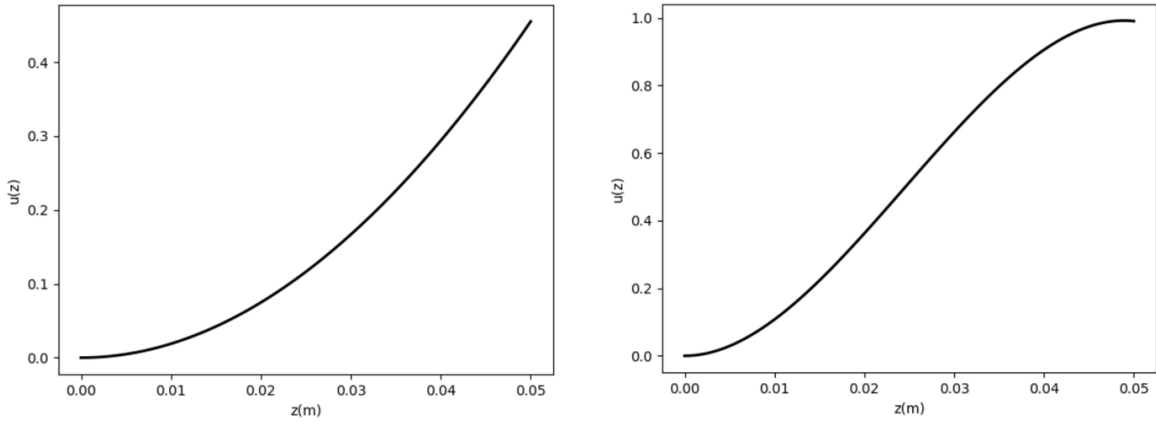


FIGURE 3.4 – Tracés des déformées modales des languettes. Gauche : mode 1. Droite : mode 2.

du panier. On le vérifie en retirant la contribution du deuxième mode dans le calcul de la réponse totale du panier : la valeur RMS de l'amplitude vibratoire en extrémité de panier ne subit qu'une modification de l'ordre de 0.0001 %. On aurait donc finalement très bien pu utiliser pour modèle équivalent de la maquette un oscillateur à 1 DDL en rotation sur la base des déformées statiques des languettes, et l'ajout du deuxième DDL est superflu pour caractériser le 1<sup>er</sup> mode.

On obtient par ailleurs pour masses et raideurs modales les valeurs suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} m_1 = 9279 \text{ kg} \\ m_2 = 68 \text{ kg} \\ k_1 = 33890534 \text{ N/m} \\ k_2 = 577059161 \text{ N/m} \end{array} \right. \quad (3.5)$$

Les DSP de forces modales obtenues à partir des expressions du spectre de pression de Au-Yang et des longueurs de corrélation de Chen sont fournies en figure 3.5. Là aussi, on constate que la structure est en majorité excitée selon son premier mode, avec un facteur 10 entre les valeurs RMS des deux forces modales (191 N pour le 1<sup>er</sup> mode contre 17 N pour le 2<sup>ième</sup>).

La DSP du déplacement total en bas de panier finalement obtenue est représentée en figure 3.6, avec un pic à la première fréquence propre du panier interne.

On notera également les données concernant les vecteurs propres et valeurs propres de  $\mathbf{M}_{\text{sec}}^{-1}\mathbf{K}$  obtenues pour les modes à sec et fréquences propres correspondantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} f_1 = 24.1 \text{ Hz}; \quad \mathbf{X}_1 = \begin{pmatrix} \alpha_{11} \\ \alpha_{21} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0.45 \\ 0.89 \end{pmatrix} m; \quad m_1 = 1475 \text{ kg} \\ f_2 = 1087 \text{ Hz}; \quad \mathbf{X}_2 = \begin{pmatrix} \alpha_{12} \\ \alpha_{22} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0.99 \\ -0.13 \end{pmatrix} m; \quad m_2 = 12 \text{ kg} \end{array} \right. \quad (3.6)$$



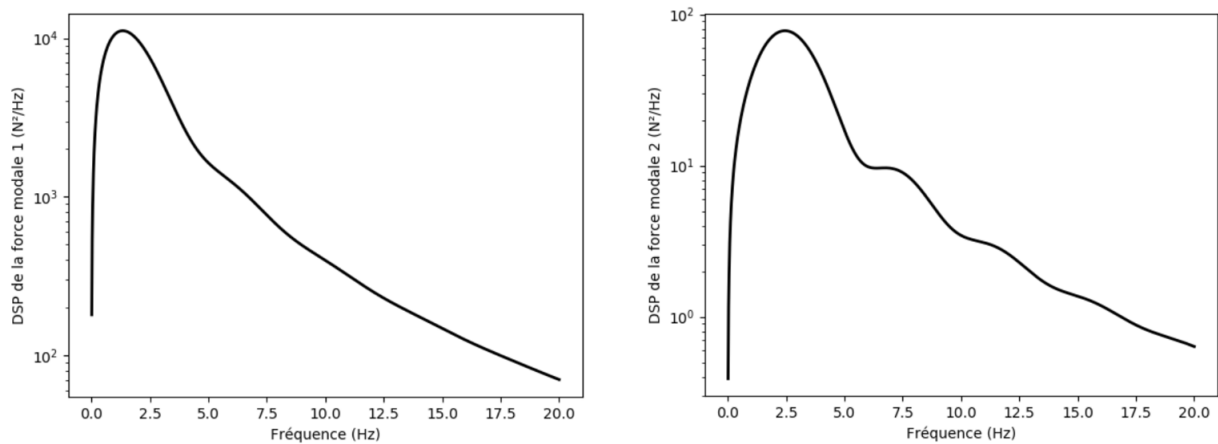


FIGURE 3.5 – DSP des forces modales calculées pour le banc d'essai à partir des données de Au-Yang [16] et Chen [48]. Gauche : pour le mode 1. Droite : pour le mode 2.

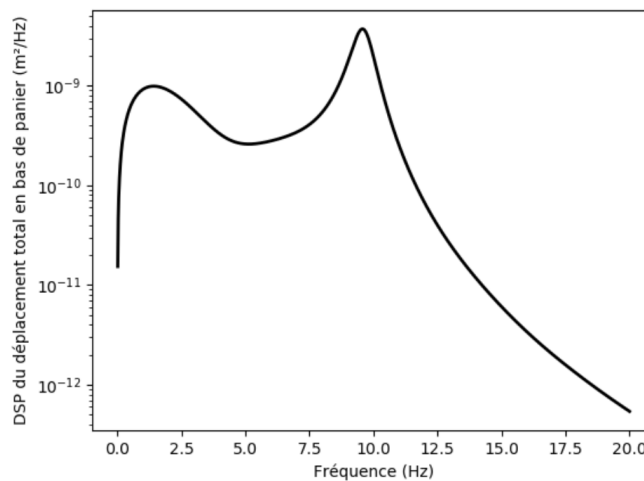


FIGURE 3.6 – DSP du déplacement total en bas de panier calculée pour le banc d'essai à partir des données de Au-Yang [16] et de Chen [48].

### 3.2.4 Calcul des pertes de charge dans la maquette

Afin de s'assurer de l'adéquation de la maquette telle que conçue jusqu'à maintenant avec les caractéristiques de fonctionnement de la boucle, il est nécessaire de s'assurer que la perte de charge totale de la maquette pour le débit d'écoulement choisi ne dépasse pas la pression de consigne maximale de la boucle (environ 5 bars).

De plus, l'évaluation des pertes de charge entre les admissions et l'évacuation en haut du panier en passant par l'espace annulaire nous permet de déterminer la perte de charge minimale que le joint labyrinthe devrait générer dans la maquette pour s'assurer que l'écoulement privilégie bien la direction descendante par l'espace annulaire à une direction ascendante qu'on souhaite éviter. Ceci est le critère de dimensionnement du joint.

Enfin, évaluer la perte de charge que générerait une plaque inférieure de cœur et un dispositif

de distribution de débit à l'échelle de la maquette nous permet de connaître la perte de charge que devrait générer la plaque trouée disposée en fond de panier dans la maquette pour son dimensionnement.

Pour effectuer ces calculs, nous nous appuyons sur l'étude d'une maquette de géométrie similaire [100] dont l'objectif était, en un minimum de mesures possibles, de remonter notamment au coefficient  $K$  de perte de charge au niveau des embranchements des admissions et au niveau du plenum inférieur.

En effet, de manière générale, la perte de charge totale entre deux points  $A$  et  $B$  de l'espace est égale à la différence entre les sommes  $H_A$  et  $H_B$  de leur pression  $P_A$  et  $P_B$  et de l'équivalent en Pascal de leurs énergies cinétiques respectives  $\frac{1}{2}\rho V_A^2$  et  $\frac{1}{2}\rho V_B^2$  (si l'on considère que leur différence d'énergie potentielle est négligeable devant ces énergies) [21] :

$$H_A = H_B + pdc_{tot} \quad (3.7)$$

Cette perte de charge totale est égale à la somme des différentes pertes de charge partielles rencontrées sur le chemin entre  $A$  et  $B$  :

$$P_A + \frac{1}{2}\rho V_A^2 = P_B + \frac{1}{2}\rho V_B^2 + \sum pdc_{partielle} \quad (3.8)$$

Toute perte de charge (totale ou partielle) s'exprime de façon similaire à une pression, à partir d'une vitesse caractéristique (vitesse équivalente pour une perte de charge totale ou vitesse physique pour une perte de charge partielle) et par application d'un facteur  $K$  nommé coefficient de perte de charge lié à la vitesse considérée :

$$pdc_{tot} = \frac{1}{2}\rho K_{eq} V_{eq}^2 = \frac{1}{2}\rho \sum_i K_i V_i^2 \quad (3.9)$$

Ainsi, en ne mesurant les pressions dans la maquette qu'en 3 zones différentes, cette étude aboutit aux pertes de charge propres à 5 parties différentes d'une géométrie typique de cuve. Elle fournit finalement les coefficients de pertes de charge adimensionnels de chacune des zones principales d'une cuve de REP. Pour déduire les pertes de charge dans la maquette, il suffit d'appliquer ces coefficients de perte de charge adimensionnels aux caractéristiques de la maquette (vitesse dans la zone annulaire et dans les admissions, masse volumique de l'eau à température ambiante, etc). On ne retranscrita que les pertes de charge qui nous importent pour notre problème, à savoir  $\Delta P_{admissions}$  (propre à la zone d'impact à l'embranchement des admissions),  $\Delta P_{annulaire}$  (propre à la convection de la turbulence dans la zone annulaire),  $\Delta P_{plenum\ inférieur}$  (propre au retournement de l'écoulement dans le plenum inférieur et à son passage par le dispositif de distribution du débit) et  $\Delta P_{plaque\ inférieure\ de\ coeur}$  (propre à la plaque inférieure de cœur) : on ne s'intéresse qu'aux pertes de charge majeures comprises entre l'embranchement des

admissions et le cœur.

$$\begin{cases} \Delta P_{admissions} = \frac{1}{2}\rho K_{admissions} V_{admissions}^2 \\ \Delta P_{annulaire} = \frac{1}{2}\rho K_{annulaire} V_{annulaire}^2 \\ \Delta P_{plenum\ inf\ erieur} = \frac{1}{2}\rho K_{plenum\ inf\ erieur} V_{annulaire}^2 \\ \Delta P_{plaque\ inf\ erieure\ de\ coeur} = \frac{1}{2}\rho K_{plaque\ inf\ erieure\ de\ coeur} V_{annulaire}^2 \end{cases} \quad (3.10)$$

On obtient alors, par application numérique avec les dimensions sélectionnées de la maquette et indiquées en section 3.2.1 :

Unité	$\Delta P_{admissions}$	$\Delta P_{annulaire}$	$\Delta P_{plenum\ inf\ erieur}$	$\Delta P_{plaque\ inf\ erieure\ de\ coeur}$	$\Delta P_{totale\ maquette}$
kPa	31	0.48	5.8	12	49
bar	0.31	0.0048	0.058	0.12	0.49

TABLE 3.3 – Pertes de charge calculées dans la maquette.

On en déduit que la somme totale des pertes de charge majeures de la maquette (0.5 bar environ) reste largement inférieure au seuil de perte de charge maximale admise par la boucle Gascogne (5 bars) : la maquette est compatible avec cette boucle en termes de pertes de charge. Par ailleurs, on détient désormais un ordre de grandeur de la perte de charge totale entre le haut de l'espace annulaire et l'évacuation de la maquette ( $\Delta P_{annulaire} + \Delta P_{plenum\ inf\ erieur} + \Delta P_{plaque\ inf\ erieure\ de\ coeur} = 0.18$  bar), qui peut permettre de dimensionner le joint labyrinthe à disposer dans la maquette pour forcer la trajectoire des jets impactants vers l'espace annulaire.

### 3.2.5 Épaisseur du panier interne

Parmi les caractéristiques de la maquette fournies dans le tableau 3.1, l'épaisseur du panier est fixée à 4 mm. On détaille dans cette partie la méthode utilisée pour déterminer cette épaisseur. Les seules contraintes au sujet de l'épaisseur du panier interne sont le poids et la raideur. Le panier interne doit être le plus fin possible pour être le plus léger possible (simplification de la manutention, meilleure tenue mécanique de la maquette, etc), mais doit tout de même être assez épais pour respecter les contraintes de fabrication et d'usinage, ainsi que pour avoir une raideur très supérieure à celle des languettes (la maquette étant conçue de manière à ce que toute la flexibilité du panier interne soit portée par les languettes et que le cylindre interne soit un corps rigide).

Dans un premier temps, les contraintes d'usinage (soudage, etc) conduisent assez naturellement vers une épaisseur minimale d'environ 4 mm. Une telle épaisseur conduit à une masse structurelle du cylindre interne d'environ 13 kg, ce qui paraît raisonnable du point de vue manutention.

Pour s'assurer qu'une telle épaisseur est suffisante pour que le panier se comporte comme

un corps rigide, on évalue le rapport des valeurs du déplacement à l'extrémité du panier entre une configuration idéale avec panier infiniment rigide, donc un moment d'inertie tendant vers l'infini, et la configuration décrite et dimensionnée par le tableau 3.1. L'objectif est de vérifier que l'épaisseur de 4 mm conduit bien à un rapport entre déplacement de panier réel et déplacement d'un panier idéal infiniment rigide inférieur à un seuil critique que nous fixons à 10%.

Pour exprimer le déplacement de l'extrémité de panier  $x_2$  en fonction d'une force extérieure ponctuelle horizontale de norme  $F_2$  qui lui est appliquée, on utilise un modèle simplifié de poutre (représenté sur le schéma 3.7), dont la première partie (en bleu sur le schéma) représente les languettes, et la deuxième (en vert sur le schéma) le panier.

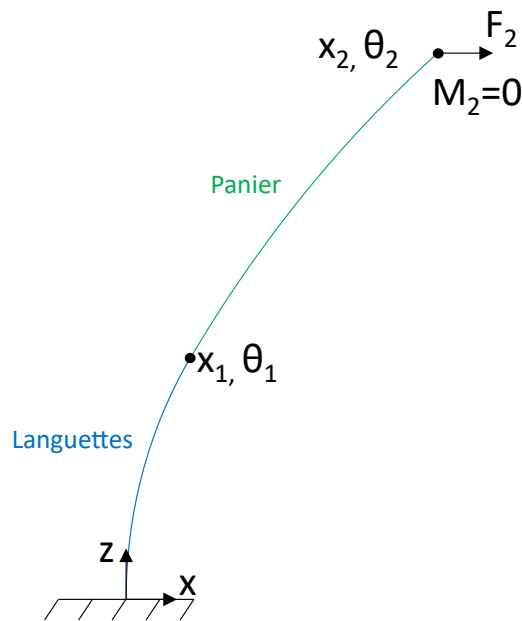


FIGURE 3.7 – Schéma du modèle de poutres composées utilisé pour le calcul du déplacement en extrémité de panier en fonction de son moment d'inertie.

En tout point de la structure (languettes comme panier), on peut exprimer la variation linéaire du moment fléchissant  $M$  avec la force  $F_2$  et la hauteur  $z$ , ainsi que son lien avec l'effort tranchant  $F$  :

$$\begin{cases} M = F_2(L + H - z) \\ F = -\frac{dM}{dz} = F_2 \end{cases} \quad (3.11)$$

avec, pour rappel  $H$  la hauteur du panier et  $L$  la longueur des languettes.

On ajoute à ces expressions les lois de déformation vérifiées dans toute la structure :

$$\begin{cases} M = EI \frac{d^2 x}{dz^2} \\ -F = EI \frac{d^3 x}{dz^3} \end{cases} \quad (3.12)$$

avec  $E$  le module d'Young et  $I$  le moment d'inertie, définis par secteurs, passant respectivement de  $(E_{lan}$  et  $I_{lan})$  pour les languettes ( $0 \leq z \leq L$ ), à  $(E_{cyl}$  et  $I_{cyl})$  pour le cylindre ( $L \leq z \leq L+H$ ) à la frontière entre languettes et panier en  $z = L$ .

Le moment fléchissant  $M$  étant linéaire en  $z$ , l'expression de la courbure en fonction de  $M$  fournie ci-dessus nous permet d'ores-et-déjà d'identifier une loi polynomiale cubique pour l'expression du déplacement  $x$  en fonction de la hauteur  $z$ . Partout dans la structure, on a donc, par morceaux :

$$x = a + bz + cz^2 + dz^3 \quad (3.13)$$

où  $a$ ,  $b$ ,  $c$  et  $d$  sont des coefficients définis par morceaux à déterminer.

La détermination de  $d$  peut se faire directement à partir des équations fournies ci-dessus :

$$d = -\frac{F_2}{6EI} \quad (3.14)$$

L'identification de  $c$ , elle, peut s'effectuer en combinant l'expression polynomiale de  $x$  et les lois de déformations fournies précédemment :

$$\frac{d^2x}{dz^2} = \begin{cases} 2c - \frac{F}{EI}z \\ \frac{M}{EI} = \frac{F_2}{EI}(L + H - z) \end{cases} \rightarrow c = \frac{F_2}{2EI}(L + H) \quad (3.15)$$

Les languettes étant supposées parfaitement encastées à la cuve,  $x$  et  $\Theta = \frac{dx}{dz}$  doivent être nuls en  $z = 0$ . Ainsi, on a  $a = b = 0$  dans la partie languette. Finalement, à l'extrémité des languettes en  $z = L$ , on a :

$$\begin{cases} x_1 = \frac{F_2}{2E_{lan}I_{lan}}(L + H)L^2 - \frac{F_2}{6E_{lan}I_{lan}}L^3 = \frac{F_2L^2}{6E_{lan}I_{lan}}(2L + 3H) \\ \Theta_1 = \frac{F_2}{E_{lan}I_{lan}}(L + H)L - \frac{F_2}{2E_{lan}I_{lan}}L^2 = \frac{F_2L}{2E_{lan}I_{lan}}(L + 2H) \end{cases} \quad (3.16)$$

avec :

$$\begin{cases} x(z = L) = x_1 \\ \Theta(z = L) = \Theta_1 \end{cases} \rightarrow \begin{cases} a + bL = x_1 - \frac{F_2}{2EI}(L + H)L^2 + \frac{F_2}{6EI}L^3 \\ b = \Theta_1 - \frac{F_2}{EI}(L + H)L + \frac{F_2}{2EI}L^2 \end{cases} \quad (3.17)$$

Reste à isoler  $a$  et  $b$  dans l'équation ci-dessus pour en déterminer les expressions dans tout le domaine :

$$\begin{cases} a = -\frac{F_2}{2}L^2\left(\frac{L}{3} + H\right)\left(\frac{1}{E_{lan}I_{lan}} - \frac{1}{EI}\right) \\ b = \frac{F_2}{2}L(L + 2H)\left(\frac{1}{E_{lan}I_{lan}} - \frac{1}{EI}\right) \end{cases} \quad (3.18)$$

On vérifie bien que l'expression ci-dessus nous fournit des valeurs de  $a$  et  $b$  nulles dans les languettes ( $E$  et  $I$  valent alors  $E_{lan}$  et  $I_{lan}$ ).

Finalement, on a pour expression générique du déplacement  $x$  à hauteur  $z$  donnée dans la structure :

$$x(z) = \frac{F_2}{2} \left[ -L^2 \left( \frac{L}{3} + H \right) \left( \frac{1}{E_{lan} I_{lan}} - \frac{1}{EI} \right) + L(L + 2H) \left( \frac{1}{E_{lan} I_{lan}} - \frac{1}{EI} \right) z + \frac{L + H}{EI} z^2 - \frac{1}{3EI} z^3 \right] \quad (3.19)$$

En particulier, à l'extrémité du panier en  $z = L + H$ , on a :

$$x_2 = x(z = L + H) = \frac{F_2}{3E} \left[ \frac{(L + H)^3}{I_{lan}} + H^3 \left( \frac{1}{I_{cyl}} - \frac{1}{I_{lan}} \right) \right] \quad (3.20)$$

On calcule le rapport des flèches  $x_2$  obtenues dans le cas d'un cylindre idéal infiniment rigide ( $I_{cyl}$  tend alors vers l'infini), et dans le cas de notre cylindre réel d'épaisseur 4 mm. On utilise les propriétés fournies dans le tableau 3.1, et pour moment d'inertie du panier dans le cas réel, la formule du moment d'inertie d'un cylindre creux [39] :

$$I_{cyl} = J_G = \frac{m_{cyl}}{12} \left( 3 \left( R_{int}^2 + (R_{int} - ep_{panier})^2 \right) + H^2 \right). \quad (3.21)$$

On obtient alors un rapport de flèches de 0.997, et donc un rapport de rigidités globales de structure de 1.003, soit un écart entre cylindre idéal de rigidité infinie et cylindre réel d'épaisseur 4 mm de seulement 0.3 %. Finalement, le critère seuil de 10 % d'écart maximal de raideur globale est largement respecté. L'épaisseur de 4 mm sélectionnée permet bien de considérer le panier interne comme un corps rigide, et d'assurer que toute la flexibilité du système est bien portée par les languettes.

On notera que le raisonnement ci-dessus peut également être conduit avec une approche énergétique, en utilisant le théorème de Castigliano [45].

Il est par ailleurs nécessaire d'identifier la fréquence propre du premier mode de coque du panier, afin de s'assurer que celle-ci soit bien supérieure à la gamme de fréquences de balancement de panier qui nous intéresse (autour de 10 Hz). En appliquant les formules génériques de première fréquence propre de coque d'un cylindre de longueur finie [39], on obtient avec les dimensions du panier interne telles que définies dans le tableau 3.1 une première fréquence propre de coque pour le panier de 840 Hz. Cette fréquence étant bien supérieure à notre gamme d'étude, on peut considérer que le panier se comporte bien comme un corps rigide également du point de vue coque.

On notera que ces calculs sont plus pénalisants que pour la géométrie réelle puisqu'ils ne concernent que la partie cylindrique du panier sans les brides pleines qui lui servent de couvercles à chacune de ses extrémités. Le panier est donc en réalité plus rigide que les géométries simplifiées considérées.

### 3.2.6 Dimensionnement du joint labyrinthe

Afin de s'assurer que l'écoulement entrant privilégie la trajectoire suivant l'espace annulaire puis le retournement en fond de cuve, et non une trajectoire directe ascendante vers l'évacuation de la maquette, il a été décidé en section 3.1.6 que l'utilisation d'un joint labyrinthe à jeu rallongé serait une piste judicieuse. On s'intéresse plus en détail dans cette partie au dimensionnement de ce joint. On signale que cette section est très spécifique à la conception initiale traitée dans ce chapitre, et ne sera pas réutilisée dans la conception finale en chapitre suivant.

Pour s'assurer que le joint remplisse sa fonction directrice sur l'écoulement, il faut vérifier que celui-ci génère une perte de charge  $\Delta P_{joint}$  supérieure à la perte de charge cumulée  $\Delta P$  du chemin {espace annulaire / retournement en fond de cuve / passage par le fond du panier}. Il s'agit plus précisément de dimensionner le joint de manière à ce que le débit de fuite soit négligeable par rapport au débit total d'écoulement entrant dans la cuve. Pour cela, des calculs ont été menés à partir des formules de perte de charge propres à un tel joint fournies dans le référentiel de pertes de charge d'Idel'cik [74].

En égalisant cette perte de charge totale  $\Delta P$  et la perte de charge  $\Delta P_{joint}$  rencontrée par l'écoulement de fuite qui prendrait une direction ascendante par le joint, on peut, grâce aux formules données dans le manuel, remonter à la vitesse de fuite dans le joint.

D'après le manuel, la perte de charge  $\Delta P_{joint}$  occasionnée par un joint de telle géométrie vérifie :

$$\frac{\Delta P_{joint}}{\frac{\rho W_0^2}{2}} = 1 + \zeta' + z (a_1 + \zeta' b_1 + \zeta_f) \quad (3.22)$$

avec :

- $z$  le nombre de chambres du joint ;
- $W_0$  la vitesse de fuite dans le jeu (interstice entre le cylindre interne et la tranche des parois) ;
- $\zeta'$  un coefficient de perte de charge qu'on peut estimer à environ 0.5 ;
- $\zeta_f = \frac{\lambda l}{z D_H}$ ,  $\lambda = \frac{64}{Re_{jeu}}$  pour  $Re < 2000$  et  $\lambda = \frac{0.3164}{Re_{jeu}^{0.25}}$  pour  $Re > 4000$ ,  $l$  la longueur cumulée du jeu et  $D_H$  le diamètre hydraulique du jeu ;
- $a_1$  et  $b_1$  sont fonctions de  $\frac{S}{\delta_0}$  avec  $S$  la longueur de chaque chambre et  $\delta_0$  la largeur du jeu.

Finalement, on peut trouver une relation entre la vitesse de fuite dans le joint et les dimensions du problème, en égalisant la perte de charge du joint  $\Delta P_{joint}$  et la perte de charge cumulée  $\Delta P$  du chemin descendant :

$$W_0^2 = \frac{2\Delta P}{\rho \left( 1.5 + z (a_1 + 0.5b_1) + \frac{l}{4\delta_0} \left( \frac{0.3166}{\left( \frac{2\rho W_0 \delta_0}{\mu} \right)^{0.25}} + \frac{64}{\frac{2\rho W_0 \delta_0}{\mu}} \right) \right)} \quad (3.23)$$

On peut donc appliquer cette relation à différents jeux de paramètres de joint choisis pour déduire la vitesse de fuite correspondante.

On obtient en particulier avec :

- $z = 5$
- $l = S = 5$  mm la longueur des jeux et la longueur des chambres compatibles avec l'espacement entre le haut du panier et le haut des admissions ;
- $\delta_0 = 0.5$  mm, jeu minimal réalisable expérimentalement, limité par la précision du réglage de la maquette ;
- $\Delta P = 0.18$  bars, trouvé en section 3.2.4 ;

une vitesse de fuite  $W_0 = 3.3$  m/s environ, soit un débit de fuite 1.37 L/s dans la configuration de maquette choisie, c'est-à-dire un rapport entre débit total dans la maquette et débit de fuite de 30 environ, ce qu'on considère acceptable pour l'expérience. On sélectionne donc ces dimensions pour le joint labyrinthe dans la maquette.

### 3.3 Dessins

Le dimensionnement des pièces majeures de la maquette terminé, les plans et la CAO peuvent être élaborés (voir figure 3.8).

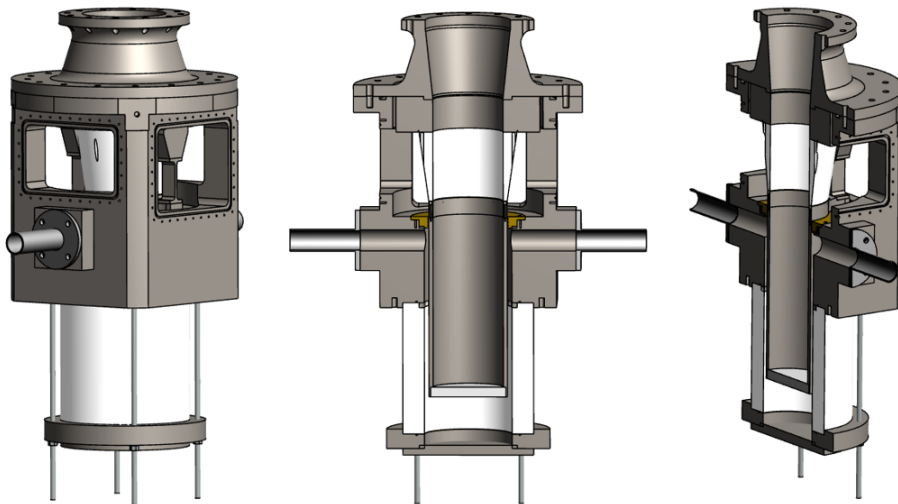


FIGURE 3.8 – CAO du banc d'essai analytique modélisant les interactions fluide-structure dans la cuve aux fréquences d'intérêt. Gauche : vue entière. Milieu : coupe verticale dans le plan des admissions. Droite : coupe verticale de biais.

On reconnaît sur ces dessins les deux branches d'admissions des deux côtés de la structure, les deux cylindres concentriques en partie inférieure, la boîte de réglage avec ses trappes en PMMA dans la partie supérieure et le guide flux en PMMA en son centre. Les languettes sont fixées de



part et d'autre du haut du panier interne par des oreilles. Le joint labyrinthe de couleur jaune est situé sur la partie haute du panier interne. Un divergent de sortie (ouverture de 7° optimale pour limiter les perturbations de l'écoulement) a été ajouté dans le prolongement de la boîte de réglage pour relier le diamètre de sortie de la maquette au diamètre des tuyaux du CEA.

Une CAO d'insertion de la maquette dans l'environnement du CEA (présentée sur la photo en figure 3.2) a également été réalisée par le bureau d'étude du CEA (figure 3.9).

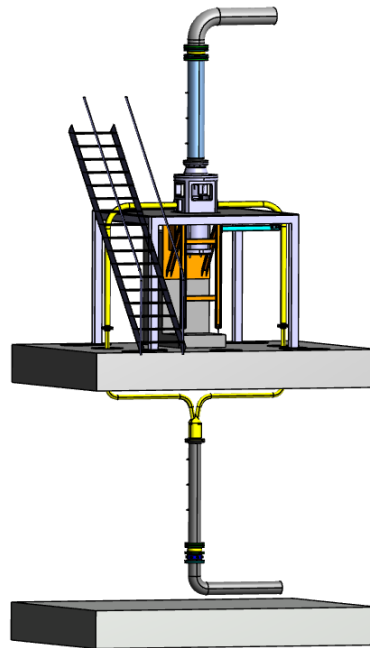


FIGURE 3.9 – CAO d'insertion du banc d'essai dans l'environnement du CEA

On identifie sur cette CAO la structure qui entoure la maquette au rez-de-chaussée, ainsi que deux grandes branches d'admission (en jaune), qui permettent de relier la boucle Gascogne aux deux admissions latérales de la maquette à l'aide d'une bifurcation en Y située au sous-sol en amont de la maquette. La maquette est fixée sur un bloc de béton déjà présent au CEA, par l'intermédiaire d'un support en acier (représenté en orange) conçu par le bureau d'étude du CEA.

### 3.4 Premières cotations et issue de la conception

A l'issue de cette première conception des premières demandes de devis ont pu être réalisées environ 8 mois après le début de la thèse. La complexité de la maquette et le besoin de précision dans l'usinage se sont traduits par des contraintes importantes en matière de fabrication. Pour exemple, le faible espacement entre l'embranchement des admissions, le haut du panier et la boîte de réglage nécessite une fabrication de la partie supérieure de la maquette dans une pièce

monobloc, et non par soudage de plusieurs pièces simples.

Les premiers chiffrages obtenus ont permis d'estimer le coût de l'intégralité de la maquette à plus de 100 k€ (hors systèmes de mesure).

9 mois après le début de la thèse, suite à ces premières cotations, la réalisation de cette maquette et les coûts et délais associés ont été jugés trop ambitieux pour le cadre d'une thèse.

Il a alors été décidé que cette première maquette, représentant analytiquement l'intégralité des phénomènes d'interaction fluide-structure référencés comme pouvant avoir un lien avec les problèmes de vibrations de circuit primaires posés, prendrait finalement l'envergure de banc d'essai du département d'EDF accueillant la thèse. Cette première conception marque donc un premier chapitre de la thèse. S'en est suivi la recherche d'une solution alternative pour la suite de la thèse, qui a débouché sur la conception d'une maquette différente avec un cahier des charges allégé. Cette conception fait l'objet du chapitre 4. L'alternative à considérer pour la suite de la thèse doit respecter une fourchette maximale de coût d'environ 50 k€ (hors systèmes de mesure). Elle doit permettre, par une conception modulable, de revenir à la conception initiale à l'issue de la thèse pour des études des IFS d'intérêt dans la cuve incluant le retournement en plenum inférieur.

# 4

## Conception et fabrication du cas test de référence final : gros plan sur la convection annulaire de la turbulence

---

*Ce chapitre décrit une étape clef du travail de thèse : la finalisation d'un nouveau cas de référence répondant au besoin, incluant les plans et la réalisation du banc d'essai ainsi que la mise en place des simulations CFD. Des essais préliminaires incluant l'analyse modale de la maquette sont également présentés.*

L'alternative identifiée pour la suite de la thèse en matière d'études expérimentales s'est très vite dirigée vers une simplification de la maquette. Ce chapitre détaille les modifications du cahier des charges sélectionnées ainsi que les vérifications que celles-ci nécessitent dans le dimensionnement. Les dispositifs de mesure équipant la maquette ainsi que les dessins et plans de cette nouvelle conception sont présentés, avant de laisser place à la fabrication et à des premiers essais d'appropriation de la maquette à sa réception, impliquant notamment une analyse modale à sec et en eau stagnante. La mise en place des simulations CFD menée en parallèle de la conception et la fabrication de la maquette est également présentée.

### 4.1 Allègement du cahier des charges

Pour simplifier la maquette, pas d'autre choix que d'en alléger le cahier des charges. La complexité de la conception précédente s'est avérée être liée en particulier à la représentation du retournement en plenum inférieur. C'est en effet parce que le fluide passe à la fois à l'extérieur et à l'intérieur du cylindre interne, tout en ne devant pas gêner son mouvement, qu'une grande précision était nécessaire en haut de la cuve, avec une boîte de réglage et un joint dans un espace très réduit.

Le retournement en plenum inférieur est aujourd'hui implémenté dans le modèle numérique global de circuit primaire de la R&D d'EDF comme une simple géométrie du circuit, mais aucune source d'excitation particulière liée à ce retournement n'est introduite, au contraire de la convection de la turbulence dans l'espace annulaire, qui induit une excitation de la structure

à part entière, bien plus qu'une simple trajectoire d'écoulement, et dont la loi nécessite une validation.

On choisit donc pour la suite de se concentrer sur la conception d'une maquette ne représentant, parmi les deux sources d'interactions fluide-structure identifiées au chapitre 2, que les jets impactants suivis de la convection de la turbulence dans l'espace annulaire. On renonce à l'étude du retournement en plenum inférieur dans le cadre de la thèse, et celui ne sera intégré à la maquette qu'à l'issue de la thèse, dans une version future de la maquette.

Le cahier des charges reste finalement très similaire à celui de la maquette précédente pour ce qui est du mouvement du panier interne et des composants principaux de la maquette. L'évacuation au CEA se situant au-dessus de la zone d'insertion de la maquette, et le retournement en plenum inférieur ayant disparu, on choisit cette fois de retourner la géométrie globale de la maquette et de disposer les admissions en partie basse (figure 4.1). L'écoulement entre donc désormais par le bas de la maquette, circule le long de l'espace annulaire de manière ascendante, puis est évacué directement en extrémité de panier interne par un convergent de sortie. Le panier interne est toujours un corps rigide fixé à la cuve par deux languettes, qui se retrouvent donc en dessous du cylindre. Elles servent à la fois de support et d'élément flexible dans la représentation du mouvement du panier.

Cette fois, plus besoin de faire passer l'écoulement au beau milieu de la zone de fixation du panier : les languettes sont directement fixées à un bouchon amovible en bas de maquette. Le panier interne est cette fois rendu étanche : l'eau n'y circule plus, offrant la possibilité d'alléger le panier en le remplissant d'air, et de le fermer pour éviter toute recirculation d'eau en son sein qui pourrait perturber son mouvement. La zone située entre le bas du panier interne et le bouchon amovible constitue une zone d'eau morte dans laquelle on suppose que les recirculations éventuelles ont une influence négligeable sur le mouvement du panier. Cette hypothèse est vérifiée à l'occasion de simulations fluide en CFD, présentées en section 4.7.

Gros changement : plus besoin ici de boîte de réglage ni de joint labyrinthe, puisque l'écoulement n'aura cette fois pas d'autre choix que de se diriger dans l'espace annulaire ! C'est dans cette modification du cahier des charge que réside la simplification de l'usinage, et donc la réduction drastique des coûts et délais associés.

## **4.2 Comportement dynamique des languettes**

### **4.2.1 Dimensionnement**

Le passage de la première configuration décrite en chapitre 3 à cette nouvelle configuration engendre quelques différences à prendre en compte dans le dimensionnement des languettes.

Premièrement, celles-ci ne se retrouvent plus au-dessus du panier interne mais en dessous. Le poids du panier interne est alors exercé comme force de compression sur les languettes, et non

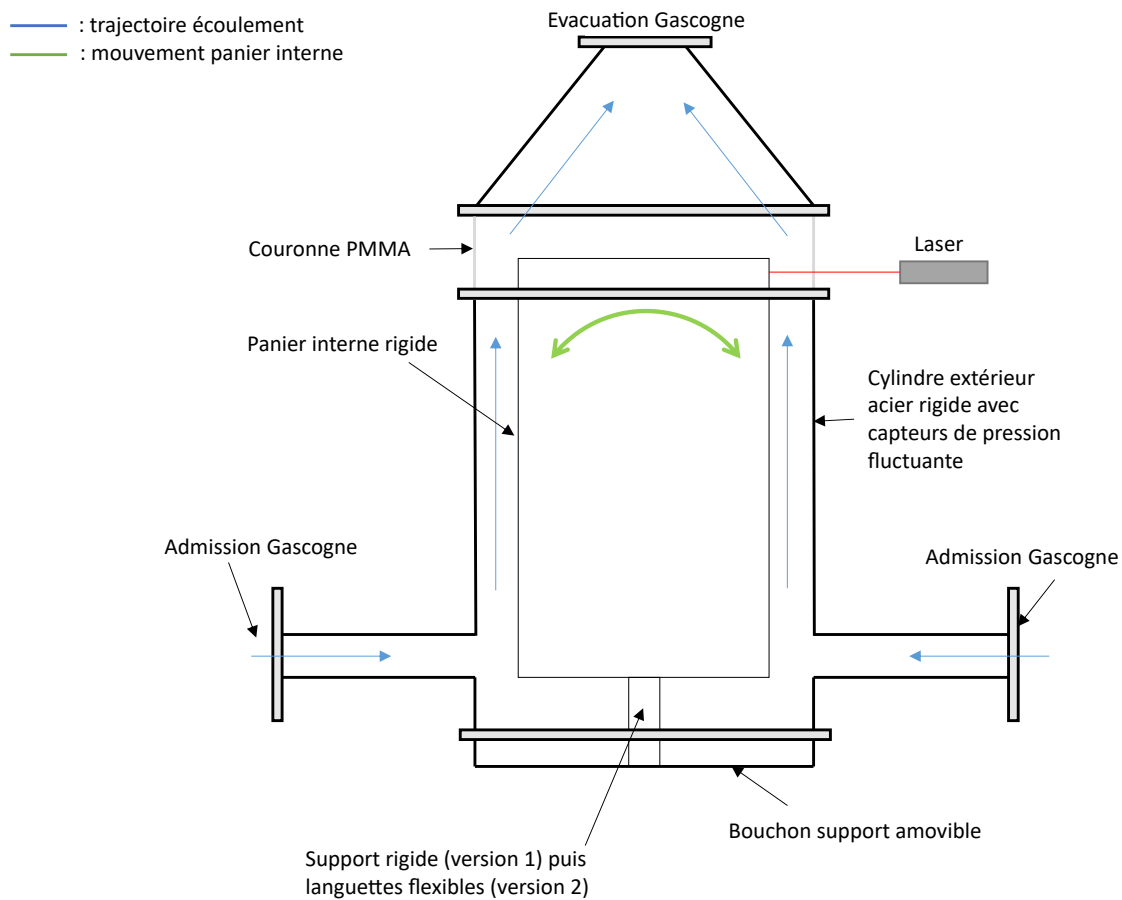


FIGURE 4.1 – Schéma de principe de la maquette après adaptation du cahier des charges.

plus en traction. Une seconde force verticale, qui n'était pas présente dans la première conception, s'ajoute au panier : la poussée d'Archimède due au fait que le panier contient cette fois de l'air. Cette première différence n'implique cependant aucune modification notable du comportement dynamique des languettes, le poids et la poussée d'Archimède s'exerçant verticalement, tandis que les languettes n'oscillent quasiment que dans la direction horizontale du fait de leurs faibles amplitudes vibratoires. Ceci est vrai à condition que les languettes ne flambent pas, hypothèse qui sera vérifiée au paragraphe suivant.

La deuxième différence avec la première configuration est la configuration du panier interne et son effet possible sur la masse du cylindre  $m_{cyl}$  et son moment d'inertie  $J_G$  à prendre en compte dans l'étude dynamique des languettes. En effet, le cylindre n'étant cette fois plus rempli d'eau, mais d'air, la masse totale à prendre en compte ne comprend plus les 27 kg d'eau contenus dans le panier. En revanche, le fait que le cylindre soit désormais fermé à chacune de ses extrémités par des brides pleines engendre un nouvel apport de masse à considérer dans la masse totale  $m_{cyl}$ , qui passe à 30 kg environ. L'ajout de ces brides pleines modifie également le moment d'inertie  $J_G$  à prendre en compte au centre d'inertie du cylindre. Une meilleure prise en compte de la géométrie réelle du panier avec ses couvercles inférieur et supérieur est effectuée

par remplacement de la formule de moment d'inertie d'un cylindre creux par une différence de moments d'inertie de deux cylindres pleins :

$$J_G = \frac{\rho\pi R_{int}^2 H}{12} (3R_{int}^2 + H^2) - \frac{\rho\pi (R_{int} - e_{ppanier})^2 (H - h_{couvercles})}{12} (3(R_{int} - e_{ppanier})^2 + (H - h_{couvercles})^2)$$

[39],

avec  $e_{ppanier} = 0.004 \text{ m}$  l'épaisseur du panier interne, et  $h_{couvercles} = 0.039 \text{ m}$  l'épaisseur cumulée des couvercles supérieur et inférieur du panier. On vérifie cependant que ces faibles changements de masse et de moment d'inertie engendrent peu d'écart dans le comportement du panier interne. La première fréquence propre reste bien aux alentours de 10 Hz, et l'amplitude vibratoire prédite dans la plage de  $50 \mu\text{m}$  à  $500 \mu\text{m}$  visée avec les mêmes dimensions de languettes que celles spécifiées dans le tableau 3.1.

Il doit être souligné que le modèle considéré pour ces calculs analytiques n'est pas parfaitement représentatif. En effet pour rappel, le modèle est constitué de deux languettes parfaitement parallélépipédiques et d'un cylindre aux dimensions renseignées dans le tableau 3.1. Cette configuration n'est cependant pas réaliste, puisque les languettes, pour des raisons de manutentions de la maquette, ne sont finalement pas de simples plaques directement encastrées à la cuve à une extrémité et au cylindre interne de l'autre. Celles-ci sont en réalité vissées à leur deux extrémités, ce qui nécessite de leur donner une forme en I, avec deux supports à chaque extrémité dans lesquels sont insérées les vis. L'âme conserve les dimensions des plaques considérées dans le calcul analytique, mais l'épaisseur de 15 mm du support situé entre les languettes et le cylindre interne est à ajouter à la longueur des plaques des languettes et du cylindre pour évaluer l'amplitude vibratoire finale en extrémité supérieure de panier interne. La première fréquence propre ainsi que l'amplitude vibratoire obtenues se voient très peu modifiées par ces détails de modélisation. On conserve donc le même jeu de dimensions pour les languettes que celui défini lors de la conception initiale.

#### 4.2.2 Vérification du non flambement des languettes

Les languettes sont dimensionnées de manière à obtenir un comportement vibratoire du panier proche de nos attentes au premier ordre (entre  $50 \text{ et } 500 \mu\text{m}$  à environ 10 Hz). Mais il faut garder en tête que, en plus de leur rôle dans le mouvement du panier, les languettes ont également une fonction de maintien et de support du panier. Les languettes se situant désormais sous le panier, il est donc nécessaire de s'assurer que celles-ci ne risquent pas de flamber sous l'effet de son poids.

Pour cela, il suffit de comparer le chargement auquel les languettes sont soumises à leur force critique de flambage donnée par la formule d'Euler :

$$F_{flambage} = \frac{\pi^2 EI_{languettes}}{4L^2} \quad (4.1)$$

On déduit alors une force critique de flambage pour les languettes  $F_{flambage} = 5.3 \times 10^6 \text{ N}$ , ce qui est largement supérieur au chargement dû au poids du panier  $P = 127 \text{ N}$  (sans compter

la poussée d'Archimède qui agira contre le poids du panier une fois la maquette remplie d'eau). On est donc assurés que les languettes ne risqueront aucun flambage sous l'effet du poids du panier.

## 4.3 Dispositifs de mesure

Les mesures envisagées dans cette maquette sont exactement les mêmes que celles évoquées en section 3.1.5 pour la maquette précédente. Les différents systèmes de mesure utilisés sont présentés dans les sections suivantes, et leurs caractéristiques techniques sont résumées en annexe B.

### 4.3.1 Capteurs laser de déplacement

Cette maquette visant à étudier les interactions fluide-structure dans la cuve d'un REP, il est nécessaire de pouvoir analyser la réponse vibratoire de la structure sous chargement turbulent. Pour cela, nous utiliserons des capteurs de déplacement laser que nous placerons à l'extérieur de la maquette, dont les faisceaux traverseront la couronne en PMMA située sur le cylindre externe, pour viser la cible (plane) située sur la surface opaque du panier interne.

Le modèle qui a été sélectionné pour ces capteurs de déplacement laser sont des modèles de la marque Keyence couramment utilisés au CEA, avec une distance de fonctionnement de 150 mm +/- 40 mm qui nous offrent une précision suffisante tout en étant placés à l'extérieur de la maquette (ref. : LK-H150). La technologie utilisée est une mesure par triangulation, c'est-à-dire par calcul angulaire. L'émetteur projette un point laser sur la surface de la cible. La lumière réfléchie depuis ce point atteint un élément récepteur avec un certain angle. La distance par rapport à l'objet de mesure est calculée dans le capteur à partir de la position du point lumineux sur l'élément récepteur et à partir de la distance séparant l'émetteur du récepteur. Ceci induit un écart angulaire entre le rayon émis et le rayon capté.

Nous nous sommes procuré 2 têtes de capteurs pour pouvoir observer le mouvement du panier dans les deux directions horizontales (bien que celui-ci soit censé se déplacer uniquement dans le plan choisi, pour vérification). Ces têtes de capteurs sont reliées à un contrôleur de même marque (ref. : LK-G5001PV) par deux câbles de 5 m (ref. : CB-A5). Le contrôleur fonctionne avec un logiciel Keyence propre (ref. : LK-H2).

La détermination du réglage de la position des capteurs ainsi que la correction à la mesure de déplacement renvoyée par les capteurs laser doivent se faire en prenant en compte la modification de l'indice optique entre l'air, l'eau et le PMMA, qui induit une réfraction du rayon réfléchi. L'utilisation des lois de Descartes pour effectuer ces calculs est présentée sur le schéma en figure 4.2. Les indices optiques de l'air, de l'eau et du PMMA sont respectivement notés  $n_{AIR}$ ,  $n_{EAU}$  et  $n_{PMMA}$ . Ce schéma permet de remonter au déplacement réel  $X$  du panier à partir d'une mesure  $X_M$  fournie par les lasers à travers l'eau et la couronne de PMMA. On obtient également la

nouvelle distance focale de référence notée  $Ref\_distance$  des capteurs laser (à utiliser pour leur positionnement) par prise en compte du décalage  $L$  généré par l'interface entre le PMMA et l'air et du décalage  $L'$  généré par l'interface entre l'eau et le PMMA. Ce calcul mène à un coefficient correctif  $X/X_M$  à appliquer à la mesure laser de 1.36, et une distance focale de référence  $Ref\_distance$  de 172 mm environ.

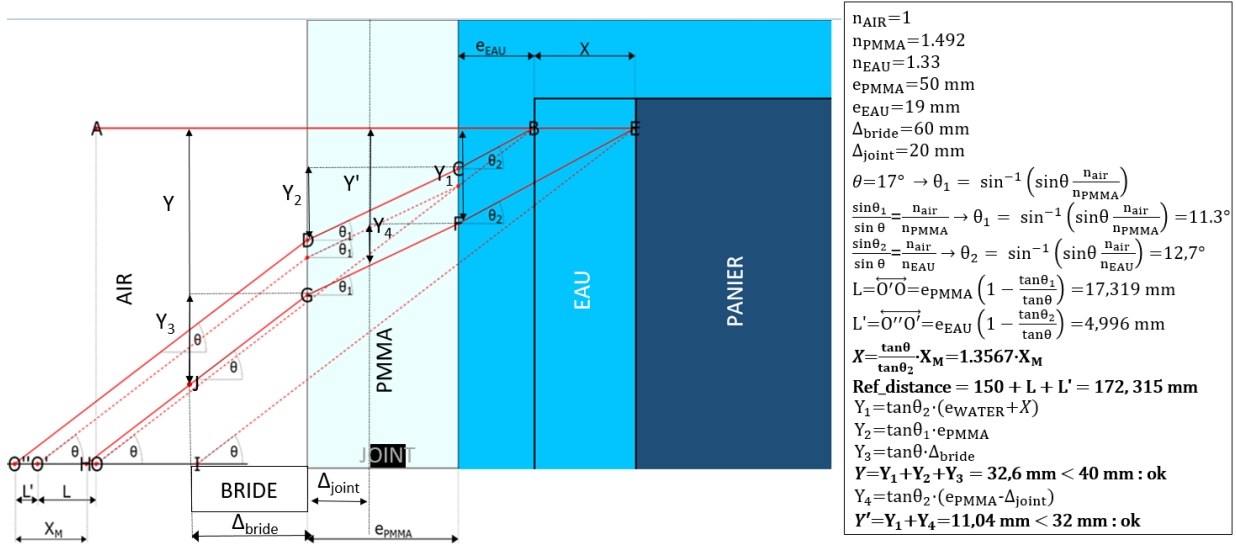


FIGURE 4.2 – Schéma du calcul du coefficient correctif à appliquer aux mesures laser, de la distance focale dans la maquette et de la compatibilité des dimensions de la couronne PMMA avec les mesures laser.

### 4.3.2 Capteurs de pression fluctuante

La deuxième composante majeure dans l'étude des interactions fluide-structure dans la maquette est l'analyse du chargement turbulent. Pour ce faire, des capteurs de pression fluctuante sont disposés sur le cylindre externe (praticité d'installation, d'accès pour modifier les emplacements si besoin ou pour les branchements, etc). On suppose que le chargement turbulent sur la surface externe est statistiquement représentatif de celui sur la surface interne. Cette hypothèse peut être vérifiée, notamment près des jets d'admission, via des simulations numériques CFD. Par ailleurs, les évolutions futures de la maquette à l'issue de la thèse pourront également comprendre une instrumentation en surface interne pour vérifier cette hypothèse. Les capteurs sont vissés dans des taraudages prévus à cet effet dans la partie en inox de la cuve (risque de fissuration si perçage dans le PMMA) par le biais d'embases qui resteront fixes sur la cuve tout au long des essais. La couronne de PMMA est donc réduite à une longueur très faible, juste assez pour permettre le passage des faisceaux laser pour les mesures de déplacement du panier, pour pouvoir placer des capteurs sur une zone la plus étendue possible de la cuve externe. On vérifie pour cela que la hauteur  $Y$  entre rayon émis et rayon réfléchi à l'extrémité externe des brides de la couronne PMMA reste bien inférieure à la hauteur de 40 mm séparant les brides (voir schéma 4.2). On vérifie également que la hauteur  $Y'$  entre rayon émis et rayon réfléchi à



l'extrémité externe des joints de la couronne PMMA reste bien inférieure à la hauteur de 32 mm séparant les joints.

6 capteurs de pression fluctuante sont également placés de part et d'autre de la zone où est placée la maquette (3 en amont, 3 en aval). Ceux-ci ont permis dans un premier temps d'effectuer des mesures de caractérisation de la boucle avant montage de la maquette (voir chapitre 5). Ils permettront ensuite, une fois la maquette montée, de comparer les mesures avec les précédentes et de caractériser l'interaction de la cuve avec le reste du circuit.

On dispose pour ces différentes mesures de 32 capteurs de pression fluctuante, à disposer sur 94 positions possibles sur la cuve. Comme pour les capteurs de mouvement laser, nous avons choisi un modèle utilisé par le CEA, de la marque PCB Piezotronics (ref. : S113B28). Des bouchons (capteurs factices) qui viendront remplacer les capteurs sur les 62 positions non utilisées lors d'une campagne d'essais ont été usinés par l'usineur de la maquette. Les capteurs comme les bouchons, ainsi que les embases, sont montés sur la cuve en configuration affleurante, afin de ne générer aucun obstacle ou aucune disjonction au niveau de la surface de la cuve rencontrés par l'écoulement.

La répartition des capteurs sur le cylindre externe n'est pas évidente à déterminer *a priori*. L'objectif est de les placer assez près les uns des autres pour pouvoir capter des longueurs de corrélation assez faibles, tout en ayant des zones de mesures assez nombreuses et réparties sur la cuve.

La stratégie utilisée la plupart du temps dans la littérature est de disposer plusieurs croix ou rangées de capteurs sur la surface de la cuve [101, 17, 19, 15]. Les rangées longitudinales et transverses comportent plusieurs positions de capteurs (environ 5) de manière à pouvoir capter une plage de longueurs de corrélation assez large en croisant les signaux des capteurs par couples plus ou moins éloignés. Les lois données dans la littérature pour l'évolution des longueurs de corrélation avec la fréquence adimensionnée conduisent à des estimations très variées pour les longueurs de corrélation d'intérêt dans la maquette. Le panier interne ayant une première fréquence propre autour de 10 Hz, on souhaite en particulier analyser le chargement turbulent à cette fréquence pour étudier le couplage fluide-structure. Or, pour une fréquence de 10 Hz en appliquant les lois 2.35 correspondant au fit de Chen et Wambsganss [50] sur les données de Bakewell [28] et de Willmarth et Wooldridge [133], on obtient des longueurs de corrélation longitudinales et transversales de 33 et 6 cm, là où la loi constante de Au-Yang [16] fournit des longueurs de corrélation de 7.2 mm. Des simulations numériques préalables à l'usage en CFD ont par ailleurs été menées afin d'évaluer les gammes de longueurs de corrélation longitudinales auxquelles s'attendre (voir section 4.7). Des valeurs assez disparates de longueurs de corrélation sont déterminées à l'issue de ses simulations (de 10 à 300 mm environ à la paroi en fonction de l'emplacement sur la cuve, voir section 6.2.3). La plage de longueurs de corrélation évaluée est donc très large. On peut considérer que la loi constante fournie par Au-Yang n'est pas pertinente pour cette gamme de fréquence, qui correspond à un nombre de Strouhal de 0.03 environ, et qui est donc située bien à gauche du graphique proposé par Au-Yang (figure 2.8), zone non prise

en compte dans le fit numérique proposé. Une bonne pratique pour évaluer le plus précisément possible une longueur de corrélation suggérée par retour d'expérience de l'équipe de travail, est d'espacer les capteurs d'environ un quart de la longueur de corrélation. On peut alors considérer qu'un couple de capteurs pour chaque mesure de longueur de corrélation à 10 Hz doit être espacé de 0.25 à 8 cm environ. Comme nous souhaitons évaluer les longueurs de corrélation sur une plage fréquentielle assez large autour de 10 Hz, on choisit de disposer deux capteurs successifs de la manière la plus proche possible en respectant les contraintes d'usinage (soit 5 mm de bord à bord) pour capter les longueurs de corrélation les plus faibles, et de créer des rangées de 5 capteurs successifs pour étaler la plage de mesure jusqu'à des longueurs de corrélation 4 fois plus élevées au sein d'une croix (voir figure 4.3). On obtient alors plusieurs croix (rangées horizontales et verticales pour mesurer les longueurs de corrélation transverses et longitudinales) disposées à des hauteurs et à des positions angulaires différentes. Il est également possible de capter des longueurs de corrélation encore plus grandes entre des croix différentes. Entre les croix sont ajoutés des capteurs isolés de manière à paver de façon homogène la surface de la cuve, et à détecter d'éventuels phénomènes symétriques d'ensemble, qui ne doivent donc pas être interprétés comme propres à la turbulence locale qui nous intéresse (bruits de pompe, géométries accidentées dans la boucle, etc).

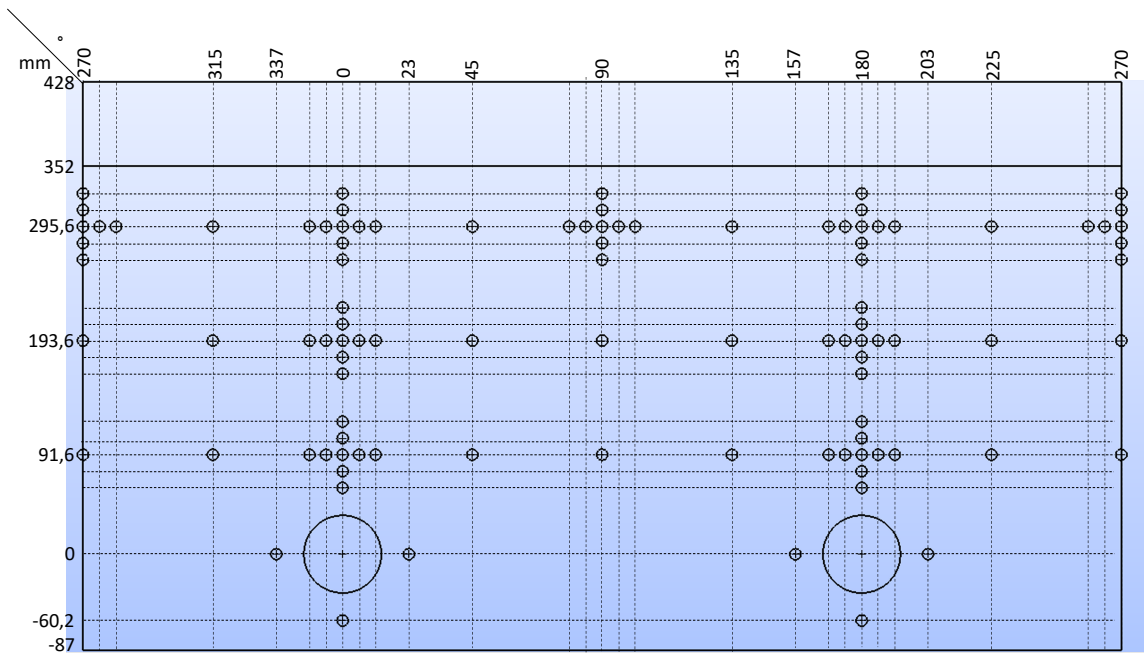


FIGURE 4.3 – Schéma de la répartition des capteurs de pression fluctuante sur la surface externe de la cuve (structure fixe) en vue développée. Les deux gros cercles correspondent à la position des branches d'admission. La côte de -87 mm correspond à l'extrémité basse du panier interne. La côte de 352 mm correspond au passage de la cuve inox à la couronne de PMMA, sur laquelle on ne peut pas disposer de capteurs. Au sein de chaque croix, les capteurs sont espacés de 15.7 mm verticalement, et 12° horizontalement.

### 4.3.3 Dispositif d'acquisition

Pour pouvoir acquérir les données issues des capteurs de pression fluctuante et des capteurs de déplacement laser, deux boîtiers d'acquisition analyseurs / enregistreurs 16 voies ont été commandés chez SAIS (ref. : DT 9857E-16). Un boîtier supplémentaire du même type a été prêté par le CEA pour permettre des campagnes d'essais avec davantage de voies.

Ceux-ci sont reliés à un ordinateur sur lequel est installé le logiciel d'acquisition QuickDAQ correspondant pour enregistrer et exploiter les données expérimentales.

### 4.3.4 Dispositifs de surveillance des essais

En plus des dispositifs de mesures principaux présentés ci-dessus, différents capteurs sont prévus pour la surveillance du bon déroulement des essais, comme des accéléromètres disposés sur la tuyauterie et la maquette, ou encore un capteur différentiel de pression disposé sur chacune des admissions afin de vérifier le bon équilibre des débits dans les branches d'entrée de la maquette.

De même, un débitmètre installé sur la boucle Gascogne permet de connaître en temps réel le débit total circulant dans la maquette. Des capteurs de pression statiques situés à l'admission et au refoulement de la pompe permettent d'évaluer la perte de charge dans la boucle et un thermomètre permet de suivre l'évolution de la température de l'eau qui y circule.

## 4.4 Vérification de la tenue sous pression de la cuve

Bien que la pression statique d'exploitation ne devrait pas accéder 4 bars, la cuve est destinée à composer la maquette qui est réglementairement considérée comme équipement sous pression. On souhaite s'assurer que le dimensionnement de la cuve, avec tous les taraudages servant à venir accueillir les capteurs de pression fluctuante, lui permet de conserver une bonne résistance mécanique à la pression statique appliquée en son sein lors des essais. Pour cela, une étude de tenue statique à la pression a été menée grâce au code interne de mécanique des structures code\_aster (voir figure 4.4). Le maillage utilisé est tétraédrique et quadratique, et les perçages destinés à accueillir les capteurs de pression sont représentés en détail. Le chargement imposé à l'intérieur de la cuve est une pression statique de 1 bar, et mène à une norme maximale de Von Mises sur les contraintes d'environ 7 MPa. Une pression maximale de 4 bars appliquée à la maquette ne mènera donc qu'à une contrainte maximale de 28 MPa environ, ce qui reste très faible devant la contrainte admissible  $f_2$  de 132.30 MPa, calculée selon la méthode du document de référence CODAP2020 [121] à une température ambiante de 20° C :

$$f_2 = \min \left( \frac{R_{p1.0}^t}{1.3}; \frac{R_m^t}{3.25} \right) \quad (4.2)$$

avec  $R_{p1.0}^t$  la limite élastique et  $R_m^t$  la résistance à la traction à température de conception.

La tenue à la pression statique de la cuve est donc bien assurée.

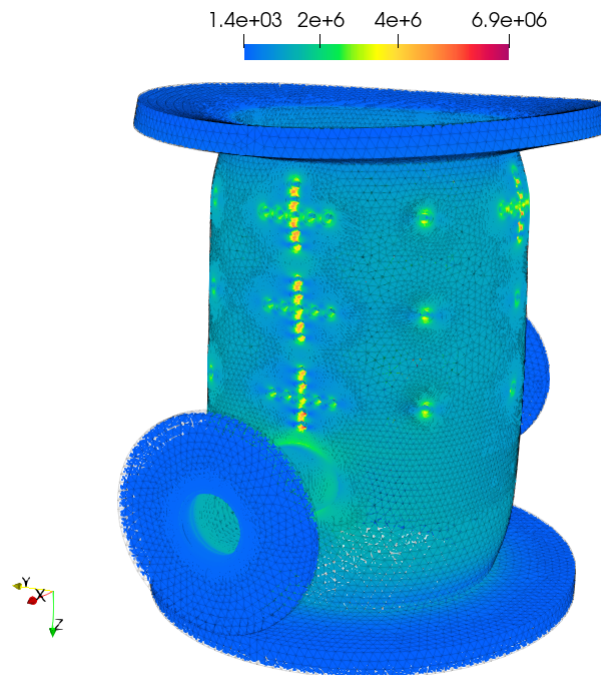


FIGURE 4.4 – Visualisation du champ de contrainte de Von Mises (Pa) dans la cuve issu d’une simulation de chargement en pression statique uniforme de 1 bar.

## 4.5 Dessins et plans

Un dessin de la nouvelle maquette en vue entière et en vue en coupe est fourni en figure 4.5. Comme sur la première conception présentée en chapitre 3, on y retrouve les deux branches d’admission et les deux cylindres concentriques séparés par un mince espace annulaire. La boîte de réglage qui n’a plus d’utilité pour cette nouvelle conception a disparu, de même que le joint labyrinthe qui nécessitait une haute précision d’usinage. Les languettes sont directement fixées sur la bride pleine en partie basse de la maquette. 3 lots de languettes différents ont été usinés : une paire de languettes rigides de 80 mm d’épaisseur permettra dans un premier temps d’effectuer des essais sous écoulement sans réponse de la structure pour caractériser le chargement turbulent, une deuxième paire de 14.5 mm d’épaisseur permettra ensuite au panier interne de répondre au chargement turbulent conformément au dimensionnement réalisé, et une troisième paire de languettes de 10 mm d’épaisseur permettra de jouer le même rôle flexible en modifiant l’amplitude vibratoire et la première fréquence propre du panier interne si besoin. Le remplacement d’un lot de languettes par un autre peut être effectué par descente de la bride inférieure et de tout le contenu interne de la maquette.

L’intégralité des plans de la maquette est rassemblée en annexe C.

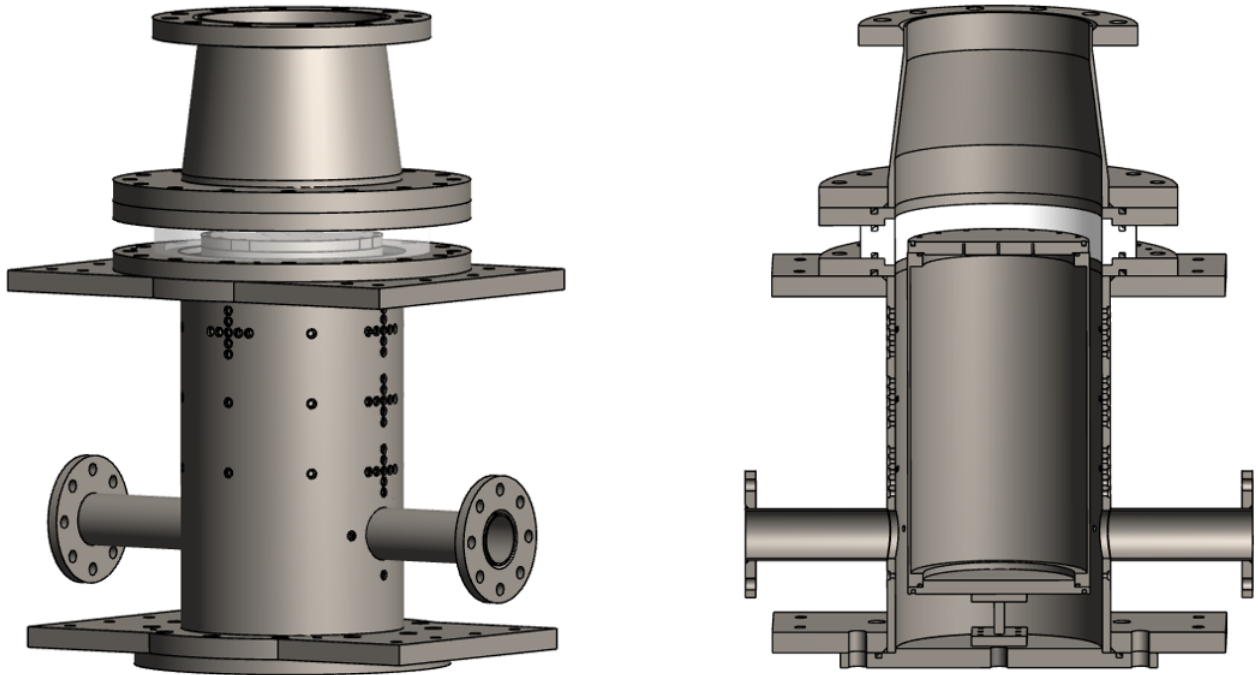


FIGURE 4.5 – Dessin de la nouvelle maquette. Gauche : vue entière. Droite : vue en coupe verticale.

## 4.6 Fabrication de la maquette CORVET

La conception finale de la maquette, largement inspirée de l'initiale, a été terminée en mai 2023. L'usinage de la maquette CORVET (Cuve pour l'Observation de Réponse Vibratoire sous Ecoulement Turbulent) a été effectué par l'entreprise *Mécanique Générale Stockman* située à Mantes-la-Ville. Un premier montage de CORVET a eu lieu directement chez l'usineur, avec reprise de certaines pièces pour permettre le montage et répondre au mieux aux besoins du cahier des charges. Une épreuve hydraulique a également eu lieu chez l'usineur (voir figure 4.6), pour vérifier la tenue sous pression de la structure inox (composants en PMMA non soumis à réglementation), en appliquant une pression consigne de 8 bars (égale à deux fois la pression maximale dans la maquette en fonctionnement lors des essais, du fait de la présence d'une soupape réglée à 4 bars sur la boucle).

On signale que les contraintes liées à l'usinage rencontrées lors de la fabrication de CORVET ont nécessité quelques changements par rapport aux caractéristiques prévues dans le tableau théorique 3.2.1. En particulier, l'épaisseur de 4 mm prévue pour le panier interne aurait engendré des risques de déformation lors de l'usinage du cylindre brut. Pour renforcer le panier interne sans trop en modifier sa masse et en conservant une répartition de masse homogène sur sa hauteur, six traverses longitudinales ont été soudées sur sa surface interne, dans sa circonférence (voir figure 4.7). Ces légers écarts aux plans lors de l'usinage ont finalement conduit à une modification de la masse totale du panier interne  $m_{cyl}$  qui passe à une valeur de 40 kg. L'ajout de ces traverses

est pris en compte par modification de l'épaisseur du panier  $ep_{panier}$  de 0.004 à 0.0077 m avec un raisonnement par équivalence massique.

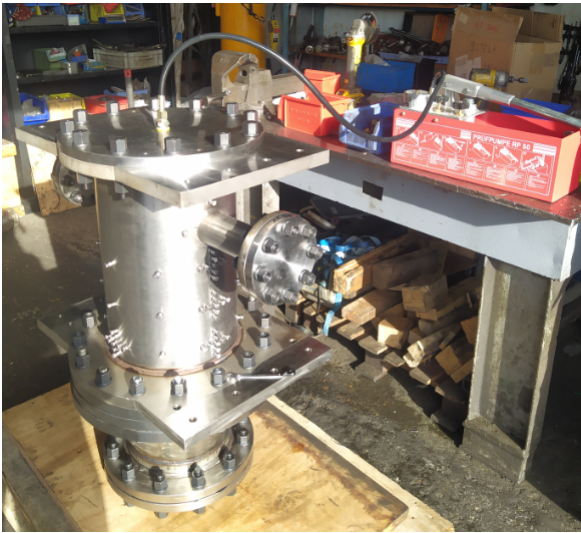


FIGURE 4.6 – Photo de l'épreuve hydraulique réalisée sur CORVET.

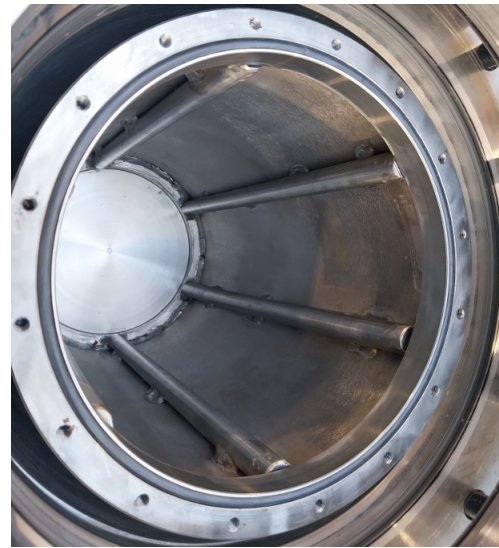


FIGURE 4.7 – Photo des traverses pour renforcer le panier interne.

Le diamètre intérieur de la cuve externe, quant à lui, s'est vu également légèrement varier par rapport au dimensionnement initial. Les délais d'approvisionnement pour ce genre de pièces et dans de telles dimensions étant élevés, nous avons utilisé une pièce déjà en stock chez le fournisseur, de dimensions quasiment égales à celles définies lors du dimensionnement, et saisi cette opportunité de s'affranchir de délais supplémentaires. En prenant en compte le besoin de resurfacer l'intérieur de la pièce, l'usineur n'a pu atteindre qu'un diamètre interne minimal de 302 mm, contre 300 mm pour la valeur initiale. Le diamètre externe du panier interne ayant bien été usiné à la valeur consigne de 264 mm, l'épaisseur annulaire entre le panier et la cuve est donc finalement augmentée de 1 mm, passant de 18 à 19 mm.

Les calculs analytiques d'évaluation de l'amplitude vibratoire du panier interne pour les dimensions de languettes préalablement sélectionnées ne subissent qu'une faible modification par prise en compte de ces légères évolutions (voir tableau 4.1).

Longueur languettes (mm)	Epaisseur languettes (mm)	Largeur cumulée languettes (mm)	Première fréquence propre panier à sec (Hz)	Première fréquence propre panier en eau (Hz)	RMS amplitude vibratoire en bas de panier calculée ( $\mu\text{m}$ )
50	80	100	296	126	0.30
50	14.5	100	22.9	9.7	83
50	10	100	13.1	5.6	316

TABLE 4.1 – Amplitudes vibratoires RMS et première fréquence propre de panier interne pour les dimensions de languettes choisies avec prise en compte des aléas de fabrication.

On rappelle en particulier les matrices de masse et de raideur finalement obtenues avec les languettes désignées de 14.5 mm d'épaisseur (toutes les masses sont en kg et les raideurs en N/m) :

$$\left\{ \begin{array}{l} \mathbf{K} = \begin{pmatrix} 5.1e + 08 & -2.6e + 08 \\ -2.6e + 08 & 1.7e + 08 \end{pmatrix} N/m \\ \mathbf{M}_{\text{sec}} = \begin{pmatrix} 40 & 212 \\ 212 & 1844 \end{pmatrix} kg \\ \mathbf{M}_{\text{add}} = \begin{pmatrix} 217 & 1150 \\ 1150 & 8129 \end{pmatrix} kg \\ \mathbf{M} = \begin{pmatrix} 257 & 1362 \\ 1362 & 9972 \end{pmatrix} kg \end{array} \right. \quad (4.3)$$

On notera également les données concernant les vecteurs propres et valeurs propres de  $\mathbf{M}_{\text{sec}}^{-1}\mathbf{K}$  obtenues pour les modes à sec et fréquences propres correspondantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} f_1 = 22.9Hz; \quad \mathbf{X}_1 = \begin{pmatrix} \alpha_{11} \\ \alpha_{21} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0.45 \\ 0.89 \end{pmatrix} m; \quad m_1 = 1643 kg \\ \quad k_1 = 33923991 N/m \\ f_2 = 965Hz; \quad \mathbf{X}_2 = \begin{pmatrix} \alpha_{11} \\ \alpha_{21} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0.99 \\ -0.12 \end{pmatrix} m; \quad m_1 = 15 kg \\ \quad k_1 = 567528917 N/m \end{array} \right. \quad (4.4)$$

Enfin, on relève les données concernant les vecteurs propres et valeurs propres de  $\mathbf{M}^{-1}\mathbf{K}$  obtenues pour les modes mouillés et fréquences propres correspondantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} f_1 = 9.7Hz; \quad \mathbf{X}_1 = \begin{pmatrix} \alpha_{11} \\ \alpha_{21} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0.45 \\ 0.89 \end{pmatrix} m; \quad m_1 = 9065 kg \\ \quad k_1 = 33894428 N/m \\ f_2 = 458Hz; \quad \mathbf{X}_2 = \begin{pmatrix} \alpha_{11} \\ \alpha_{21} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0.99 \\ -0.14 \end{pmatrix} m; \quad m_1 = 70 kg \\ \quad k_1 = 575932666 N/m \end{array} \right. \quad (4.5)$$

Les caractéristiques techniques de la maquette mises à jour à l'issue de sa fabrication sont rassemblées dans le tableau 4.2.

CORVET a finalement été installée courant novembre 2023 au CEA de Saclay et les essais sous écoulement ont eu lieu durant la dernière année de thèse, après un rapide passage par les locaux d'EDF pour des premiers essais d'appropriation de la maquette (analyse modale à sec et en eau stagnante) et de fonctionnement des systèmes d'acquisition (voir plus de détails en section 4.8).

Grandeur	Symbole	Valeur	Unité
Diamètre interne du cylindre externe	$D_{ext}$	302	mm
Diamètre externe du panier interne	$D_{int}$	264	mm
Épaisseur du panier interne équivalente (avec prise en compte des traverses)	$e_{ppanier}$	7.7	mm
Hauteur du panier interne	$H$	515	mm
Masse du panier interne	$m_{cyl}$	40	kg
Épaisseur annulaire	$e$	19	mm
Longueur languettes	$L$	50	mm
Épaisseur languettes	$ep$	50 / 14.5 / 10	mm
Largeur de chaque languette	$l$	50	mm
Module d'Young panier, languettes et cuve	$E$	$2.1 \times 10^{11}$	Pa
Débit nominal total	$Q$	150	$m^3/h$
Reynolds annulaire nominal	$Re$	93731	\
Vitesse annulaire nominale	$V$	2.5	m/s
Distance axe admissions / haut de panier interne	\	87	mm
Diamètre interne admissions	$D_{ads}$	70.3	mm
Nombre d'admissions	\	2	\
Vitesse admissions nominale	$V_{ads}$	5.37	m/s
Reynolds admissions nominal	\	377000	\
Amplitude vibratoire de panier interne nominale visée en configuration flexible	\	entre 50 et 500	$\mu m$
Première fréquence propre de panier interne visée en configuration flexible	\	10	Hz
Masse totale de la maquette à vide / en eau	\	415 / 445	kg

TABLE 4.2 – Caractéristiques principales du banc d'essai à l'issue de la fabrication.

## 4.7 Mise en place des simulations numériques de l'écoulement : CFD (Computational Fluid Dynamics)

Concevoir une maquette nécessite d'appréhender en amont les phénomènes physiques qu'elle représentera et permettra d'étudier. Une fois la conception aboutie et la maquette en fonctionnement, l'analyse et l'interprétation des résultats s'appuient une nouvelle fois sur une connaissance et une compréhension *a priori* des phénomènes d'intérêt. C'est dans cette optique que la modélisation numérique en CFD vient en complément du recensement de l'état de l'art effectué en chapitre 2. L'objectif de cette approche est en effet de mettre au profit de cette thèse la compréhension, l'expertise et le savoir-faire acquis au fur et à mesure des années par la R&D d'EDF et implémentés dans des codes de calculs développés en interne. Cette démarche ne vise en aucun cas à développer de nouvelles méthodes numériques, mais bien à utiliser des méthodes validées, pour ajuster la conception dans un premier temps, puis pour mieux comprendre et compléter les



résultats expérimentaux obtenus. On précise que cette section a été rédigée en collaboration avec Sofiane Benhamadouche, expert du domaine CFD à EDF R&D, et qui a porté la compétence concernant les choix de modélisation pour cette thèse. Ces simulations ont été utilisées comme outils et données d'entrée dans le cadre du travail de thèse, qui a, lui, consisté à apporter un regard critique sur les résultats des simulations (exposés en chapitre 6).

Plusieurs hypothèses de la littérature et présentées en chapitre 2 doivent être vérifiées pour caractériser l'écoulement dans la configuration étudiée, avec une turbulence générée au niveau de jets impactants et convectée dans un espace annulaire. Par exemple, la pertinence de l'hypothèse de turbulence homogène dans les directions longitudinale et circumférentielle et sa représentation par un unique spectre générique dans tout le domaine fluide doit probablement dépendre de la configuration étudiée. Les simulations en CFD fournissent un premier aperçu de l'écoulement dans la maquette et des limites de l'approche simplifiée de Powell. Elles fournissent également des résultats supplémentaires dans d'autres configurations, parfois difficilement voire non réalisables avec une approche expérimentale, qui peuvent aider à mieux décrire le chargement turbulent dans la maquette, comme par exemple un espace annulaire infini idéalisé avec un écoulement pleinement développé et une turbulence homogène. Afin d'appréhender l'écoulement dans la maquette et dans l'objectif d'enrichir la compréhension et les analyses des résultats expérimentaux, des simulations numériques du domaine fluide utilisant la simulation des grandes échelles (LES ou Large Eddy Simulation en anglais) avec modélisation de la paroi (communément appelée "loi de paroi") sont réalisées avec code\_saturne 7.2 (voir <https://www.code-saturne.org>). La simulation des grandes échelles consiste à résoudre les gros tourbillons et à modéliser les plus petits. Elle nécessite des maillages plus fins que ceux qui sont utilisés avec les approches à moyenne statistique (approches RANS ou Reynolds Averaged Navier-Stokes). Les simulations présentées dans la présente thèse ont été réalisées pendant la conception et la fabrication de la maquette, avant l'obtention de tout résultat expérimental.

Le code de calcul est un solveur open-source développé en interne par le département MFEE (Mécanique des Fluides, Energie et Environnement) d'EDF Recherche et Développement et utilise la méthode des volumes finis [13] pour la résolution des équations de Navier-Stokes pour un écoulement incompressible ou faiblement compressible. Plusieurs modèles de turbulence et options numériques sont disponibles. On se contente ici de donner les options utilisées par la LES (Large Eddy Simulation) ou Simulation des Grandes Echelles en français. Le modèle de sous-maille est un modèle de Smagorinsky standard avec une constante de Smagorinsky égale à 0.065 et une correction de Van Driest à la paroi (cette correction devrait être faible quand une loi de paroi est utilisée). La taille du filtre est égale à  $2\Omega^{1/3}$ ,  $\Omega$  étant le volume de la cellule de calcul. Les schémas en temps et en espace sont d'ordre 2. L'approche en temps est centrée à l'aide d'un schéma de Cranck-Nicolson. Le schéma de convection est un schéma centré pour la vitesse et l'opérateur de diffusion est également centré aux faces (schéma à deux points). Enfin, l'algorithme SIMPLEC (Semi-Implicit Method for Pressure Linked Equations – Consistent) est utilisé pour le couplage vitesse-pression. L'option de sous-itérations pour le couplage vitesse-pression par point fixe (algorithme de Picard) n'est pas activée. Cinq et dix itérations maximales sur la

non-orthogonalité sont imposées pour la pression et la vitesse, respectivement. Cette dernière bénéficie également de ces sous-itérations pour rendre le terme de convection implicite (en effet, on résout les équations de transport sur l'incrément de la variable avec un schéma upwind et une diffusion "orthogonale" au premier membre, le schéma de convection souhaité ainsi que la correction des gradients intervient ainsi au second membre). Le calcul des gradients utilise un algorithme de Gauss implicite (reconstruction implicite), les non-orthogonalités étant faibles. La tolérance des solveurs est égale à  $10^{-6}$  et  $10^{-5}$ , pour la pression et la vitesse, respectivement. On rappelle ici que toutes ces options de modélisation ont été déterminées par expérience, et portées par Sofiane Benhamadouche, expert du domaine.

La LES (Large Eddy Simulation) utilisée pour ces simulations a été largement validée sur plusieurs configurations académiques, semi-industrielles et industrielles. Des cas de turbulence isotrope homogène et d'écoulements en canal peuvent être trouvés dans la validation de code\_saturne. La LES résolue en parois a été validée dans plusieurs cas tels que l'écoulement autour d'un cylindre et de cylindres côte à côte [3] ou à travers un diaphragme [33]. La LES modélisée en paroi, quant à elle, a été validée pour plusieurs écoulements ; à travers une grille de mélange équipée d'ailettes [66], à travers des cartes de guidage un guide discontinu [34],... Les maillages sont hexaédrique conformes et ont été réalisés avec SALOME [110, 126]. On présente dans ce chapitre la préparation (géométrie, maillage, mise en données) des calculs CFD qui ont été réalisés pour la présente thèse. Les résultats qui en sont issus sont quant à eux analysés dans le chapitre suivant.

#### 4.7.1 Configuration "espace annulaire infini"

Une étude préliminaire est menée dans l'objectif d'avoir une première idée et un cas de référence de turbulence en écoulement axial idéal en espace annulaire ( $Re \approx 9.4 \times 10^4$ ) considéré comme infini. Cette première configuration est un espace annulaire sans jets impactants et avec conditions de périodicité dans la direction de l'écoulement (gradient de pression imposé). Elle simule un espace annulaire infini avec un écoulement turbulent pleinement développé. Il s'agit du cas d'étude le plus proche des hypothèses idéalisées de turbulence homogène considérées dans l'approche de Powell. Cette configuration d'écoulement turbulent statistiquement stationnaire et résolu à la paroi est également utilisée pour déterminer le niveau de pression turbulente minimal attendu en paroi dans la maquette. On cherche tout d'abord à s'exercer sur cette première configuration dans laquelle l'identification des grandeurs caractéristiques du chargement turbulent (vitesse de convection et longueur de corrélation) est censée être la plus aisée possible. Ce cas idéalisé est difficilement reproductible par des essais, qui s'accompagnent toujours du bruit des équipements (pompe, coudes, admissions ponctuelles, etc) et de contraintes d'encombrement limitant la longueur possible de l'espace annulaire à représenter (il faut en effet plusieurs dizaines de diamètres hydrauliques pour obtenir un écoulement turbulent pleinement développé).

Ce premier objet d'étude, présenté en figure 4.8 consiste en un espace annulaire de longueur égale à  $6D_H$ ,  $D_H$  étant le diamètre hydraulique ( $= 4R_H = 2e$ ) (longueur de domaine minimale

souvent utilisée pour assurer une décorrélation totale entre l'entrée et la sortie [24]). L'écoulement est généré par un gradient de pression explicite à tous les points du calcul, et la turbulence est déclenchée par une perturbation initiale. Le modèle utilise des équations résolues avec un maillage suffisamment fin à la paroi, que ce soit dans la direction normale à cette dernière mais également dans la direction de l'écoulement et la direction azimutale. : cette LES est dite "résolue en paroi". La vitesse débitante moyenne ainsi que les rayons des cylindres sont identiques à ceux de la maquette. Des sondes sont disposées avec un espacement logarithmique à 7 positions longitudinales différentes, sur 8 génératrices (à 45° l'une de l'autre), et à 5 positions radiales différentes (sur la paroi interne, à  $e/4$ , à  $e/2$ , à  $3/4$  et sur la paroi externe). Le volume fluide est discrétisé avec un maillage hexaédrique conforme créé à l'aide du logiciel GMSH. Le maillage résultant comporte  $8 \times 10^8$  mailles (presqu'un milliard de cellules). On atteint ici les limites des calculs aujourd'hui réalisables avec les moyens de calculs d'EDF R&D et avec un temps de retour raisonnable. La taille des cellules est ajustée en fonction des consignes de bonnes pratiques pour ces types de modèles d'écoulement et de turbulence. La demi-épaisseur de maille adimensionnelle à la paroi dans la direction radiale  $y^+$  est de l'ordre de 0,9, l'épaisseur adimensionnelle de maille dans la direction circonférentielle  $r\Delta\varphi^+$  est de 20 et l'épaisseur adimensionnelle de maille dans la direction longitudinale  $\Delta z^+$  est de 40, avec un nombre de Courant moyen de 0.5. 1.0 s de temps physique est simulé avec un total de 20000 pas de temps, après avoir laissé suffisamment de temps pour atteindre un régime d'écoulement établi.

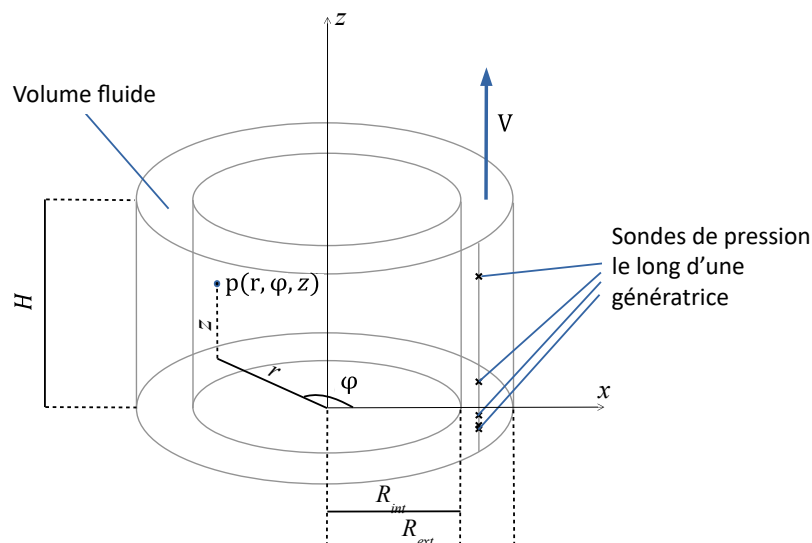


FIGURE 4.8 – Schéma du cas d'étude d'espace annulaire infini et notations principales.

### 4.7.2 Configuration maquette

Une première idée du chargement turbulent dans un espace annulaire avec écoulement homogène ainsi obtenue (voir résultats en section 6.1), on se propose de passer à l'étude de la configuration maquette, avec jets impactants en admissions.

Les calculs ont été effectués à l'aveugle en parallèle de la conception et de la fabrication de la maquette et n'ont donc pas fait l'objet de recalage à partir des résultats expérimentaux. La première étape consiste à vérifier l'adéquation entre les simulations et les résultats expérimentaux aux emplacements des capteurs (voir figure 4.3). L'approche analytique de la maquette a alors apporté un cas de validation expérimentale pour code\_saturne pour la caractérisation des écoulement dans les downcomers (espaces annulaires de cuve). La deuxième étape, et qui revêt un intérêt considérable, consiste à obtenir des sondes et des données complémentaires aux points de mesures expérimentaux pour le chargement turbulent, avec notamment des sondes en surface interne et à 3 positions radiales intermédiaires dans l'épaisseur annulaire.

On réalise une LES du domaine fluide dans la configuration maquette avec les mêmes caractéristiques que lors des essais. Seules les languettes de support du panier interne ne sont pas représentées, leur présence étant supposée avoir un effet négligeable sur le chargement turbulent global dans l'espace annulaire. Le maillage est hexaédrique conforme, ce qui est souhaitable (mais pas toujours réalisable) pour l'approche LES. Le maillage est réalisé de telle sorte qu'un nombre dominant de cellules à la paroi utilise une loi de paroi. On parle alors de WM-LES ou Wall-Modeled LES [32]. Un calcul à de tels nombres de Reynolds ( $\approx 9.4 \times 10^4$  en espace annulaire et  $\approx 3.9 \times 10^5$  dans les admissions) résolu en paroi reste impossible aujourd'hui et le restera pour des décennies même avec des moyens informatiques de pointe. Le concept de loi de paroi consiste à supposer que le profil est logarithmique dans la première cellule de paroi. Ceci évite de mailler finement les zones de proche paroi mais induit une erreur de calcul sur le frottement à la paroi.

Le schéma de convection pour le cas de la maquette est un schéma centré à 98% plus 2% d'un schéma amont (upwind) du premier ordre. Cette modification numérique est utilisée pour limiter les oscillations de pression normales aux parois d'impact qui peuvent être rencontrées. La tolérance des solveurs est égale à  $10^{-5}$  pour la pression et la vitesse. Le calcul des gradients utilise une estimation avec l'algorithme de Gauss pour la partie orthogonale et par moindres carrés pour la correction. La loi de paroi est standard avec une transition entre la sous-couche visqueuse et la zone logarithmique à une distance à la paroi adimensionnelle de  $y^+ = 10, 88$ . On souligne qu'aux deux entrées, l'écoulement est considéré comme entièrement développé. Un calcul de précurseur imbriqué (le calcul s'effectue en même temps que le calcul principal) est effectué à cette fin en imposant la vitesse débitante. Pour une première idée du domaine fluide et de la configuration de l'écoulement simulé, les figures 4.9 et 4.10 montrent respectivement l'amplitude du champ de vitesse instantanée et du champ de pression instantanée dans le domaine fluide en coupe verticale. Leur analyse est fournie en section 6.2.1.

Le pas de temps est constant et égal à  $5.10^{-5}$  s. Ceci donne un nombre de Courant moyen

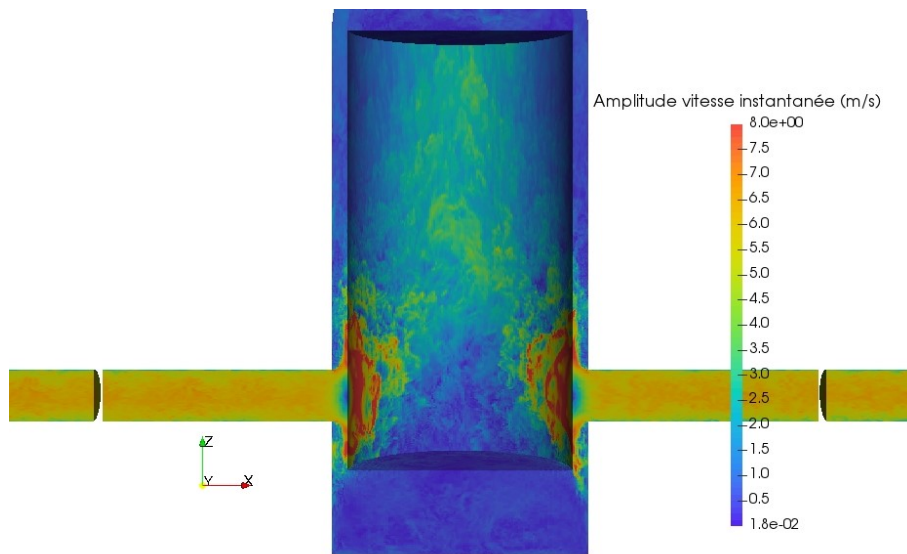


FIGURE 4.9 – LES : amplitude du champ de vitesse instantanée dans le domaine fluide, vue en coupe verticale.

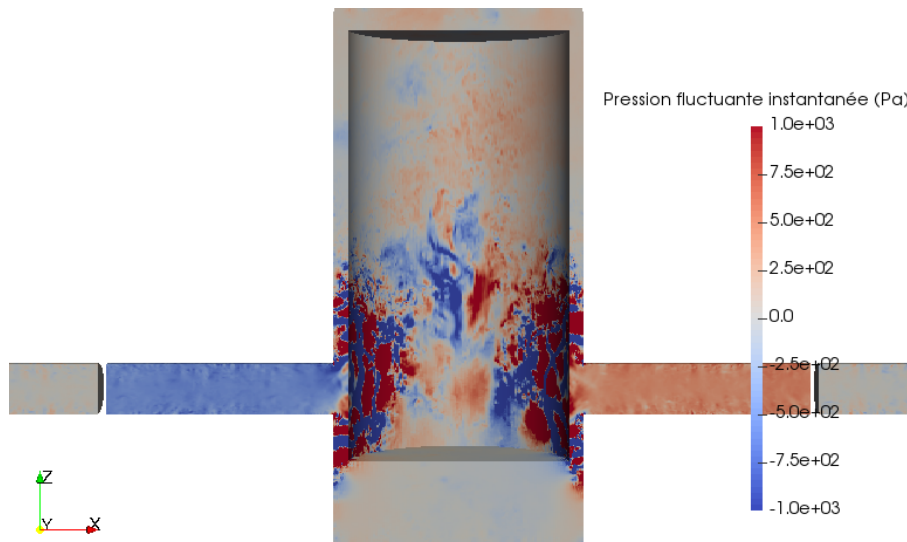


FIGURE 4.10 – LES : amplitude du champ de pression instantanée dans le domaine fluide, vue en coupe verticale.

de 2.2 et maximal de 3.1. Le maillage contient 40 millions de cellules de calcul et les calculs sont effectués à l'aide du supercalculateur Gaia d'EDF R&D. Un pas de temps est effectué en 0.4 s en utilisant 96 nœuds et 35 cœurs par nœud. Calculer 1 s de temps physique nécessite ainsi 2,5 heures de temps de calcul. 300 s de temps physique ont été simulées, pour un coût total d'environ 31 jours de temps de calcul. Les figures 4.11, 4.12, 4.13 et 4.14 montrent différentes vues du maillage. Celui-ci a été construit sur la base d'estimations *a priori* de la taille de maille à la paroi en visant  $\Delta y^+ \approx 60$  à l'entrée et dans les régions annulaires, ce qui assure un maillage relativement fin dans les régions centrales conformément aux bonnes pratiques [46]. Pour ordre de grandeur, les dimensions longitudinales et circonférentielles moyennes des mailles associées sont respectivement de  $\Delta z = 1.02$  mm et  $R\Delta\varphi = 2.53$  mm. La figure 4.15 montre un aperçu

instantané de la distance adimensionnelle à la paroi adimensionnelle. La distance à la paroi adimensionnelle maximale réelle est d'environ 300, ce qui reste raisonnable pour exploiter les données d'écoulement dans la région logarithmique.

On souligne par ailleurs qu'un test de sensibilité au maillage été réalisé en comparant les résultats obtenus avec un maillage raffiné d'un facteur 1.25 dans toutes les directions. Seule une faible variation de la taille des mailles de cet ordre est possible pour conserver des valeurs de  $\Delta y^+$  cohérentes. Le pas de temps est constant et, cette fois, égal à  $4.10^{-5}$  s. Ceci donne un nombre de Courant moyen de 2.3 et maximal de 3.4. Le maillage contient 109 millions de cellules de calcul. Un pas de temps est effectué en 1.1 s en utilisant 96 nœuds et 35 cœurs par nœud. Calculer 1 s de temps physique nécessite ainsi 7.7 heures de temps de calcul. 119 s de temps physique ont été simulées, pour un coût total d'environ 38 jours de temps de calcul. Les résultats du test de sensibilité au maillage sont présentés en annexe D. On souligne qu'un test de sensibilité au pas de temps a été suggéré lors de la soutenance. Cette piste sera explorée pour une future publication à l'issue de la thèse.

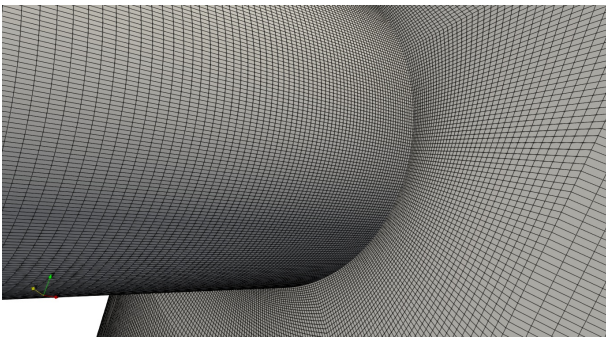


FIGURE 4.11 – Vue du maillage : jonction entre une admission et l'espace annulaire.

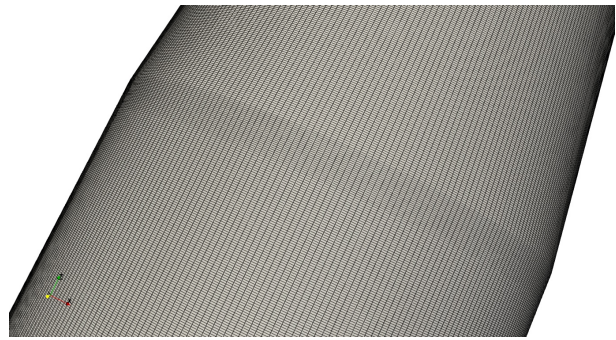


FIGURE 4.12 – Vue du maillage : haut du domaine fluide.

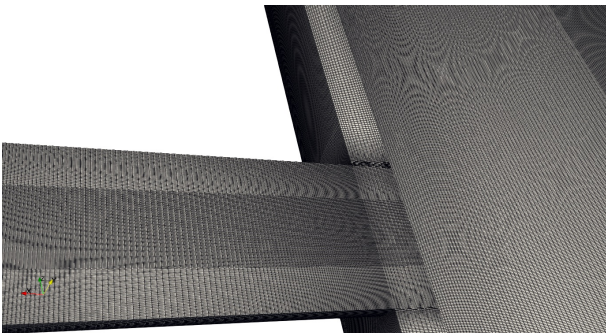


FIGURE 4.13 – Vue du maillage : vue en coupe d'une des admissions et de l'espace annulaire.

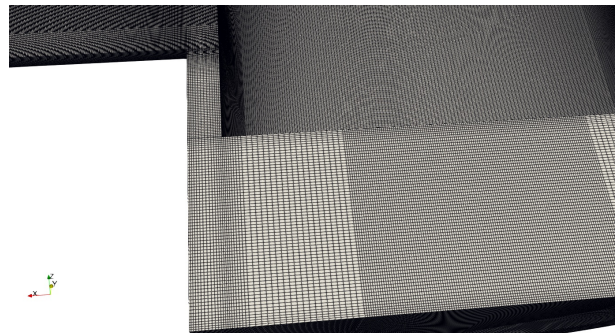


FIGURE 4.14 – Vue du maillage : bas du domaine fluide.

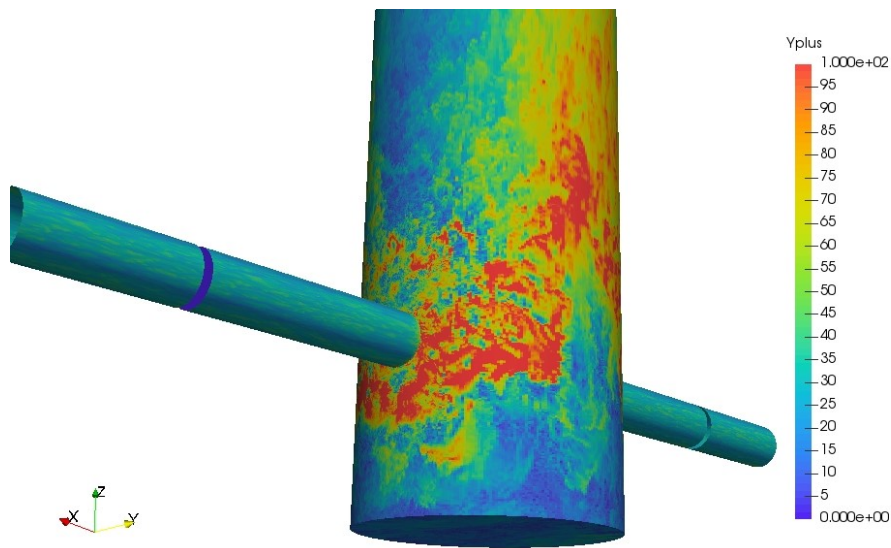


FIGURE 4.15 – Champ instantané de la distance à la paroi adimensionnelle  $\Delta y^+$ .

## 4.8 Premiers essais d’appropriation

Avant de brancher CORVET à la boucle Gascogne du CEA pour des essais sous écoulement, une première salve d’essais a été menée en air et en eau stagnante sur la maquette dans les locaux d’EDF Lab Saclay. Son objectif était d’effectuer une analyse modale de la maquette en air et en eau stagnante pour les différents lots de languettes flexibles usinés, ainsi que de vérifier la cohérence des mesures effectuées par les capteurs de pression fluctuante et les capteurs de déplacement laser.

### 4.8.1 Analyse modale

Une analyse modale de CORVET a été effectuée par excitation du panier à l’aide d’un marteau de choc et par mesure de sa réponse via des accéléromètres et des capteurs laser. Le marteau de choc utilisé est de marque PCB Piezotronics, de référence 086B01 et de sensibilité 11.2 mV/N. Les capteurs de déplacement laser sont de la marque Keyence, et ont pour référence LK-H150. Les accéléromètres sont disposés sur la cuve ainsi que sur le panier, afin de pouvoir mesurer son déplacement relatif par rapport à la cuve et différencier les modes de panier et les modes d’ensemble de la maquette. En effet, pour ces premiers essais d’appropriation, la cuve est simplement fixée sur des chevalets en acier, qui ne sont pas parfaitement fixes, ce qui rend possibles des mouvements d’ensemble. Les mesures sont effectuées en air et en eau stagnante par obstruction des deux manchons d’admission via des brides pleines et par remplissage de la cuve jusqu’à immersion complète du panier interne. Le premier mode de panier identifié en air pour chacun des 3 lots de languettes est représenté sur la figure 4.17, avec la fréquence propre et l’amortissement modal associés.

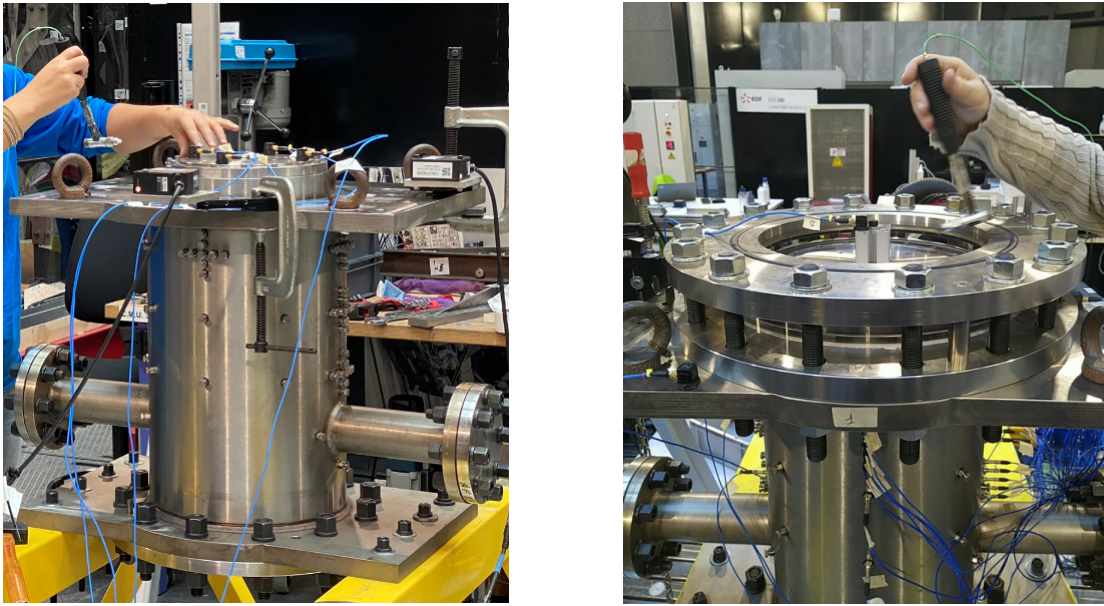


FIGURE 4.16 – Photo des essais préliminaires réalisés à réception de CORVET dans les locaux d’EDF. Gauche : en air. Droite : en eau.

On note que la première fréquence propre identifiée avec les languettes rigides (à gauche de la figure) est plus faible que la fréquence propre théoriquement attendue du tableau 4.1 de 296 Hz. Le jeu de languettes en question étant particulièrement rigide, on en déduit qu’un élément moins rigide que les languettes apporte dans cette configuration une flexibilité supérieure à la simple configuration idéale avec languettes parfaitement encastées. On soupçonne la bride pleine, socle de fond de cuve, d’être responsable de cette flexibilité ajoutée. Cette observation ne remet cependant en aucun cas en question le bon fonctionnement de CORVET pour sa bonne représentation des phénomènes d’intérêt. Cette première fréquence propre reste en effet bien supérieure à la plage de fréquences sur laquelle on souhaite éviter une réponse vibratoire du panier (entre 1 et 30 Hz), même par passage en eau stagnante. L’amortissement associé à ce mode est par ailleurs bien supérieur à celui des premiers modes avec les deux jeux de languettes flexibles de 10 mm et 14.5 mm d’épaisseur. On est donc assurés que le panier interne, équipé de son jeu de languettes de 80 mm d’épaisseur, peut bien être considéré comme rigide vis-à-vis des configurations avec les deux autres jeux de languettes.

La première fréquence propre du panier identifiée en air en configuration flexible est de 11.46 Hz et de 18.62 Hz pour des épaisseurs respectives de languettes de 10 et 14.5 mm. La première fréquence propre avec les languettes de 14.5 mm d’épaisseur passe à 11.04 Hz en eau stagnante, ce qui est satisfaisant vis-à-vis de la première fréquence propre visée de 10 Hz sous écoulement avec ce lot de languettes. On remarque par ailleurs que le panier interne est très peu amorti en air, avec des coefficients d’amortissement compris entre 0.01 et 0.1 %. Ce coefficient d’amortissement passe à 0.5 % en eau stagnante avec les languettes de 14.5 mm d’épaisseur. On s’attend à ce que cet amortissement soit largement accru sous écoulement, et croissant avec le débit. Cela peut être vérifié lors de mesures sous écoulement via la largeur fréquentielle des pics



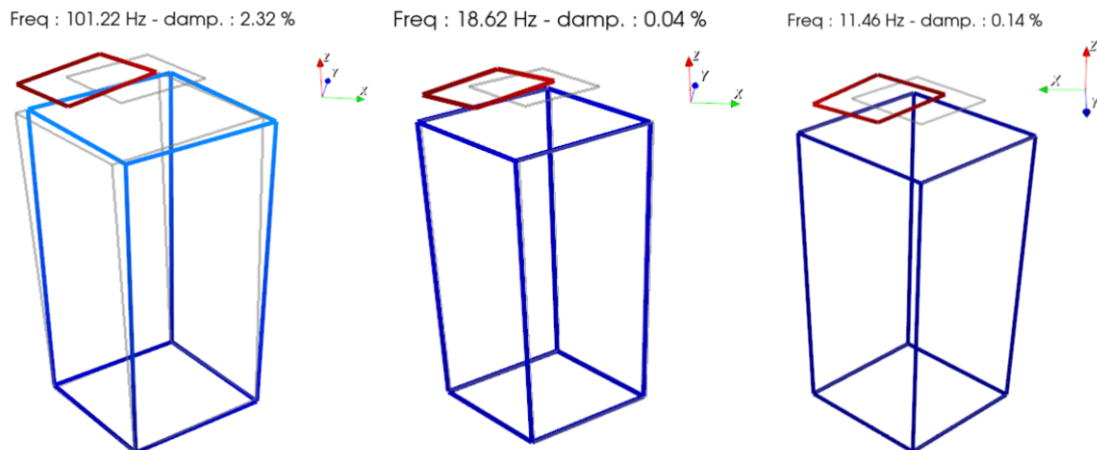


FIGURE 4.17 – Premier mode de panier identifié par analyse modale préliminaire, en air. 8 mesures par accéléromètres sont effectuées sur la cuve externe (en bleu), 4 sont effectuées sur l’extrémité haute du panier interne (en rouge). Gauche : languettes rigides. Milieu : languettes d’épaisseur 14.5 mm. Droite : languettes d’épaisseur 10 mm.

de réponse du panier interne.

## 4.8.2 Fonction de transfert de CORVET

Les écarts constatés dans la valeur des premières fréquences propres mesurées et théoriquement attendues lors du design en chapitre 3 poussent à identifier, par la mesure, les coefficients réels de la fonction de transfert de la maquette représentée comme simple oscillateur harmonique amorti. Ici, on cherche à vérifier si on retrouve bien expérimentalement les raideurs et masses / inerties analytiques utilisées lors du design de la maquette, ou à les corriger. On rappelle par ailleurs qu’à l’issue du design en section 3.2.3.2, le premier mode des languettes s’est révélé largement suffisant pour décrire le comportement oscillatoire du panier. On ne s’intéressera donc ici qu’à un oscillateur équivalent 1 DDL.

Pour ce faire, le panier est excité par une percussion au marteau de choc à son extrémité haute, dans la direction de flexion des languettes, et sa réponse est mesurée à la même hauteur dans la même direction par des accéléromètres. On raisonnera dans ce paragraphe sur les languettes flexibles de 14.5 mm d’épaisseur (cible issue du dimensionnement).

### 4.8.2.1 Représentation simplifiée par un oscillateur à 1 DDL

On introduit ici le concept de masse et inertie modales effectives (cas particulier de normalisation des masses et inerties modales), qui permettra d’analyser plus efficacement le système à deux DDL, pour en déduire un système simplifié à 1 DDL, tout aussi représentatif dans la gamme de fréquences d’intérêt.

La masse modale effective correspond physiquement à la masse qui se déplacerait à la fré-

quence propre du mode considéré comme un système masse-ressort. C'est la même chose pour l'inertie modale effective, bien que ce concept soit nettement moins souvent utilisé. Ces quantités sont généralement introduites pour les études où le chargement se fait par la base de la structure d'intérêt (séismes, lanceurs spatiaux, etc.), mais même pour d'autres types d'études, permettent de se raccrocher à des quantités physiques interprétables, contrairement aux concepts génériques de masses et inerties modales, qui dépendent de la normalisation retenue pour les modes propres.

En effet, pour un système encastré à la base, on peut montrer que [67] :

- n'importe quel mode de corps rigide (mouvement d'ensemble) se décompose sur la base des modes du système ;
- la masse et l'inertie du système se calculent simplement en considérant un mode rigide soit avec une translation unitaire, soit avec une rotation unitaire.

Le principe consiste à décomposer un mouvement de corps rigide  $\varphi_{rig}$  sur la base des modes propres  $\varphi_k$  du système considéré :  $\varphi_{rig} = \sum_{n=1}^N \gamma_n \varphi_n$ . En écrivant l'énergie cinétique du système, on identifie directement que :

- $m_{cyl} = \varphi_{trans}^T M \varphi_{trans}$  si  $\varphi_{trans}$  est un mouvement rigide de translation unitaire (vitesse d'ensemble d'amplitude 1) ;
- $J_G = \varphi_{rot}^T M \varphi_{rot}$  si  $\varphi_{rot}$  est un mouvement rigide de rotation unitaire (rotation d'ensemble de vitesse angulaire 1).

Une fois ces éléments posés, il suffit de développer pour faire apparaître les masses et inerties modales effectives, qui s'écrivent :

- $m_{eff-n} = \frac{(\varphi_n^T M \varphi_{trans})^2}{\varphi_n^T M \varphi_n}$  pour un mouvement de translation ;
- $J_{eff-n} = \frac{(\varphi_n^T M \varphi_{rot})^2}{\varphi_n^T M \varphi_n}$  pour un mouvement de rotation.

Ces quantités possèdent chacune une propriété importante, puisqu'on montre avec la même décomposition que  $\sum_{n=1}^N m_{eff-n} = m_{cyl}$  et  $\sum_{n=1}^N J_{eff-n} = J_G$ . On notera qu'on peut appliquer le même raisonnement avec les termes de raideur, pour faire apparaître des raideurs effectives modales en rotation et en translation.

Compte tenu des propriétés géométriques et matériau de la maquette, il apparaît que le mode 1, situé autour de 23 Hz (en air), est le mode d'intérêt prépondérant, qui correspond à la cinématique recherchée. En effet, le mode 1 présente non seulement une masse effective modale relative de presque 65 % de la masse totale du cylindre, mais surtout une inertie modale effective relative de plus de 99,8 % de l'inertie totale du cylindre calculée autour du point en  $z = L$ . Cette prédominance en inertie effective est de plus combinée au chargement turbulent appliqué à la maquette, dont l'amplitude attendue selon les spectres de la littérature devrait être 10 à 1000 fois plus élevée à la fréquence du premier mode propre qu'à celle du deuxième. Le premier mode peut donc être considéré comme le seul des deux modes qui fasse penduler le cylindre sur les languettes, qui est bien le comportement attendu.

#### 4.8.2.2 Expression de la fonction de transfert associée au premier mode

Si l'installation de la maquette pour la mesure était parfaite (encastrement de la face inférieure de la cuve sur le massif d'essai), alors les mesures devraient refléter cet état de fait. Dans ce cas, les fonctions de transfert en accélération et en déplacement devraient être de la forme :

- En déplacement :  $\frac{X}{F} = \frac{1}{k} \frac{1}{1 - \left(\frac{\omega}{\omega_n}\right)^2 + i \frac{2D_n}{\omega_n} \omega}$  ;
- En accélération :  $\frac{-\omega^2 X}{F} = \frac{-\omega^2}{k} \frac{1}{1 - \left(\frac{\omega}{\omega_n}\right)^2 + i \frac{2D_n}{\omega_n} \omega}$ ,

avec  $X$  le déplacement obtenu via les mesures d'accélération au point d'application de la force  $F$ .

La figure 4.18 montre les fonctions de transferts mesurées sur la maquette en déplacement (à gauche) et en accélération (à droite).

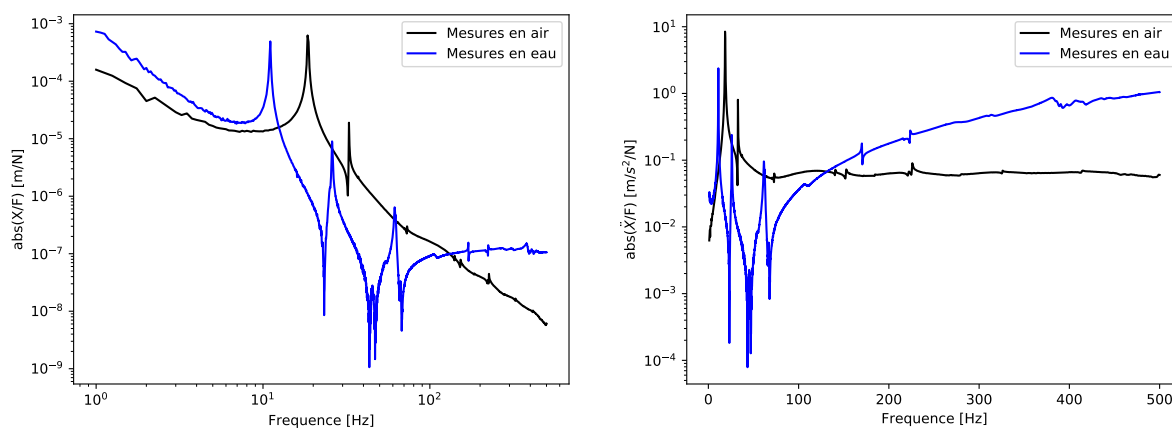


FIGURE 4.18 – Fonctions de transfert mesurées avec les accéléromètres en eau et en air.  
 Gauche : en déplacement. Droite : en accélération.

On constate que l'allure de la fonction de transfert observée est essentiellement cohérente avec l'attendu pour la mesure en air, où on a bien un comportement en  $\omega^2$  en accélération à basse fréquence, avant le mode, puis une pente de  $-40$  dB/décade en déplacement et une asymptote horizontale en accélération après le mode. Pour le comportement en eau, ce n'est pas aussi évident. En particulier, on n'observe pas l'asymptote horizontale juste après le mode à 11 Hz en accélération. Il y a au moins 2 autres modes sur la réponse, et il faut monter au-delà de 500 Hz pour qu'on puisse imaginer que la courbe devienne horizontale.

Pour obtenir le comportement de l'oscillateur 1 DDL en rotation équivalent au premier mode observé sur les mesures, on reprend les relations établies au paragraphe 2.2.1.1 en ne considérant, cette fois, que le premier mode de la structure. On rappelle que les matrices de masse et de raideur

du système à 2 DDL « sec » s'écrivent :

$$\mathbf{M}_{\text{sec}} = m_{\text{cyl}} \begin{pmatrix} 1 & \frac{H}{2L} \\ \frac{H}{2L} & \frac{H^2}{4L^2} + \frac{J_G}{m_{\text{cyl}}L^2} \end{pmatrix} \text{ et } \mathbf{K}_{\text{sec}} = \frac{2EI}{L^3} \begin{pmatrix} 6 & -3 \\ -3 & 2 \end{pmatrix} \quad (4.6)$$

La réponse de la structure s'effectuant uniquement sur le premier mode  $\begin{pmatrix} \alpha \\ 1 \end{pmatrix}$  (qu'on choisit de normer par rapport à la composante  $L\theta_L$ ), pour un déplacement  $L\theta_L$  des languettes, on a directement  $u_L = \alpha L\theta_L$ . La réponse dynamique projetée sur le premier mode  $\begin{pmatrix} \alpha \\ 1 \end{pmatrix}$  s'écrit alors :

$$m_{\text{cyl}} \begin{pmatrix} \alpha \\ 1 \end{pmatrix}^T \begin{pmatrix} 1 & \frac{H}{2L} \\ \frac{H}{2L} & \frac{H^2}{4L^2} + \frac{J_G}{m_{\text{cyl}}L^2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \alpha \\ 1 \end{pmatrix} L\ddot{\theta}_L + \frac{2EI}{L^3} \begin{pmatrix} \alpha \\ 1 \end{pmatrix}^T \begin{pmatrix} 6 & -3 \\ -3 & 2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \alpha \\ 1 \end{pmatrix} L\theta_L = \begin{pmatrix} \alpha \\ 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} F \\ \frac{M}{L} \end{pmatrix} \quad (4.7)$$

soit après simplification :

$$m_{\text{cyl}} \left( \left( \alpha + \frac{H}{2L} \right)^2 + \frac{J_G}{m_{\text{cyl}}L^2} \right) L\ddot{\theta}_L + \frac{4EI}{L^2} (3\alpha^2 - 3\alpha + 1) \theta_L = \alpha F + \frac{M}{L}. \quad (4.8)$$

Par ailleurs, le déplacement  $X$  en tête de cylindre s'écrit  $X = u_L + H\theta_L$ . En considérant toujours une réponse sur le premier mode uniquement, on peut alors approximer  $X$  par :

$$X \approx \alpha L\theta_L + H\theta_L = (H + \alpha L) \theta_L, \quad (4.9)$$

soit :

$$L\theta_L = \frac{X}{\frac{H}{L} + \alpha}. \quad (4.10)$$

L'effort  $F$  appliqué par le marteau en tête de cylindre induit, au raccord entre les languettes et le cylindre un moment  $M$  qui vaut  $FH$ . Le chargement sur le premier mode s'écrit  $F(\alpha + \frac{H}{L})$ . La réponse de la structure prend alors la forme :

$$\frac{m_{\text{cyl}}}{\left(\frac{H}{L} + \alpha\right)^2} \left( \left( \alpha + \frac{H}{2L} \right)^2 + \frac{J_G}{m_{\text{cyl}}L^2} \right) \ddot{X} + \frac{4EI}{L^3 \left(\frac{H}{L} + \alpha\right)^2} (3\alpha^2 - 3\alpha + 1) X = F. \quad (4.11)$$

L'analyse numérique donne une valeur de  $\alpha \approx 0,5095$ .

NB :

Cette démarche permet de justifier la conception, en vérifiant que les termes de raideur et d'inertie sont effectivement dans les ordres de grandeur attendus. En revanche, les essais n'ont pas été correctement menés pour quantifier précisément l'effet de masse ajoutée par l'eau. Pour ce faire, il aurait fallu brider correctement le fond de la cuve sur le massif d'essai, afin de limiter

autant que possible l'influence des conditions aux limites, et du comportement du reste de la maquette.

L'interpolation de la courbe à l'aide d'un modèle à un DDL permet de bien représenter le comportement autour de la résonance du système (voir fits numériques effectués en air et en eau sur la fonction de transfert mesurée en déplacement en figure 4.19). En revanche, dans les deux cas, l'estimation en deçà des fréquences de résonance montre des erreurs importantes, qui risquent d'avoir une influence directe sur l'estimation retenue pour la raideur. Par ailleurs, ce modèle permet de bien reproduire l'asymptote hautes fréquences observée pour la mesure en air, ce qui justifie là encore l'hypothèse d'une réponse majoritaire sur le premier mode du démonstrateur. Pour la mesure en eau, cette hypothèse se vérifie moins bien, du fait de la présence de deux modes autour de 25 et 60 Hz, et probablement d'un mode situé au-delà de 500 Hz qui induit le comportement asymptotiquement horizontal sur la bande [100 – 500 Hz].

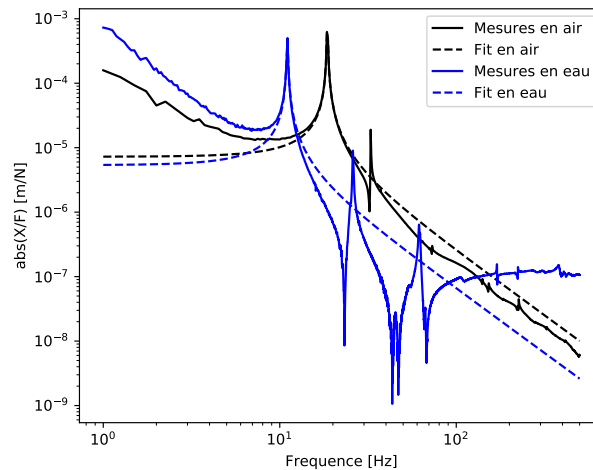


FIGURE 4.19 – Fonctions de transfert en déplacement mesurées avec les accéléromètres en eau et en air et fits numériques associés.

#### 4.8.2.3 Identification de l'amortissement, la raideur et la masse équivalente de la maquette

On constate que les amortissements obtenus à l'issue de ces fits numériques (0.1 % en air et 0.5 % en eau stagnante) sont plus faibles que l'amortissement  $D_n$  de 5% considéré lors du dimensionnement en section 2.2.3.1, mais il doit être souligné que la source majeure d'amortissement devrait être liée à l'écoulement. La valeur réelle de l'amortissement de la maquette en fonctionnement à comparer à la valeur prise pour le design devrait donc plutôt être identifiée à partir des mesures sous écoulement en phase d'essai.

Les valeurs des coefficients de raideur en translation de la fonction de transfert varient légèrement en fonction de la courbe fittée, mais les ordres de grandeur restent identiques, de l'ordre de  $1.6 \times 10^5$  N/m. Pour plus de robustesse dans l'évaluation des masses et raideurs, un raison-

nement similaire peut être effectué en fittant la partie réelle de la fonction  $\frac{F}{X}$  mesurée avec un polynôme du premier degré en  $\omega^2$ . Le fit doit coller une nouvelle fois au maximum à la courbe mesurée à la fréquence propre du panier, soit dans la zone où la partie réelle de  $\frac{F}{X}$  vaut 0. Les courbes obtenues en eau et en air sont représentées sur la figure 4.20 avec les fits numériques associés.

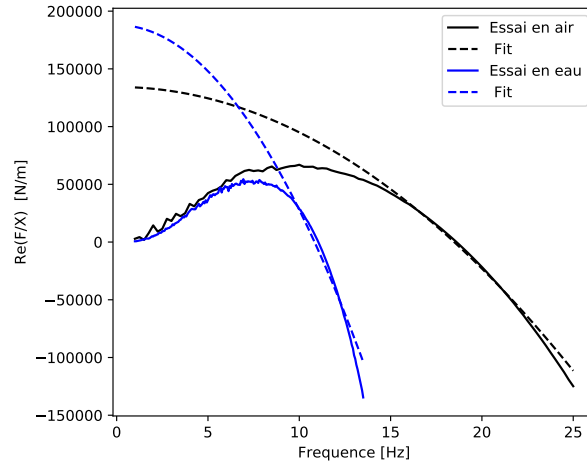


FIGURE 4.20 – Fonctions de transfert {partie réelle de  $\frac{F}{X}$ } mesurées avec les accéléromètres en eau et en air et fits numériques associés.

Les valeurs de raideur, masse équivalente et amortissement identifiées via ces deux méthodes sont très proches, avec un écart au centième. On vérifie que la valeur de la raideur  $k$  est quasiment inchangée entre les mesures en eau et en air (la variation des valeurs peut être incluse dans l'imprécision des fits).

Pour avoir une idée de la plage dans laquelle peut se situer la valeur de la raideur en translation réelle en s'affranchissant des incertitudes des courbes mesurées à basse fréquence, on peut également l'évaluer à partir de l'écart entre fréquences théorique et mesurée, en supposant que la valeur de la masse utilisée pour le dimensionnement est assez fidèle à la réalité (les écarts entre dimensionnement et usinage n'engendrent qu'une très faible modification de la masse, contrairement à la raideur cf. section 4.6). L'écart relatif entre premières fréquences propres calculée (22.9 Hz) et mesurée (18.6 Hz) étant de 81%, on remonte à une valeur réelle de raideur de  $3.3 \times 10^5 \times 0.81^2 = 2.2 \times 10^5$  N/m.

Finalement, la raideur en translation identifiée via la mesure de la fonction de transfert de CORVET est comprise entre  $1.6$  et  $2.3 \times 10^5$  N/m. La raideur en rotation correspondante vaut alors, par simple multiplication de la raideur en translation par le coefficient  $\left(H + \frac{L}{2}\right)^2$  prenant en compte le bras de levier, entre  $4.9$  et  $7.1 \times 10^4$  Nm/rad.

La raideur en translation mesurée peut être comparée à la raideur statique théorique équivalente en translation de l'oscillateur calculée lors du design avec une flexibilité uniquement portée

par les languettes :

$$K_{eq} = \frac{4EI}{L^3 \left(\frac{H}{L} + \alpha\right)^2} (3\alpha^2 - 3\alpha + 1) \quad (4.12)$$

La valeur de cette raideur statique théorique en translation est de  $3.3 \times 10^5$  N/m. La valeur théorique de la raideur est plus élevée que la valeur mesurée, ce qui est souvent observé du fait des conditions d'encastrement non-idéales de la structure réelle.

Pour finir, sur la base de la fonction de transfert établie, de l'identification de la première fréquence propre, et de l'estimation de la raideur en rotation de l'oscillateur associé, on peut remonter au terme de masse équivalent, puisque la masse  $m$  et la raideur  $k$  d'un oscillateur de pulsation propre  $\omega_0$  sont reliées par la relation  $m = \frac{k}{\omega_0^2}$ . L'identification de cette masse équivalente en air à partir des courbes mesurées donne une valeur de l'ordre de 11,7 kg (comprise entre 9,5 kg et 13,9 kg, suivant l'hypothèse de raideur considérée).

Cette valeur mesurée est à comparer à la masse équivalente  $M_{eq}$  de l'oscillateur en air utilisée pour le design de la maquette, qui s'écrit :

$$M_{eq} = \frac{m_{cyl}}{\left(\frac{H}{L} + \alpha\right)^2} \left( \left(\alpha + \frac{H}{2L}\right)^2 + \frac{J_G}{m_{cyl}L^2} \right) \quad (4.13)$$

On notera au passage que cette masse équivalente ne correspond pas à la masse du cylindre  $m_{cyl}$ . Il s'agit d'une inertie équivalente, adimensionnée par les paramètres géométriques du modèle. On reconnaît, dans l'expression, le terme  $\left(\frac{H}{2L}\right)^2 + \frac{J_G}{m_{cyl}L^2}$  qui correspond au transport du terme d'inertie du cylindre, pris en son centre de gravité, au centre de rotation de l'oscillateur, situé en amont de la jonction entre les languettes et le cylindre.

En considérant les paramètres nominaux du modèle numérique, cette masse équivalente vaut 16,77 kg.

La masse du cylindre, par ailleurs, a été mesurée, et vaut 40 kg. Le calcul réalisé à partir de la différence de deux cylindres concentriques donne une masse de 39,24 kg, soit autour de 2% d'erreur. L'erreur commise sur le terme de masse équivalent n'est donc que très faiblement liée à la mauvaise estimation de la masse, mais bien à sa répartition dans la maquette. Cette répartition a une influence directe sur le terme d'inertie  $J_G$ . La position du centre de masse est également un paramètre important, puisqu'il influence directement le terme  $\alpha + \frac{H}{2L}$ . Les languettes étant significativement plus courtes que le cylindre, une petite erreur sur  $L$  sera largement amplifiée dans le rapport  $H/L$ .

Finalement, le moment d'inertie de l'oscillateur  $J_G$  au centre d'inertie du système identifié par la mesure en air vaut  $\frac{K_{eq}(\frac{H}{2})^2}{(2\pi f)^2} = 0.82 \text{ kg.m}^2$ , au lieu des  $1.8 \text{ kg.m}^2$  calculés et utilisés lors du design. Le moment d'inertie mesuré ramené au centre de rotation équivalent (en  $z = \frac{L}{2}$ ) des languettes  $J_{mesuré} = \frac{K_{eq}(H+\frac{L}{2})^2}{(2\pi f)^2}$  vaut alors  $3.6 \text{ kg.m}^2$ .

Un raisonnement identique à partir de la première fréquence propre (de 11.04 Hz) en eau stagnante permet de remonter au moment d'inertie de l'oscillateur mesuré ramené au centre de rotation équivalent des languettes  $J_{mesuré,eau} = 10.2 \text{ kg.m}^2$ .

On notera par ailleurs que ces raideur et masse équivalentes théoriques à comparer aux valeurs mesurées sur la maquette peuvent également être déterminées via l'approche simplifiée dictée par Rayleigh (voir annexe E). Celle-ci fournit des valeurs similaires à l'approche complète détaillée ci-dessus, justement parce que pour ce cas d'étude,  $\alpha$  est très proche de 0.5, qui correspond au cas de la poutre console en statique, chargée uniquement avec un moment à l'extrémité.

### 4.8.3 Vérification de la cohérence des mesures

Afin de vérifier la cohérence des mesures avec les capteurs de déplacement laser, on trace les fonctions de transfert mesurées avec les accéléromètres et les capteurs laser. La figure 4.21 montre le tracé de ces mesures en air. Les deux courbes sont parfaitement superposables au niveau du pic de résonance du panier à sa première fréquence propre, ce qui valide la cohérence des mesures laser en air.

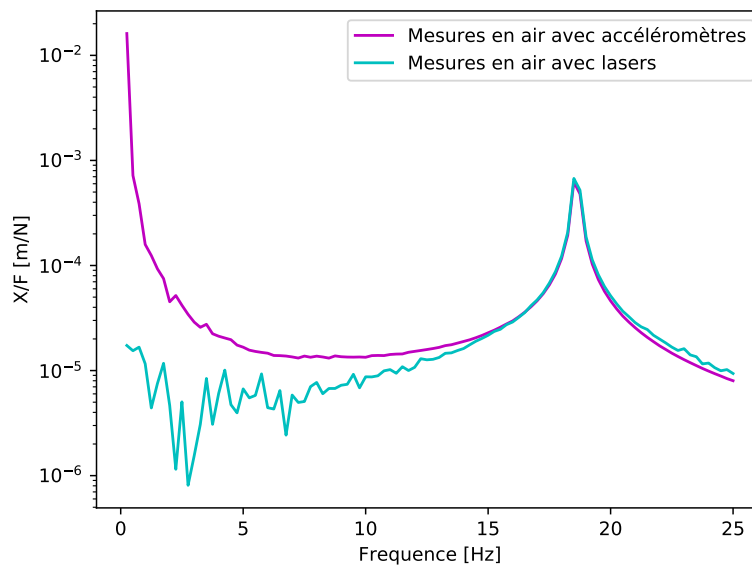


FIGURE 4.21 – Fonctions de transfert en déplacement mesurées en air par accéléromètres et capteurs de déplacement laser.

Afin de vérifier la cohérence des mesures par capteurs de déplacement laser à travers la couronne de PMMA et l'eau, on trace le rapport entre les déplacements issus des mesures par accéléromètres et par lasers à travers l'eau et le PMMA (voir figure 4.22) en fonction du déplacement maximal issu des mesures par accéléromètres à chaque oscillation. On trace différentes courbes correspondant à des excitations de panier variables pour vérifier la robustesse des mesures. On cherche à vérifier qu'on obtient bien un coefficient entre les deux mesures égal au



coefficient correctif théorique calculé à partir de la figure 4.2, et ce, quelle que soit l'amplitude des oscillations.

On note que le rapport entre mesures par accéléromètres et mesures laser n'est pas constant quelle que soit l'amplitude des oscillations. Il varie entre 1.2 et 1.9 tandis qu'on attendait un coefficient constant de 1.36.

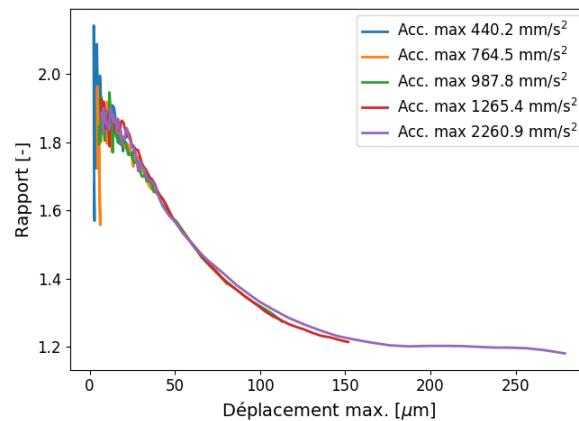


FIGURE 4.22 – Rapport d'amplitude entre les mesures via accéléromètres et par capteurs de déplacement lasers en fonction du déplacement maximal mesuré par les accéléromètres.

On suspecte que cet écart à la théorie pourrait être lié à un réglage trop approximatif de la position des capteurs laser par rapport à la cuve et au panier. En effet, un positionnement des lasers qui ne serait pas parfaitement vertical induirait par exemple des artefacts dans les angles de réfraction des rayons générés par la courbure des interfaces eau / PMMA et PMMA / air. Pour limiter une éventuelle imprécision de mesure liée à la position des lasers, un système de fixation plus pérenne et plus précis a été installé sur CORVET à l'issue de ces premiers essais et avant son exploitation sous écoulement. Une étude approfondie mériterait d'être menée de nouveau avec le nouveau système de fixation pour identifier ce coefficient correctif par comparaison entre mesures en air et à travers la couronne PMMA et l'eau. Cette analyse n'a pas pu être réalisée dans le cadre de la thèse pour des raisons de contraintes de temps. Le coefficient correctif théorique a été appliqué aux mesures laser à travers la couronne PMMA et l'eau pour remonter au déplacement réel du panier interne, tout en gardant en tête la plage d'imprécision qui y est associée. Seule une valeur approchée de l'amplitude vibratoire du panier peut donc être obtenue (à un facteur 1.5 près) lors des essais, ce qui reste satisfaisant pour l'objectif de validation associé. La comparaison des déplacements mesurés dans différentes configurations de la maquette peut, elle, être effectuée de manière précise, puisque le réglage des capteurs lasers restera identique d'une campagne de mesure à l'autre.

## 4.9 Installation de CORVET au CEA et insertion dans la boucle Gascogne

Une fois ces premiers essais effectués à réception dans les locaux d'EDF, la maquette CORVET a finalement été transférée au CEA, sa destination finale pour les essais sous écoulement, et insérée dans la boucle hydraulique Gascogne en décembre 2023. La figure 4.23 montre la maquette installée sur son support et un aperçu plus global de son insertion dans la boucle d'essais.

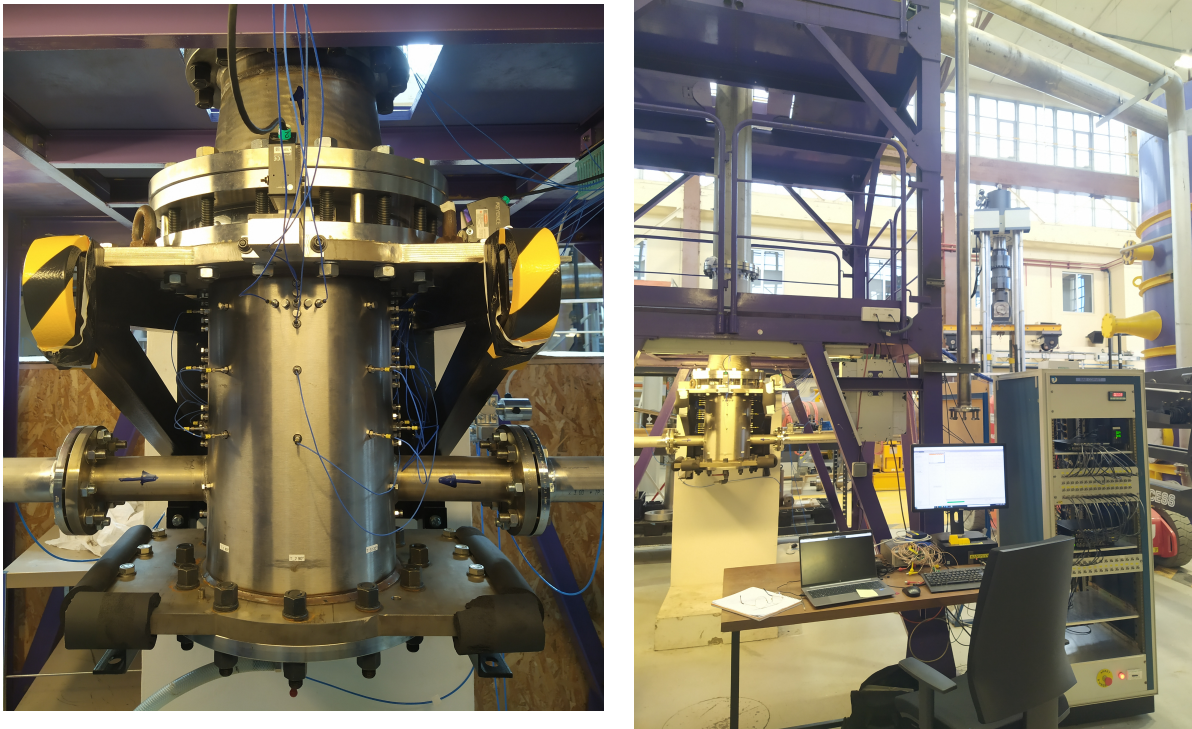


FIGURE 4.23 – Maquette CORVET installée au CEA sur son support et insérée dans la boucle Gascogne.

# 5

## Caractérisation préliminaire de la boucle Gascogne

---

*Ce chapitre est le premier consacré aux résultats, et décrit la prise en main de l'installation, en particulier sous l'angle des interactions avec le reste du circuit. On signale que ce chapitre est une reproduction de l'article [79] réalisé à l'occasion de la communication sur ce travail de thèse lors de la conférence Flow-Induced Vibrations en juillet 2024. Il s'agit d'essais préliminaires ayant eu lieu sur la boucle Gascogne avant l'arrivée de la maquette.*

La signature acoustique de la boucle d'essais dans laquelle CORVET a vocation à être insérée est présente dans les mesures de pression fluctuante effectuées sur la maquette. Il faut donc l'identifier en amont afin d'être capable de discerner, dans les mesures ultérieures, les composantes dues à la turbulence locale propres à la maquette qu'on souhaite étudier, et les composantes dues à la signature de la boucle à ne pas interpréter comme phénomènes locaux.

D'autre part, la turbulence générée dans la maquette est associée à des fluctuations de pression locales, capables de se propager acoustiquement dans le fluide. L'objectif est alors d'identifier les conséquences acoustiques générées à grande échelle dans le circuit par les interactions fluide-structure locales dans la cuve. Pour ce faire, l'élaboration d'un modèle acoustique équivalent de la zone d'essai, finalement complété par les résultats de mesures acoustiques sur CORVET en section 7.3, est nécessaire pour évaluer son comportement acoustique vis-à-vis du reste du circuit.

L'étude de la génération de bruit acoustique par les écoulements turbulents a été historiquement menée par l'aéroacoustique [89] depuis les années 50 pour des problèmes liés à l'aéronautique, avec des écoulements à nombre de Mach élevé. Elle a ensuite été appliquée aux problèmes vibratoires dans les conduites en eau, en particulier pour les composants présentant des singularités d'écoulement typiques des réseaux industriels (pompes, vannes, membranes, etc.) [108, 37, 36].

Il est possible de simplifier la représentation du problème en définissant une zone de test turbulente dans laquelle la maquette est insérée, entourée de conditions aux limites amont et

aval et dans laquelle sont générées des ondes planes se propageant dans le reste du circuit [68, 99, 4, 112].

Alors que les approches traditionnelles décrivent les sources acoustiques dans les écoulements incompressibles par des discontinuités de pression fluctuante [81], on introduira et étudiera ici un modèle équivalent de source de vitesse fluctuante imposée.

Ce chapitre est divisé en 4 parties : une première section présente le dispositif expérimental utilisé pour cette caractérisation de boucle. Une deuxième partie présente les concepts d'insymétrie acoustique nécessaires à l'étude. Une troisième partie présente les tests préliminaires pour caractériser la propagation acoustique dans la boucle, avec une mesure du bruit de fond acoustique et une vérification de la qualité de la propagation acoustique dans la boucle. Une dernière partie traite l'identification des conditions aux limites amont et aval de la zone d'essais.

## 5.1 Dispositif expérimental

Les essais préliminaires de cette étude sont effectués avant l'insertion de la maquette, en remplaçant la future zone d'essais par un simple tuyau droit (voir Fig. 5.1). Le tuyau droit est ensuite remplacé par la maquette (rectangle bleu sur la configuration de droite du croquis) et ses deux bras d'entrée (en jaune sur le croquis). Cette configuration permet de passer de la phase de caractérisation de la boucle à la phase d'exploitation avec la maquette. Pour les deux phases, 3 capteurs de pression fluctuante en amont ( $p_{amont,1}$ ,  $p_{amont,2}$  et  $p_{amont,3}$ ) et 3 capteurs en aval ( $p_{aval,1}$ ,  $p_{aval,2}$  et  $p_{aval,3}$ ) sont conservés pour les comparaisons acoustiques.

Les premières mesures du bruit de fond acoustique de la boucle sont effectuées uniquement avec le tube droit. Les mesures suivantes, destinées à vérifier la qualité de la propagation acoustique et à identifier les conditions aux limites acoustiques de la section d'essai, sont effectuées en insérant un diaphragme multi-trous dans le tube droit. Le diaphragme est utilisé pour générer une perte de charge et exciter la boucle, sans pour autant induire de structures tourbillonnaires à grande distance de l'obstacle. Le tube droit est composé de deux sections avec des rayons différents de 100 mm et 132,5 mm et leur différence est prise en compte dans les résultats suivants. Pour plus de précisions, les plans du dispositif de caractérisation sont fournis en annexe F.

La boucle est utilisée à des débits allant de 10 L/s à 80 L/s, et à des vitesses d'écoulement comprises entre 0,3 m/s et 2,5 m/s dans les tuyaux. Les nombres de Reynolds sont de l'ordre de  $10^4$  à  $10^5$ . La boucle est exploitée dans ses deux configurations possibles : ouverte et fermée (voir figure 3.3). La longueur totale de la boucle étant d'environ 50 m, la pompe est trop éloignée de la zone d'essais pour être représentée sur la figure 5.1.

Le diaphragme servant de source de bruit dans le dispositif de caractérisation de la boucle doit être dimensionné pour créer une perte de charge d'environ 2 bars (de quoi exciter franchement la boucle tout en restant dans les gammes de pression et débit acceptables pour la pompe), avec une épaisseur de l'ordre de 5 mm.

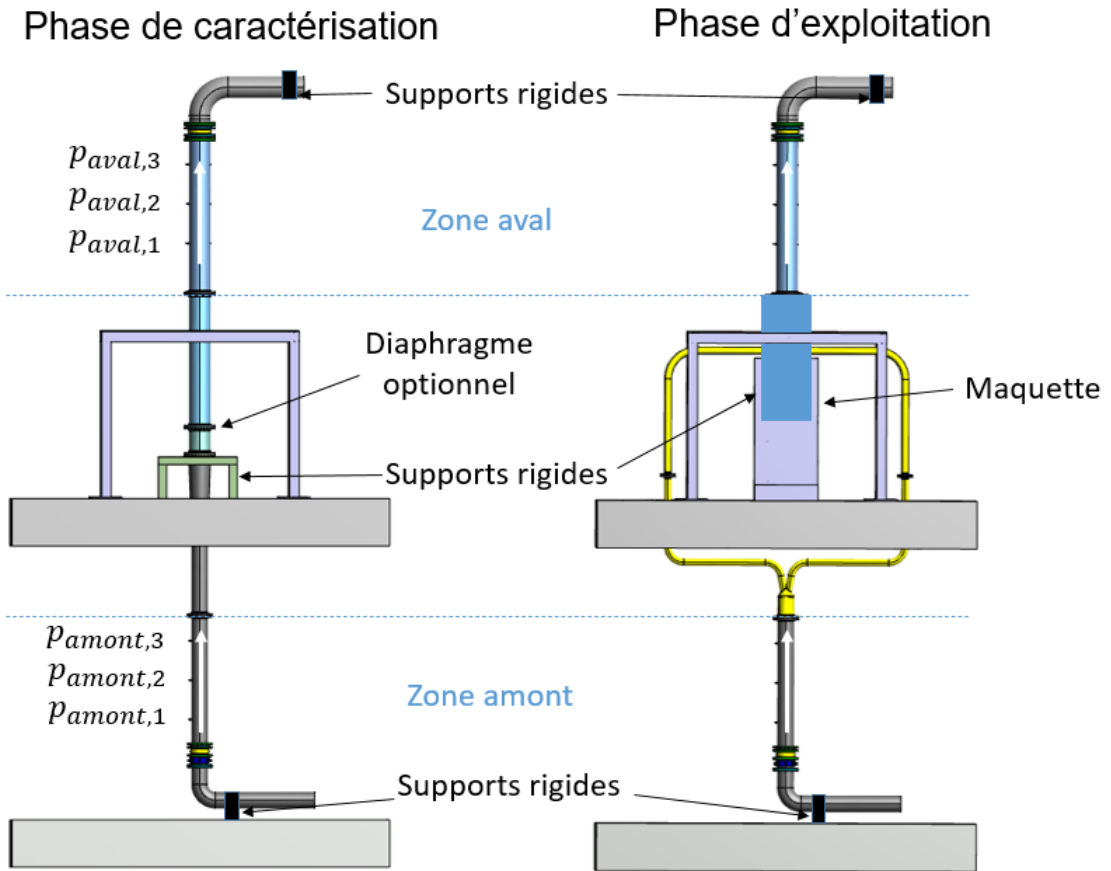


FIGURE 5.1 – Schémas des configurations expérimentales pour la phase de caractérisation acoustique (gauche) et d'exploitation de la maquette (droite). La zone représentée par un rectangle bleu est la zone d'insertion de la maquette dans la boucle.

Pour effectuer ce dimensionnement, on utilise une nouvelle fois les formules du "grand référentiel de pertes de charge" [74].

On applique plus précisément la formule de perte de charge pour une plaque trouée épaisse :

$$\Delta H = 0.5\rho W_1^2 \left[ \left( 0.5 + \tau\sqrt{1-\bar{f}} \right) (1-\bar{f}) + (1-\bar{f})^2 + \lambda \frac{ep_{diaph}}{d_H} \right] \frac{1}{\bar{f}^2} \quad (5.1)$$

avec :

- $W_1$  la vitesse d'écoulement en amont de la plaque ;
- $\Delta H$  la perte de charge générée par le diaphragme ;
- $ep_{diaph}$  l'épaisseur du diaphragme ;
- $d_H$  le diamètre hydraulique des trous ;
- $\tau$  paramètre fonction de  $\frac{ep_{diaph}}{d_H}$  ;
- $\bar{f}$  le rapport de section entre les trous et le tuyau amont.

Cette formule nous permet d'établir un tableau de combinaisons {nombre de trous / taille de

trous} correspondant à une perte de charge générée d'environ 2 bars :

Épaisseur plaque	Diamètres trous	Nombre de trous	Perte de charge générée par le diaphragme
5 mm	1 cm	39	1.97 bars + 0,27 bars changement de section
5 mm	2 cm	10	2.01 bars + 0,27 bars changement de section
5 mm	7.5 mm	65	2.00 bars + 0,27 bars changement de section

TABLE 5.1 – Différentes combinaisons de nombre et de taille de trous et pertes de charges associées pour la conception du diaphragme multi-trous.

A la perte de charge générée par le diaphragme s'ajoute la perte de charge très faible due au changement de section entre tuyau amont et tuyau aval du CEA (indiquée dans le tableau B.1).

Finalement, la combinaison sélectionnée par le bureau d'étude du CEA par commodité de fabrication comporte 10 trous de 2 cm de diamètre. La section cumulée des orifices du diaphragme multi-trous représente alors 5,7 % de la section totale de la tuyauterie. Pour plus de précisions, les plans du diaphragme multi-trous sont fournis en annexe F.

## 5.2 Intensimétrie acoustique dans les conduites d'eau

Une première étape essentielle avant la construction de tout modèle acoustique consiste à vérifier la qualité de la propagation des ondes acoustiques dans la boucle. Pour ce faire, la vitesse du son est évaluée par des mesures de pression fluctuante en amont et en aval de la zone d'essais, permettant d'identifier la présence éventuelle de phénomènes de cavitation indésirables et de s'assurer de la faible influence de la turbulence locale. Une fois cette précaution prise, les méthodes traditionnelles d'intensimétrie acoustique [58, 73, 2] avec des simplifications liées au faible nombre de Mach des écoulements en eau peuvent être utilisées. Le modèle acoustique de la zone d'essais délimitée peut être réduit, en considérant un modèle d'ondes planes, à la génération de deux ondes de pression  $p^+$  et  $p^-$ , qui peuvent être mesurées par les capteurs de pression fluctuante placés en amont et en aval de la zone d'essais. Une représentation équivalente de l'acoustique de la zone d'essais peut être réalisée à l'aide d'une source de vitesse fluctuante imposée. Les méthodes utilisées pour identifier chacun de ces éléments sont décrites ci-dessous.

### 5.2.1 Vérification de la qualité de la propagation acoustique dans le circuit

Avant de tenter de définir un modèle acoustique de la zone d'essais, il est nécessaire de vérifier la qualité de la propagation acoustique dans la boucle et la qualité des mesures de pression acoustique. Une bonne pratique consiste à utiliser deux triplets de capteurs de pression, en amont et en aval de la zone d'essais, pour déterminer la vitesse du son dans la boucle (voir Fig. 5.2) [71]. Une vitesse du son inférieure à 100 m/s, par exemple, pourrait être le signe d'un phénomène de cavitation, qui rendrait très délicat tout traitement des ondes acoustiques ainsi

que l'interprétation des mesures. Cette vérification est réalisée en manipulant les fonctions de transfert entre deux paires de capteurs au sein de chaque triplet à faible nombre de Mach, comme détaillé dans les paragraphes qui suivent. Les capteurs doivent être idéalement équidistants pour faciliter le traitement des données. Ils doivent être placés au minimum à 5 diamètres hydrauliques du dernier coude ou de la dernière vanne en amont et au minimum à 1 diamètre hydraulique de la prochaine vanne ou du prochain coude en aval pour limiter l'impact de ces changements de direction de l'écoulement dans les mesures. Pour avoir les meilleures chances d'obtenir une réponse acoustique franche et facilement mesurable, la boucle d'essai est excitée par une source de bruit. Un diaphragme multi-trous est utilisé, car il offre le meilleur compromis entre génération locale de bruit et limitation des perturbations de l'écoulement loin de la zone d'excitation.

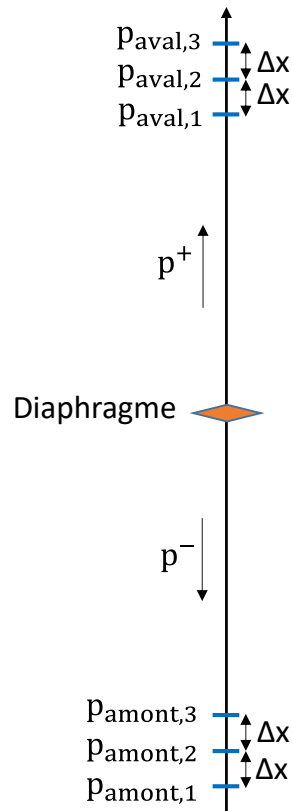


FIGURE 5.2 – Schéma du dispositif d'évaluation de la vitesse du son dans la boucle.

L'équation d'onde, exprimée dans le cas d'ondes planes se propageant dans la direction  $x$ , conduit à :

$$\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = \left( \frac{\partial}{\partial x} + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \right) \left( \frac{\partial}{\partial x} - \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \right) p = 0 \quad (5.2)$$

Deux fonctions progressive et régressive indépendantes, solutions de l'équation (5.2), sont notées  $p^+$  et  $p^-$ , de sorte que partout dans le milieu à une position  $x$  et un temps  $t$ , la pression

totale  $p$ , solution de l'équation (5.2) peut être exprimée comme suit :

$$p(x, t) = p^+ \left( t - \frac{x}{c} \right) + p^- \left( t + \frac{x}{c} \right). \quad (5.3)$$

La composante  $p^+$  de l'onde totale se propage vers les  $x$  positifs, tandis que l'onde  $p^-$  se propage vers les  $x$  négatifs (voir figure 5.2).

On souligne ici que le formalisme d'ondes planes peut tout à fait être appliqué, puisqu'il y a propagation d'ondes planes en tuyauterie de section circulaire jusqu'à une fréquence de  $\frac{1.84c}{2\pi a}$ , avec  $a$  le rayon de la tuyauterie (au maximum de 132.5 mm pour notre cas d'étude) et  $c$  la vitesse du son dans le circuit. En dehors de tout régime de cavitation, la vitesse du son est nécessairement supérieure à 500 m/s. Le régime d'ondes planes est donc assuré jusqu'à au moins 1100 Hz, ce qui est bien supérieur aux fréquences d'intérêt pour cette étude. On prendra soin de vérifier les valeurs de vitesse du son dans la boucle expérimentalement (voir section 5.3.2).

La pression acoustique fluctuante mesurée au sein d'un triplet de capteurs peut alors s'écrire en représentation harmonique :

$$\begin{aligned} p_A(\omega) &= p^+(\omega)e^{i\frac{\omega\Delta x}{c}} + p^-(\omega)e^{-i\frac{\omega\Delta x}{c}} \\ p_B(\omega) &= p^+(\omega) + p^-(\omega) \\ p_C(\omega) &= p^+(\omega)e^{-i\frac{\omega\Delta x}{c}} + p^-(\omega)e^{i\frac{\omega\Delta x}{c}} \end{aligned} \quad (5.4)$$

avec :

- $p_A$  l'amplitude complexe de la pression fluctuante mesurée au premier point du triplet (A = *amont*, 1 ou *aval*, 1) ;
- $p_B$  l'amplitude complexe de la pression fluctuante mesurée au point-milieu du triplet (B = *amont*, 2 ou *aval*, 2) ;
- $p_C$  l'amplitude complexe de la pression fluctuante mesurée au dernier point du triplet (C = *amont*, 3 ou *aval*, 3) ;
- $p^+$  l'amplitude complexe de l'onde plane de l'amont vers l'aval ;
- $p^-$  l'amplitude complexe de l'onde plane de l'aval vers l'amont ;
- $\Delta x$  l'espacement entre capteurs ;
- $\omega$  la pulsation ;
- $c$  la vitesse du son à identifier.

En manipulant ces expressions, on peut constituer des fonctions de transfert entre couples de capteurs au sein d'un même triplet, de la forme :

$$H_{\alpha\beta} = \frac{P_\alpha}{P_\beta}. \quad (5.5)$$

Dans les expériences, les signaux mesurés sont aléatoires et ne peuvent donc pas être analysés dans le domaine harmonique. En pratique, cette approche peut encore être appliquée à des



signaux stationnaires en utilisant les notations et les estimateurs de Bendat et Piersol [31]. Par exemple,  $H_{\alpha\beta}$  peut être estimé à partir de mesures de pression par l'estimateur  $\widehat{H}_1 = \frac{\langle p_\beta | p_\alpha \rangle}{\langle p_\beta | p_\beta \rangle}$ , où la notation entre crochets  $\langle . | . \rangle$  représente ici encore une notation abrégée pour l'interspectre entre deux signaux temporels ou la DSP d'un seul signal. Dans chaque triplet de capteurs de pression, la combinaison de ces fonctions de transfert permet d'identifier une fonction cosinus de la fréquence angulaire et de la vitesse du son :

$$\frac{H_{AB} + H_{CB}}{2} = \cos\left(\frac{\omega \Delta x}{c}\right). \quad (5.6)$$

A ce stade, la vitesse du son dans la boucle peut être estimée en appliquant un fit numérique en cosinus à la courbe résultante. Cette méthode a été populaire au CEA et une description en est proposée par Hassis [71].

## 5.2.2 Identification des conditions aux limites acoustiques d'une section de circuit

Une fois que la qualité de la propagation acoustique dans la boucle a été vérifiée, la zone d'essais peut être caractérisée acoustiquement. Outre la modélisation de la source de bruit elle-même, il est nécessaire de déterminer les conditions aux limites de la zone délimitée, afin de réaliser un modèle acoustique complet de la section d'essai.

### 5.2.2.1 Identification des coefficients de réflexion acoustiques amont et aval

La maquette à insérer dans la boucle peut être simplement représentée par une source acoustique, générant des ondes planes  $p^+$  et  $p^-$  respectivement vers l'aval et l'amont. Pour caractériser la zone d'essais de manière exhaustive, il est alors nécessaire d'étudier la façon dont les ondes sont transmises ou réfléchies à chaque extrémité de la zone. Dans le domaine acoustique, les extrémités amont et aval peuvent être entièrement décrites par des coefficients de réflexion équivalents.

Les fonctions de transfert  $p^+/p^-$  et  $p^-/p^+$  peuvent être exprimées en fonction de  $p_\beta/p_\alpha$  (par exemple),  $p_\alpha$  et  $p_\beta$  étant les amplitudes complexes de deux mesures de pression fluctuante, en amont ou en aval de la section d'essais. Elles représentent le rapport d'amplitude entre l'onde réfléchie ( $p^+$  en amont et  $p^-$  en aval) et l'onde incidente ( $p^-$  en amont et  $p^+$  en aval). Pour illustration, la première fonction de transfert s'écrit :

$$\frac{p^+(\omega)}{p^-(\omega)} = \frac{1 - e^{-2i\omega\tau} \frac{p_\beta(\omega)}{p_\alpha(\omega)}}{\frac{p_\beta(\omega)}{p_\alpha(\omega)} - e^{-2i\omega\tau}}, \quad (5.7)$$

avec  $\tau = \frac{\Delta x}{2c}$  le demi-temps de vol entre les deux capteurs  $\alpha$  et  $\beta$ . Le coefficient de réflexion acoustique peut donc être déterminé à partir de la fonction de transfert  $p_\beta/p_\alpha$ .

### 5.2.2.2 Identification des impédances amont et aval

Une autre manière possible d'identifier les conditions aux limites de la section d'essai consiste à évaluer les impédances amont et aval  $Z_{amont}$  et  $Z_{aval}$  [104]. En désignant par  $p(x)$  et  $u(x)$  les amplitudes complexes de la pression et de la vitesse fluctuantes à une position  $x$  dans le circuit, l'impédance correspondante est  $Z(x) = \frac{p(x)}{u(x)}$ . L'évaluation de  $Z_{amont}$  et  $Z_{aval}$  doit donc être faite à une position située en amont et en aval respectivement. Dans l'approximation basse fréquence quasi-incompressible, la vitesse fluctuante  $u$  peut être considérée comme uniforme en  $x$  sur l'ensemble de la zone d'essais. La pression fluctuante est mesurée directement par les capteurs de pression fluctuante situés en amont et en aval de la zone d'essais. La vitesse fluctuante, elle, est calculée à partir d'un couple de mesures de pression fluctuante  $p_\alpha(\tau)$  et  $p_\beta(\tau)$ . Un simple équilibre des forces sur la tranche de fluide séparant les deux capteurs donne une différence de pression divisée par la distance  $\Delta x$  séparant les deux points de mesure et la densité de l'eau  $\rho$  égale à l'accélération fluctuante, qui doit être intégrée par rapport au temps  $\tau$  :

$$u(t) = \int_{\tau=0}^{\tau=t} \frac{p_y(\tau) - p_x(\tau)}{\rho \Delta x} d\tau \quad (5.8)$$

### 5.2.3 Représentation de la source acoustique à basse fréquence

En fonction du nombre de Mach considéré et de la nature des milieux environnants, différentes analogies ont été proposées dans le passé pour décrire une source de bruit turbulent compacte. En vibrations de tuyauteries et acoustique 1D, la représentation la plus répandue consiste en des sources ponctuelles de discontinuités de pression et de discontinuités de débit [111, 128, 68, 4, 117] encapsulant en termes uniques les contributions résultant des pressions et vitesses fluctuantes à l'intérieur d'une singularité d'écoulement telle qu'une vanne ou un diaphragme [108, 125].

Le premier type de source est une différence de pression aléatoire  $\Delta p(t)$  à un point du circuit, qui peut être considérée comme une force aléatoire externe divisée par la section de passage du fluide, exercée sur le domaine fluide. Une telle différence de pression est par construction superposée aux ondes acoustiques qui traversent la singularité d'écoulement, et une description pratique du comportement passif de la singularité d'écoulement est également nécessaire. Des matrices de transfert [30] ou des matrices de diffusion [1, 20, 72] peuvent être introduites à cette fin et peuvent être identifiées expérimentalement à l'aide de diverses méthodes, telles que l'utilisation de deux sources sonores externes en amont et en aval de la zone d'essais, largement documentées dans la littérature. L'analyse du comportement passif de la maquette n'est pas l'objet de cette étude, qui se concentre sur la caractérisation de la future maquette en tant que source active de bruit.

Des discontinuités de vitesse acoustique peuvent également être introduites, ce qui peut être décrit comme l'insertion d'un débit fluctuant supplémentaire provenant d'ailleurs. De telles sources sont l'équivalent 1D d'une source monopolaire en acoustique traditionnelle.

Avant de se concentrer sur la description la plus adaptée à l'étude actuelle, il peut être utile, pour la compréhension physique, de souligner le fait qu'une discontinuité de pression peut être considérée comme l'émission dans le domaine temporel d'une paire d'ondes de pression se propageant, avec des amplitudes opposées dans les directions amont et aval. À l'inverse, une discontinuité de vitesse peut être considérée comme l'émission d'une paire d'ondes se propageant avec des amplitudes identiques dans les directions amont et aval. Une telle illustration permet de mieux comprendre l'équivalence de la représentation en pression propagative et de la représentation en pression et vitesse fluctuantes. Les mêmes phénomènes peuvent être décrits avec les deux, et le choix de l'une ou l'autre n'est qu'une question de commodité.

Pour en revenir aux spécificités de l'étude actuelle, on peut facilement observer que dans la gamme des basses fréquences et dans les écoulements monophasiques, seules les sources de fluctuation de pression doivent être prises en compte. Les discontinuités de vitesse sont en effet, par construction, incompatibles avec l'incompressibilité du fluide. Elles sont bien adaptées à une description à haute fréquence, ou à des écoulements cavitants où la génération de bulles pousse vers l'amont et vers l'aval le volume de liquide. Combinées à une matrice de diffusion pour décrire la transmission et la réflexion, les discontinuités de pression fournissent une représentation basse fréquence des sources acoustiques. Une étape supplémentaire consiste à utiliser la relation d'incompressibilité qui simplifie grandement les équations : on peut montrer qu'un seul terme de différence de pression combiné à une impédance en série constitue une description adéquate d'une singularité d'écoulement qui peut être écrite en régime harmonique comme suit :

$$(p_{amont} - p_{aval})(\omega) = \Delta p(\omega) + Z_{eq}(\omega)u(\omega), \quad (5.9)$$

où  $p_{amont}$  et  $p_{aval}$  sont respectivement les pressions directement en amont et en aval, où  $\Delta p$  est la source acoustique fluctuante, où  $Z_{eq}$  est l'impédance interne de la singularité d'écoulement, et où  $u$  est la vitesse d'écoulement fluctuante à travers la singularité d'écoulement. Une telle représentation est très proche dans son principe d'une source de tension avec sa résistance interne en électronique [127]. L'ensemble des sections amont et aval de la boucle peut être simplement représenté par des impédances amont et aval équivalentes  $Z_{amont}$  et  $Z_{aval}$  telles que définies dans la section 5.2.2.2.

En suivant le même raisonnement que celui de Norton et Mayer [98, 91], une source de vitesse imposée équivalente peut être définie en parallèle avec la même impédance interne, c'est-à-dire,

$$u(\omega) = \frac{(p_{amont} - p_{aval})(\omega)}{Z_{eq}(\omega)} + u_{imp}(\omega). \quad (5.10)$$

Une telle source de vitesse est équivalente, en vertu de la représentation de Thévenin-Norton, à une source de discontinuité de pression. Les deux modèles équivalents sont présentés sur la figure 5.3. Il ne faut pas confondre cette source de vitesse fluctuante imposée avec la source de discontinuité de vitesse mentionnée précédemment, car elle décrit un écoulement purement incompressible. Curieusement, cette dernière représentation ne semble pas avoir été largement

utilisée dans le domaine des vibrations induites par l'écoulement.

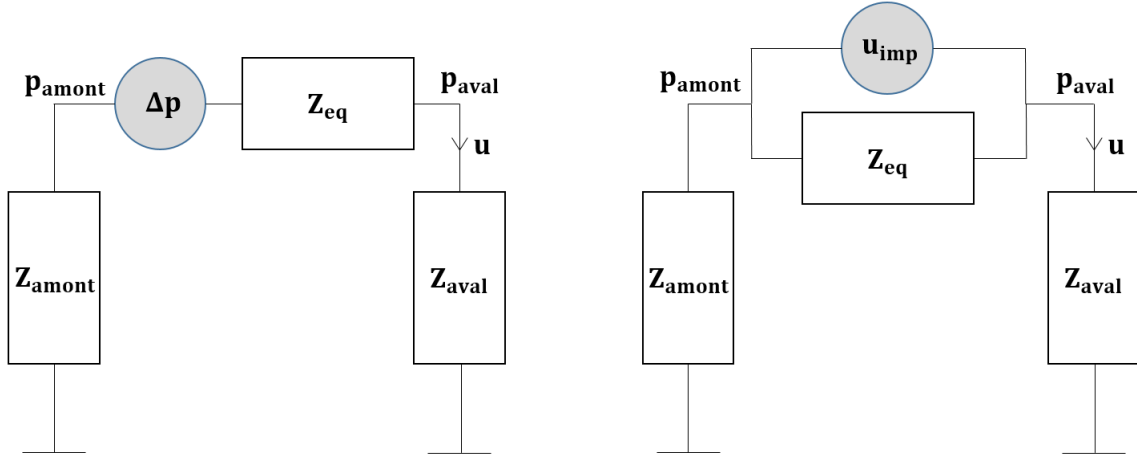


FIGURE 5.3 – Schéma du modèle hydroacoustique équivalent de Thévenin-Norton du circuit.

La vitesse fluctuante  $u$  et les pressions fluctuantes résultantes  $p_{amont}$  and  $p_{aval}$  peuvent être exprimées pour chacun de ces modèles. Pour le modèle de Thévenin :

$$\begin{cases} u = -\frac{\Delta p}{Z_{eq} + Z_{aval} + Z_{amont}} \\ p_{aval} - p_{amont} = \frac{\Delta p}{1 + \frac{Z_{eq}}{Z_{aval} + Z_{amont}}} \end{cases} \quad (5.11)$$

De même, pour le modèle de Norton :

$$\begin{cases} u = \frac{u_{imp}}{1 - \frac{Z_{aval} + Z_{amont}}{Z_{eq}}} \\ p_{aval} - p_{amont} = -\frac{(Z_{aval} + Z_{amont})u_{imp}}{1 - \frac{Z_{aval} + Z_{amont}}{Z_{eq}}} \end{cases} \quad (5.12)$$

Ainsi, dans le cas où  $Z_{amont} + Z_{aval} \gg Z_{eq}$ , le modèle de Thévenin induit  $p_{aval} - p_{amont} \approx \Delta p$ , ce qui permet une caractérisation simple de la discontinuité de pression fluctuante équivalente à partir d'une mesure de pression fluctuante en amont et en aval de la zone d'essais. Dans le cas contraire, le modèle de Norton induit  $u \approx u_{imp}$ , permettant une évaluation simple du générateur de vitesse fluctuante équivalent à partir d'une mesure de vitesse fluctuante en amont ou en aval de la zone d'essais.

### 5.3 Identification expérimentale du comportement acoustique de la boucle

La boucle d'essais, sans prendre en compte l'insertion de la maquette, représente déjà un objet acoustique à part entière, composé d'une pompe, de vannes, de coudes, etc. L'objectif ici est de caractériser la signature acoustique de la boucle "à vide", avant insertion de la maquette.

### 5.3.1 Bruit de fond acoustique de la boucle

Tous les composants de la boucle génèrent un signal acoustique qui est directement mesuré par les capteurs de pression fluctuante qui seront utilisés pour les mesures une fois la maquette mise en place sur la boucle. Ce bruit de fond acoustique ne peut pas être éliminé pour les mesures futures, mais il peut être identifié avec précision en mesurant les spectres de pression fluctuante de la boucle "à vide", dans la configuration illustrée à gauche de la figure 5.1, sans aucun diaphragme. Ces spectres de bruit de fond sont mesurés à 9 débits différents, de 0 L/s à 80 L/s par pas de 10 L/s, répartis autour du débit nominal de 42 L/s utilisé pour dimensionner la maquette. Un exemple de spectres de bruit de fond obtenus pour un débit de 40 L/s et en configuration de boucle ouverte est illustré en figure 5.4. Les mesures " $p_{amont,1}$ ", " $p_{amont,2}$ " et " $p_{amont,3}$ " correspondent au triplet amont des capteurs de pression, tandis que les points " $p_{aval,1}$ ", " $p_{aval,2}$ " et " $p_{aval,3}$ " correspondent au triplet aval. En particulier, un pic est clairement visible autour de 8,75 Hz, correspondant à la raie de pompe. Ce pic n'a jamais posé de problème pour les mesures ultérieures, car sa fréquence peut être décalée par rapport aux fréquences d'intérêt de l'étude en modifiant la vitesse de la pompe. Cette modification de la vitesse de pompe est alors compensée par une adaptation de l'ouverture des vannes pour conserver un débit constant. Les valeurs RMS des spectres obtenus vont d'environ 130 Pa à 500 Pa entre 10 L/s et 80 L/s et ne sont pratiquement pas affectées par ce pic.

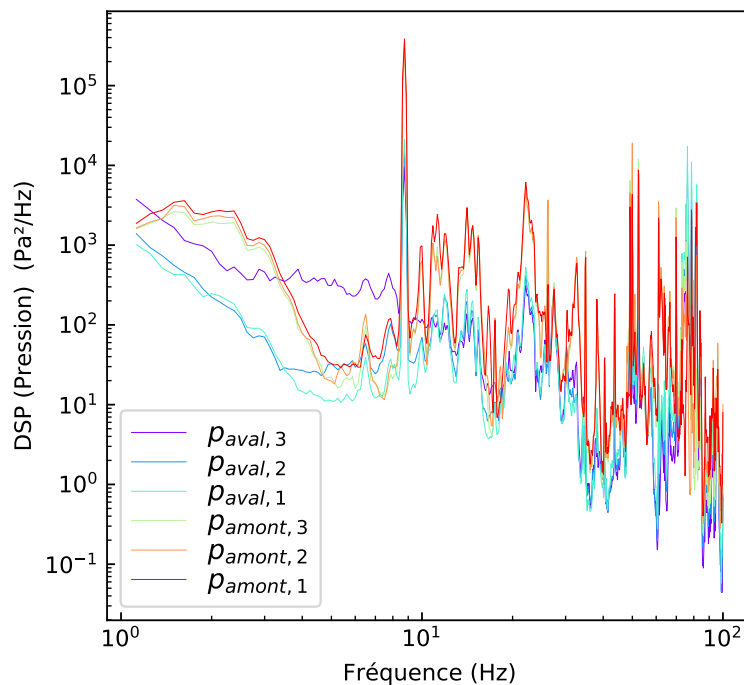


FIGURE 5.4 – Spectres de bruit de fond mesurés sur la boucle pour un débit de 40 L/s, en configuration de boucle ouverte, sans maquette et sans diaphragme.

### 5.3.2 Vérification de la qualité de la propagation acoustique

La qualité de la propagation acoustique dans la boucle est une condition nécessaire à l'obtention de mesures acoustiques exploitables, comme expliqué en 5.2. Pour évaluer la qualité de la propagation acoustique dans la boucle, la vitesse du son est identifiée grâce aux fonctions de transfert au sein des triplets de capteurs de pression en amont et en aval de la zone d'essais, comme présenté en section 5.2.1. Un diaphragme multi-trous est inséré dans le tuyau droit. Des mesures de pression fluctuante en triplets amont et aval sont effectuées à 6 débits différents, de 0 L/s à 50 L/s par pas de 10 L/s, la mesure à 0 L/s servant de mesure de bruit de fond.

Un exemple de spectres obtenus pour un débit de 40 L/s est présenté en figure 5.5 aux mêmes points de mesure qu'en section 5.3.1. Pour la configuration de boucle ouverte (voir rappel des deux configurations possibles en schéma 3.3), on remarque un écart prononcé à basse fréquence (inférieures à 20 Hz) entre les spectres des triplets amont et aval. Plus précisément, dans cette gamme de fréquences, les signaux du triplet aval sont étonnamment inférieurs de près de deux ordres de grandeur aux signaux amont, alors que l'on pourrait plutôt s'attendre à ce que la zone aval subisse une excitation locale importante après la traversée du diaphragme multi-trous. Cet écart est en outre robuste, car observé à tous les débits, et par répétition des essais. Aucune explication n'a été trouvée pour cette observation. Il pourrait venir du fluide comme de la tuyauterie. Pour plus de précisions, on pourrait étudier le comportement de la tuyauterie via des accéléromètres, mais par contrainte de temps, on fait le choix de ne pas s'attarder plus longtemps sur ce détail.

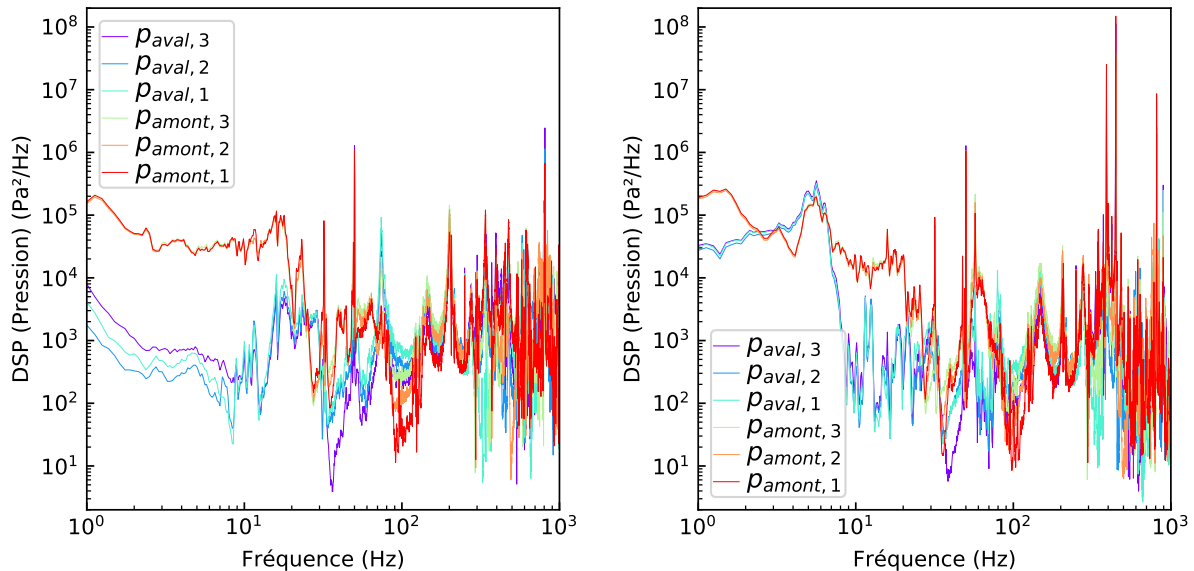


FIGURE 5.5 – Spectres de pression fluctuante mesurés avec diaphragme multi-trous à un débit de 40 L/s. Gauche : en configuration boucle ouverte. Droite : en configuration boucle fermée.

La même procédure a été appliquée en configuration de boucle fermée, afin d'obtenir des mesures de caractérisation exhaustives dans les deux configurations de fonctionnement ainsi que

de déterminer la dépendance des conditions aux limites à la configuration testée. Cette fois, les spectres amont et aval sont beaucoup plus proches en amplitude à basse fréquence, à l'exception des fréquences très proches de 10 Hz où un écart est encore présent.

Pour les deux configurations, les fluctuations de pression obtenues sont de l'ordre de 0.1 bar, preuve d'une excitation de boucle prononcée par le diaphragme multi-trous. Enfin, on observe un pic avec des harmoniques autour de 250 Hz à 10 L/s et 18 L/s, passant à 500 Hz à 30 L/s et 40 L/s, puis à 800 Hz à 50 L/s. Ces valeurs de fréquence et les débits associés correspondent à des nombres de Strouhal (fréquence adimensionnée par l'épaisseur du diaphragme et la vitesse d'écoulement dans les trous) compris entre 0.2 et 0.4, caractéristiques d'un phénomène de sifflement de diaphragme dû à un détachement tourbillonnaire [125, 124]. Alors qu'une augmentation linéaire du débit devrait modifier linéairement la fréquence du détachement tourbillonnaire, ces sauts de fréquence clairement identifiables marquent la présence d'un phénomène de "lock-in" par les fréquences acoustiques de la boucle (voir par exemple [92]). Ce phénomène a été clairement perçu par les opérateurs lors des essais avec une forte amplitude sonore.

La figure 5.6 montre une manipulation des fonctions de transfert dans chacun des triplets amont et aval en utilisant la méthode décrite dans la section 5.2.1, pour les configurations de boucle ouverte et fermée et pour un débit de 40 L/s. Des tendances cosinoïdales peuvent être clairement identifiées. Les fits numériques permettent d'identifier des valeurs de vitesse du son de l'ordre de 1000 m/s en amont et 1100 m/s en aval du diaphragme multi-trous pour la configuration en boucle ouverte. Des valeurs similaires de 1050 m/s en amont et 1100 m/s en aval sont obtenues pour la configuration en boucle fermée. Enfin, les valeurs obtenues restent analogues pour chacun des débits testés.

Ces valeurs doivent être comparées à la vitesse du son prédite, en prenant en compte l'élasticité de la tuyauterie, par la formule d'Allievi [5] :

$$c = \sqrt{\frac{1}{\rho \left( \frac{1}{\kappa} + \frac{D}{Ee} \right)}} \quad (5.13)$$

avec :

- $\rho$  la masse volumique du fluide (kg.m<sup>3</sup>)
- $\kappa$  le module d'élasticité isostatique du fluide (Pa)
- $D$  le diamètre interne de la tuyauterie (m)
- $E$  le module d'élasticité isostatique de la tuyauterie (Pa)
- $e$  l'épaisseur de la tuyauterie (m).

Pour ordre d'idée,  $\frac{1}{\kappa}$  vaut environ  $4.5 \times 10^{-10} \text{ Pa}^{-1}$  tandis que le rapport  $\frac{D}{Ee}$  vaut environ  $9.5 \times 10^{-11} \text{ Pa}^{-1}$  en amont et  $1.6 \times 10^{-10} \text{ Pa}^{-1}$  en aval. C'est le rapport entre ces deux termes qui indique l'influence de l'élasticité de la tuyauterie sur la valeur de la vitesse du son. Les vitesses du son théoriques obtenues en amont et en aval de la zone d'essais sont alors respectivement de 1245 et 1140 m/s. Les valeurs de vitesse du son mesurées sont donc cohérentes avec les valeurs théoriques.

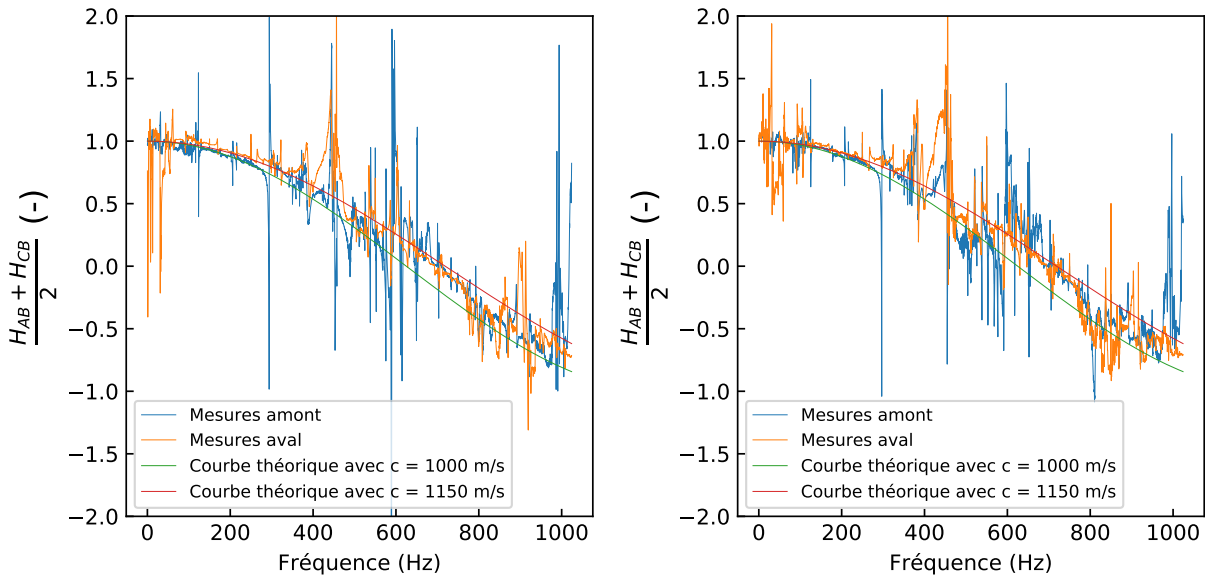


FIGURE 5.6 – Identification de la vitesse du son pour un débit de 40 L/s. Gauche : en configuration boucle ouverte. Droite : en configuration boucle fermée.

Cette forme de cosinus identifiable et les valeurs de vitesse du son obtenues confirment la bonne qualité de la propagation acoustique et l'absence de tout phénomène de cavitation notable dans la boucle, tant dans la configuration en boucle ouverte que fermée. Elles garantissent donc l'exploitabilité des mesures acoustiques pour déterminer les conditions aux limites amont et aval, et plus généralement le modèle acoustique équivalent de la zone d'essais.

## 5.4 Identification expérimentale des conditions aux limites de la zone d'essais

Dès lors que la qualité de la propagation acoustique dans la boucle a été vérifiée, il est possible de déterminer les conditions aux limites acoustiques de la zone d'essais, afin d'obtenir un modèle acoustique global après insertion de la maquette. L'identification des conditions aux limites est réalisée selon la procédure décrite en section 5.2.2.1 via les coefficients de réflexion amont et aval. La configuration illustrée à gauche de la figure 5.1 est conservée, avec insertion d'un diaphragme multi-trous comme source de bruit acoustique. Des mesures de pression fluctuante dans les triplets amont et aval sont effectuées à 6 débits différents, de 0 L/s à 50 L/s par pas de 10 L/s.

Les figures 5.7 et 5.8 montrent respectivement un exemple de coefficient de réflexion amont et aval identifié pour un débit de 40 L/s, avec les positions de mesure de pression fluctuante  $p_{amont,1}$  et  $p_{amont,2}$  et  $p_{aval,1}$  et  $p_{aval,2}$  en configurations de boucle ouverte et fermée. La gamme de fréquence étudiée est limitée à 50 Hz, car nous nous intéressons au régime de basse fréquence. Le résultat inattendu de ces courbes est l'identification d'une condition de pression quasi nulle en amont comme en aval de la zone d'essais. Le module des coefficients de réflexion est en effet sensiblement constant, égal à 1, et la phase constante égale à  $\pi$ . Cela conduit à  $\frac{p^+}{p^-} = -1$ ,



c'est-à-dire à une pression fluctuante totale  $p = p^+ + p^- = 0$ . Des tendances très similaires sont obtenues avec des couples de capteurs et des débits différents.

Les mêmes mesures ont par ailleurs été effectuées une fois la maquette introduite dans la boucle d'essais, et sont présentées en figures 5.9 et 5.10. Les mêmes observations peuvent être faites avec la présence de conditions de pression nulle en amont et en aval de la zone d'essais. Les conditions aux limites sont par ailleurs très peu modifiées avant et après insertion de la maquette dans la boucle, en particulier aux basses fréquences d'intérêt pour cette étude.

Avec de telles conditions de pression aux limites, il peut être délicat de caractériser la maquette comme une discontinuité de pression fluctuante avec le modèle de Thévenin présenté dans la section 5.2.3. En revanche, une représentation par le modèle équivalent de Norton est adaptée, et la caractérisation de la maquette par un générateur équivalent de vitesse fluctuante peut être réalisée en mesurant la vitesse fluctuante en amont ou en aval de la maquette.

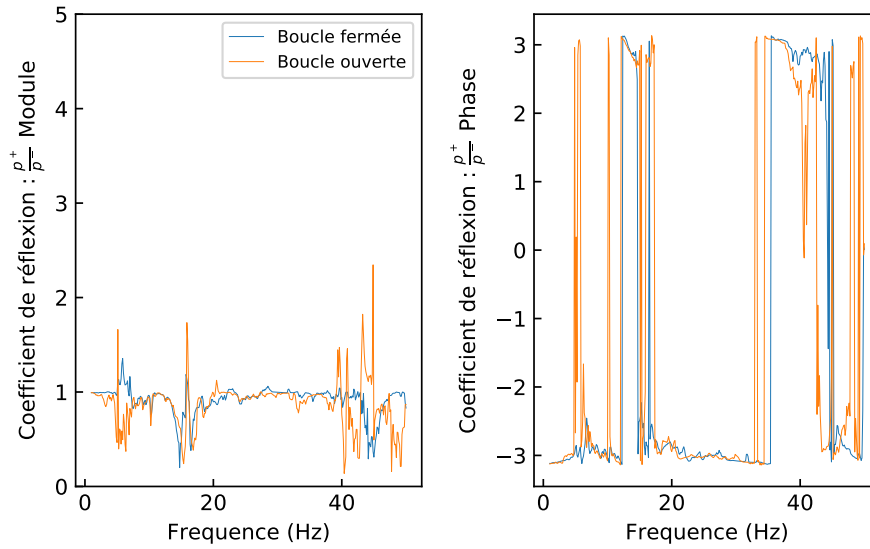


FIGURE 5.7 – Identification du coefficient de réflexion acoustique amont dans les deux configurations de boucle pour un débit de 40 L/s, en utilisant  $p_{amont,1}$  et  $p_{amont,2}$ , avec diaphragme multi-trous. Gauche : module. Droite : phase.

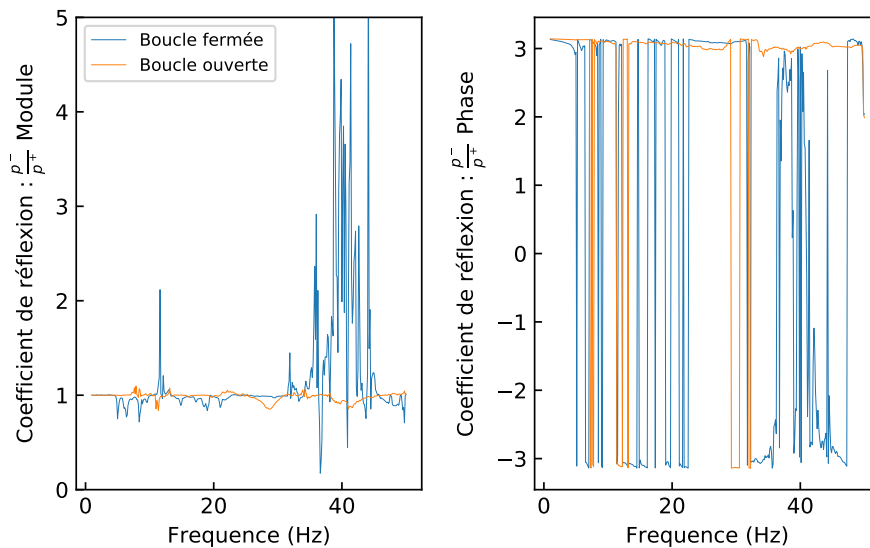


FIGURE 5.8 – Identification du coefficient de réflexion acoustique aval dans les deux configurations de boucle pour un débit de 40 L/s, en utilisant  $p_{aval,1}$  et  $p_{aval,2}$ , avec diaphragme multi-trous. Gauche : module. Droite : phase.

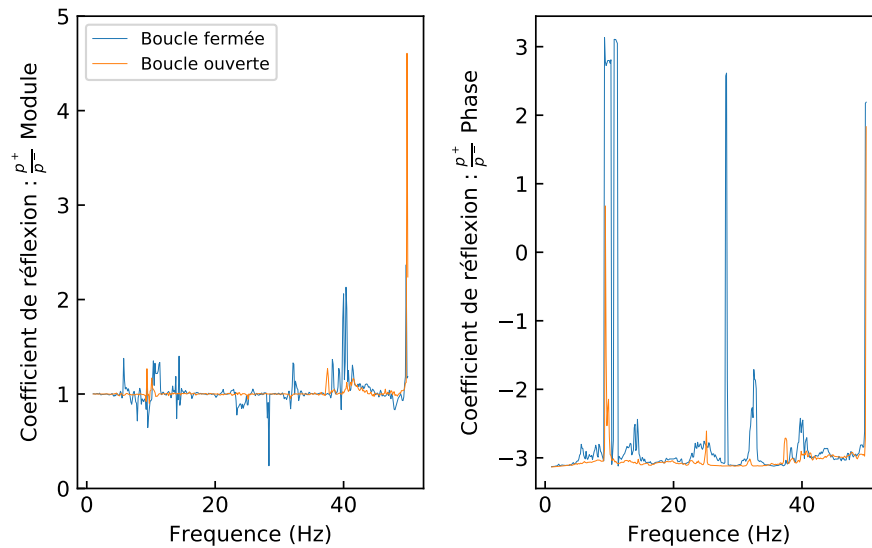


FIGURE 5.9 – Identification du coefficient de réflexion acoustique amont dans les deux configurations de boucle pour un débit de 42 L/s, en utilisant  $p_{amont,1}$  et  $p_{amont,2}$ , avec la maquette CORVET. Gauche : module. Droite : phase.

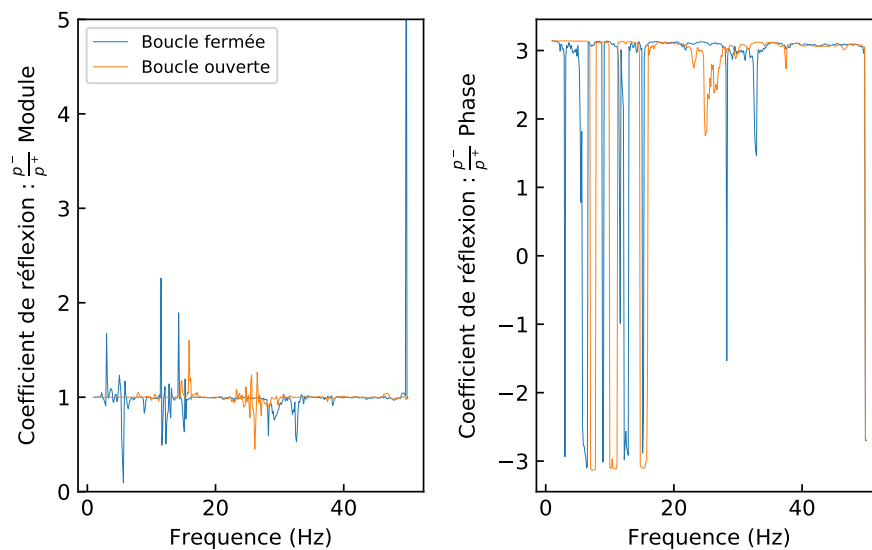


FIGURE 5.10 – Identification du coefficient de réflexion acoustique aval dans les deux configurations de boucle pour un débit de 42 L/s, en utilisant  $p_{aval,1}$  et  $p_{aval,2}$ , avec la maquette CORVET. Gauche : module. Droite : phase.



# 6

## Chargement turbulent en espace annulaire

---

*Ce chapitre présente les résultats expérimentaux comme numériques portant sur la caractérisation du chargement turbulent en espace annulaire. Une première étape est l'analyse de la trajectoire de l'écoulement et de la distribution globale des champs principaux de vitesse et de pression. S'en suivent l'identification plus détaillée des paramètres caractéristiques intervenant dans la description du chargement turbulent ; la vitesse de convection et les longueurs de corrélation via les interspectres et la cohérence. Une alternative à la démarche de joint acceptance est proposée, via un spectre équivalent de forces surfacique, intégrant à la fois spectre de pression fluctuante, longueurs de corrélation et vitesse de convection.*

Ce chapitre comporte deux parties, dont la première porte sur l'espace annulaire infini, introduit précédemment en section 4.7. La deuxième partie porte quant à elle sur l'espace annulaire avec jets impactants, correspondant à la configuration de CORVET.

### 6.1 Configuration espace annulaire infini

Afin de s'approprier la méthode d'identification des paramètres caractéristiques du chargement turbulent en se rapprochant au maximum des hypothèses de turbulence homogène fournies dans la littérature, on procède tout d'abord à l'étude de l'espace annulaire pleinement développé. Cette étude repose uniquement sur les simulations numériques dont la mise en données est présentée en section 4.7, car de telles conditions ne sont pas réalisables expérimentalement.

#### 6.1.1 DSP de la pression fluctuante

La figure 6.1 montre une visualisation du champ de pression fluctuante instantané dans une section orthogonale à l'axe des cylindres.

La visualisation du champ de pression fluctuante sur la section laisse bien apparaître des micro-

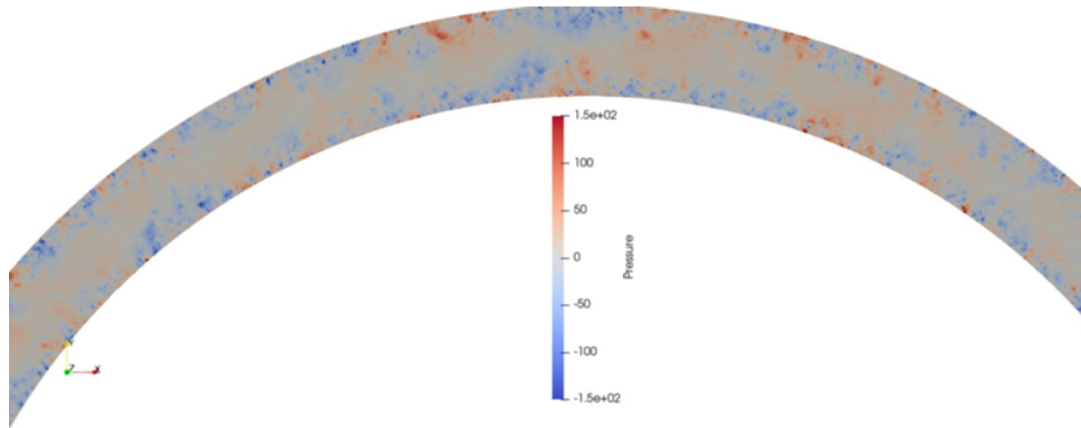


FIGURE 6.1 – Visualisation du champ de pression fluctuante dans une section de l'espace annulaire orthogonale à l'axe des cylindres, en configuration infinie.

structures tourbillonnaires résolues aux parois, directement issues de la turbulence locale, sans aucune excitation extérieure liée à des géométries accidentées ou des conditions de fonctionnement variables qu'on ne pourrait éviter lors d'essais sur maquette. Ce premier cas d'étude nous permet donc de partir de la situation la plus fidèle à la turbulence idéale décrite par les hypothèses du modèle de Powell. On cherche alors dans un premier temps à vérifier la validité du modèle dans cette configuration et à en évaluer les paramètres caractéristiques tels que la vitesse de convection ou les longueurs de corrélation longitudinale et transverse.

Les spectres de pression fluctuantes obtenus sont présentés en figure 6.2, à différentes hauteurs  $z$  le long d'une génératrice en surface interne (figure 6.2a), à différentes positions circonférentielles  $\varphi$  (figure 6.2b) et à différentes positions radiales  $r$  (figure 6.2c). Ces spectres présentent des profils classiques de turbulence avec une valeur constante à basse fréquence, une fréquence de coupure, puis une forte diminution aux fréquences supérieures.

On constate par ailleurs quatre ordres de grandeur de différence en amplitude avec le spectre fourni dans la littérature par Au-Yang [16]. Aucune surprise puisque ce spectre, bien que supposé représenter le spectre générique à utiliser dans un modèle idéal d'espace annulaire avec turbulence homogène, est directement issu d'un fit sur des mesures avec jets impactants en admission. En plus de l'excitation extérieure liée à la pompe ou aux composants de la boucle d'essai (coudes, vannes, etc), les jets impactants représentent alors une source de perturbation majeure pour l'écoulement, s'ajoutant aux effets directs de la turbulence locale qui nous intéresse. En revanche, les spectres de la littérature fournis par Axisa [21] et Chen [48] se superposent quant à eux bien mieux aux spectres simulés en termes d'amplitude. Là encore, cette observation est cohérente puisque ces deux spectres correspondent à des écoulements établis (turbulence homogène). En revanche, les pentes et les fréquences de coupure ne correspondent pas parfaitement aux caractéristiques des spectres mesurés.

Sur la base de ces premières observations, on peut d'ores et déjà conclure qu'il existe une grande différence entre le spectre de Au-Yang [16] fourni dans la littérature comme spectre de

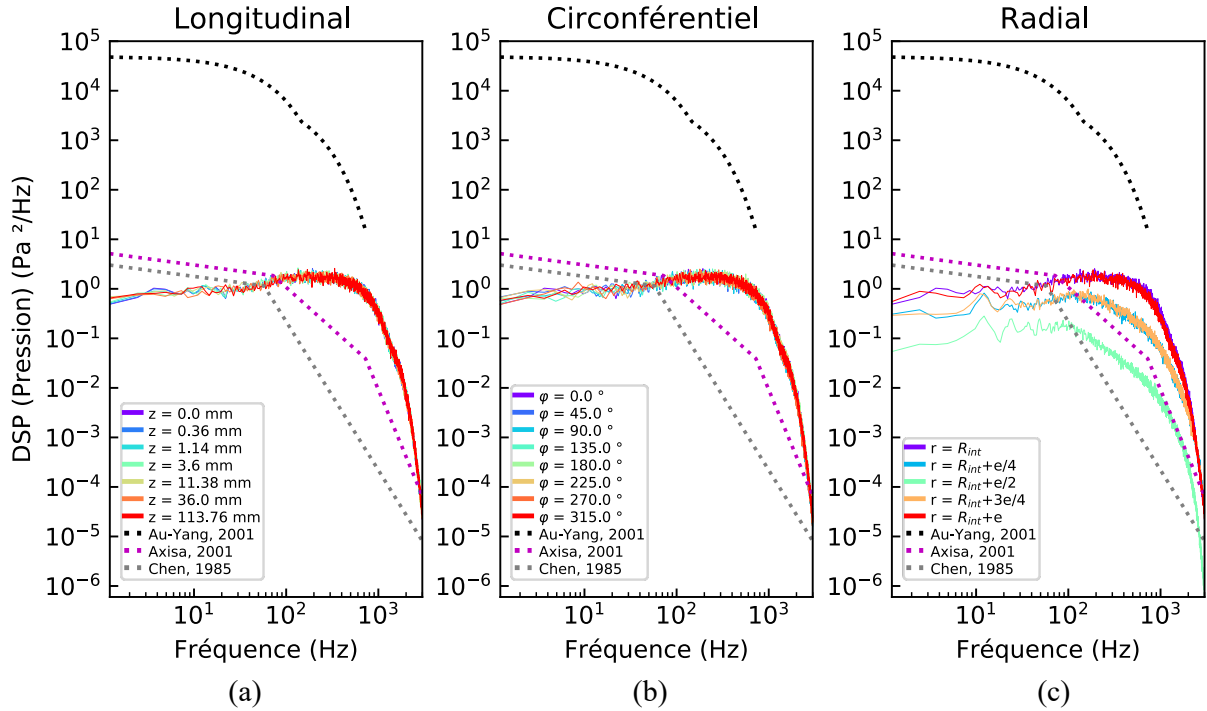


FIGURE 6.2 – Spectres de pression fluctuante dans l’espace annulaire en configuration infinie et comparaison avec la littérature. (a) : le long d’une génératrice sur la surface interne (à différentes hauteurs  $z$ , avec  $r$  et  $\theta$  fixés). (b) : sur la circonférence (à différents angles  $\theta$ , avec  $z$  et  $r$  fixés). (c) : dans l’épaisseur annulaire (à différents rayons  $r$ , avec  $z$  et  $\theta$  fixés).

référence à utiliser pour l’application du modèle de Powell en espace annulaire, et le spectre résultant directement des hypothèses mêmes de turbulence homogène du modèle. Malheureusement, bien qu’une validation expérimentale serait nécessaire pour déterminer si les spectres obtenus par simulation en configuration idéale sont réellement représentatifs de la turbulence locale correspondante, il est impossible de s’affranchir des sources de perturbations extérieures de l’écoulement citées plus haut, et qui vont de pair avec les activités expérimentales. On identifie à ce stade une grande marge de compréhension possible entre le cas idéal décrit par le modèle de Powell et les essais étudiés dans la littérature, et une grande dépendance à la configuration étudiée.

Par ailleurs, on remarque que, si les spectres de la figure 6.2(a) et de la figure 6.2(b) sont parfaitement superposés (signe d’une turbulence homogène), ceux de la figure 6.2(c) de droite ne sont pas. On peut donc déduire que la turbulence est bien homogène dans la direction longitudinale et circonférentielle, mais pas dans l’épaisseur annulaire (direction radiale). L’amplitude des spectres diminue avec la distance à la paroi, avec un écart entre paroi et milieu de l’épaisseur annulaire entre un et deux ordres de grandeur, signe que des structures tourbillonnaires d’échelles différentes sont générées au voisinage des parois et au milieu de l’espace annulaire. La valeur RMS de la pression fluctuante est de 44 Pa environ aux parois, 24 Pa à un quart de l’épaisseur annulaire, et 9 Pa au milieu de l’épaisseur annulaire. Ces valeurs sont en accord avec la pression

de référence  $\rho U^2 \approx 7000$  Pa, la valeur RMS de la pression fluctuante étant classiquement égale à quelques pourcents du terme de référence. Même dans la configuration d'espace annulaire la plus idéale en termes d'homogénéité de la turbulence, où seule la turbulence asymptotique est observée, on ne peut donc parler de turbulence homogène dans tout le domaine fluide. On peut néanmoins constater que les spectres en paroi interne et externe se superposent, ce qui est rassurant quant à notre capacité à réaliser des mesures en paroi externe qui soient statistiquement représentatives du chargement turbulent appliqué sur la paroi du panier interne lors des essais sur la maquette.

### 6.1.2 Interspectres

Poursuivons nos investigations sur le modèle de Powell appliqué à ces simulations d'espace annulaire infini idéal. On trace le module et la phase des interspectres pour des couples d'espacement progressif, afin d'observer la perte progressive de cohérence des signaux avec la distance. La figure 6.3 montre un exemple d'interspectres ainsi obtenus dans la direction longitudinale, sur la surface interne, à différents espacements en hauteur entre les couples de signaux. Dans un souci de clarté, la phase est présentée dans sa forme "déroulée", grâce à l'utilisation de la fonction `numpy.unwrap`. Le module comme la phase sont par ailleurs moyennés sur les 8 positions circumférentielles (homogénéité en  $\varphi$ ) afin d'augmenter artificiellement le temps de simulation et obtenir ainsi des spectres moins bruités.

Le module de l'interspectre voit son amplitude diminuer progressivement avec la distance, avec une courbe de plus en plus bruitée. La phase de l'interspectre, quant à elle, devrait varier linéairement avec la fréquence selon l'expression 2.48. Alors que la phase est linéaire sur toute la plage de fréquences jusqu'à 2000 Hz pour les espacements supérieurs à 1.14 mm, elle commence à perdre sa linéarité à 850 Hz environ pour un espacement de 3.6 mm, à 400 Hz pour 11.38 mm, et à 200 Hz pour 36 mm. Aucune plage fréquentielle ne présente de linéarité pour un espacement de 113.76 mm. Il existe donc une fréquence seuil pour chaque espacement entre capteurs considéré, au-delà de laquelle les phases deviennent aléatoires. L'expérience ayant montré que la phase est un bon indicateur de la qualité d'une cohérence, cette observation indique la plage fréquentielle de confiance sur laquelle peuvent être réalisées les analyses des cohérences et phases entre capteurs. On déduit également de ces fréquences seuils que les signaux sont totalement décorrélés à 113.76 mm, et que la longueur de corrélation longitudinale vaut environ 36 mm à 200 Hz (passage de la zone linéaire à la zone non linéaire), 11 mm à 400 Hz et 4 mm à 850 Hz près de la paroi interne.

On peut alors comparer les interspectres ainsi obtenus à différentes positions radiales au sein de l'espace annulaire. La figure 6.4 montre ainsi la comparaison des interspectres obtenus dans la direction longitudinale, à différents espacements en hauteur entre les couples de signaux, pour trois positions radiales différentes. En figure 6.4(a) se trouvent les interspectres en surface interne ( $r = R_{int}$ ), en figure 6.4(b) les interspectres à un quart de l'épaisseur annulaire ( $r = R_{int} + e/4$ ), et en figure 6.4(c) les interspectres au milieu de l'épaisseur annulaire ( $r = R_{int} + e/2$ ). On signale



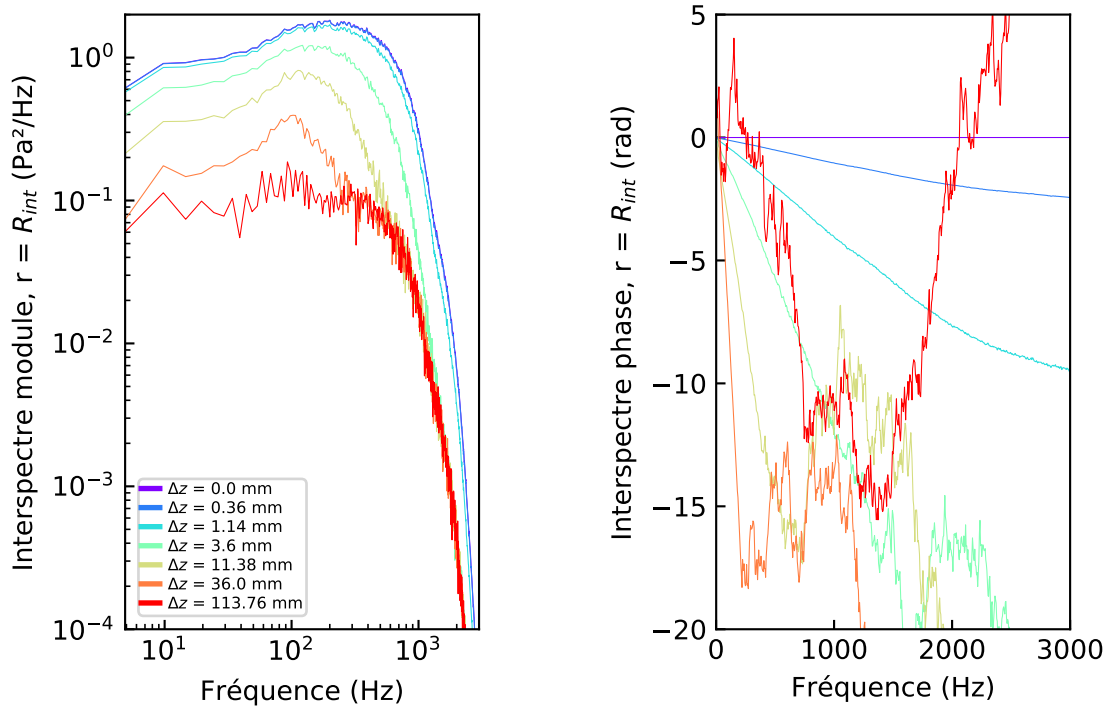


FIGURE 6.3 – Interspectres de pression fluctuante en surface interne en espace annulaire infini pour des espacements longitudinaux  $\Delta z$  entre sondes croissants (courbes moyennées sur la circonférence). Gauche : module. Droite : phase.

par ailleurs que des interspectres symétriques par rapport au milieu de l'épaisseur annulaire sont obtenus aux trois quarts de l'épaisseur annulaire (à  $r = R_{int} + 3e/4$ ) et en surface externe (à  $r = R_{int} + e$ ). Les courbes correspondant aux espacements de 113.76 mm étant totalement aléatoire sans portion de phase linéaire, elles ne sont cette fois pas représentées. Concernant le module des interspectres, l'amplitude est divisée par 3 sur une distance de l'ordre de  $0.3D_H$  ( $\Delta z = 11.38$  mm) à la paroi (figure 6.4a), contre moins de 1.3 au milieu de l'espace annulaire (figure 6.4c). Une situation intermédiaire est observée à un quart de l'épaisseur annulaire (figure 6.4b). Cette différence dans la diminution de l'amplitude du module des interspectres avec l'espacement considéré entre la paroi et le milieu de l'espace annulaire indique une cohérence plus élevée au milieu de l'espace annulaire qu'à la paroi à espacement longitudinal fixé. Cette inhomogénéité dans la cohérence au sein de l'épaisseur annulaire est signe d'un mécanisme de génération et de dissipation des structures tourbillonnaires variant avec la position radiale. Cela suggère dès lors que les longueurs de corrélation à utiliser dans le modèle de Powell devraient être déterminées sur la base d'une combinaison entre effets de longue et de courte portée. Concernant la phase, on observe des pentes différentes en fonction de la position radiale. Les pentes sont supérieures à la paroi, ce qui indique, conformément à la relation entre phase et vitesse de convection fournie en équation 2.48, que la vitesse de convection résultante est inférieure à la paroi.



En appliquant les mêmes tracés à espacements progressifs dans la circonférence, on attend une phase des interspectres égale à 0 (seule la direction longitudinale est concernée par le facteur de convection), et un module indiquant la longueur de corrélation circonférentielle. La figure 6.5 montre que les signaux sont totalement décorrélés dès un espacement circonférentiel de  $45^\circ$  (espacement minimal entre deux sondes sur la circonférence), avec un amplitude très faible du module de l'interspectre et une phase totalement aléatoire. La longueur de corrélation circonférentielle est donc inférieure à la longueur de l'arc correspondant à l'écart circonférentiel de  $45^\circ$  considéré, soit à 10 cm.

Pour finir, on élargit le modèle à la direction radiale pour y appliquer le même raisonnement. La figure 6.6 portant sur les interspectres dans l'épaisseur annulaire, montre une phase nulle (aucune convection) jusqu'à 400 Hz entre la paroi ( $r = R_{int}$ ) et le quart de l'épaisseur annulaire ( $r = R_{int} + e/4$ ) et jusqu'à 200 Hz entre la paroi ( $r = R_{int}$ ) et la moitié de l'épaisseur annulaire ( $r = R_{int} + e/2$ ). La phase est aléatoire sur quasiment toute la plage fréquentielle pour les espacements supérieurs, de  $3e/4$  et  $e$  (non représentée sur la figure pour plus de lisibilité). On en déduit une longueur de corrélation radiale équivalente aux longueurs de corrélation longitudinale et circonférentielle de l'ordre de 9 mm à 200 Hz, et de 4.5 mm à 400 Hz entre la paroi et le cœur de l'espace annulaire.

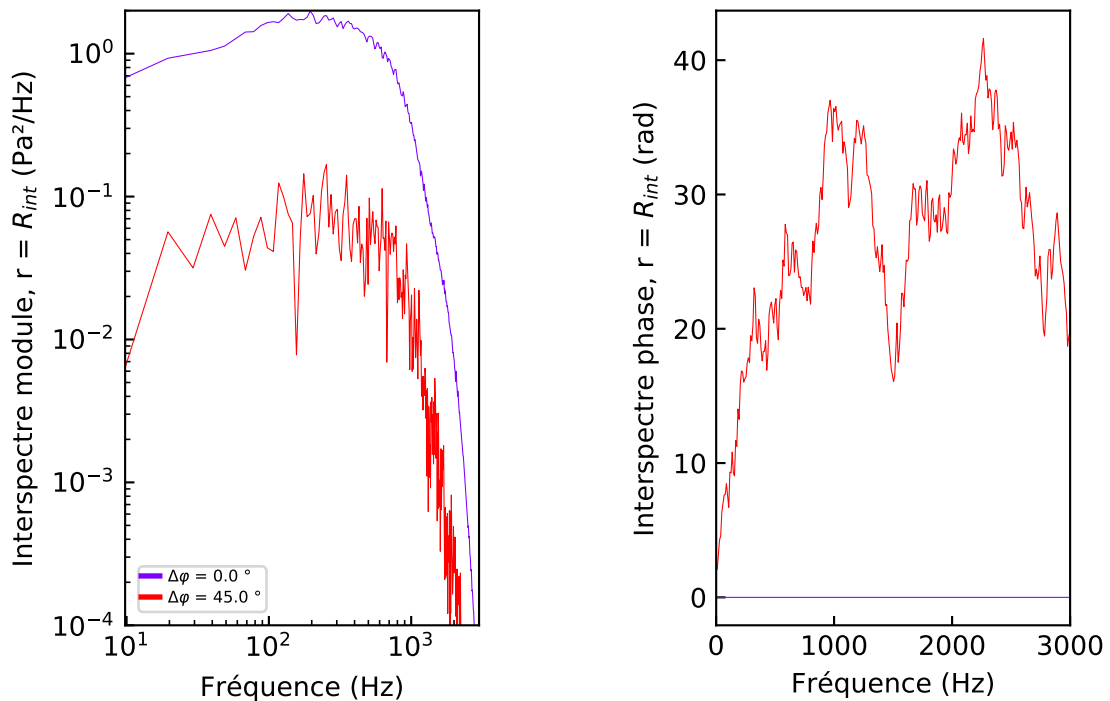


FIGURE 6.5 – Interspectres de pression fluctuante sur la circonférence de l'espace annulaire en configuration infinie tronqués à 1000 Hz pour des espacements  $\Delta\phi$  entre sondes croissants. Gauche : module. Droite : phase.

L'observation simple de la phase et du module des interspectres à espacement croissant nous

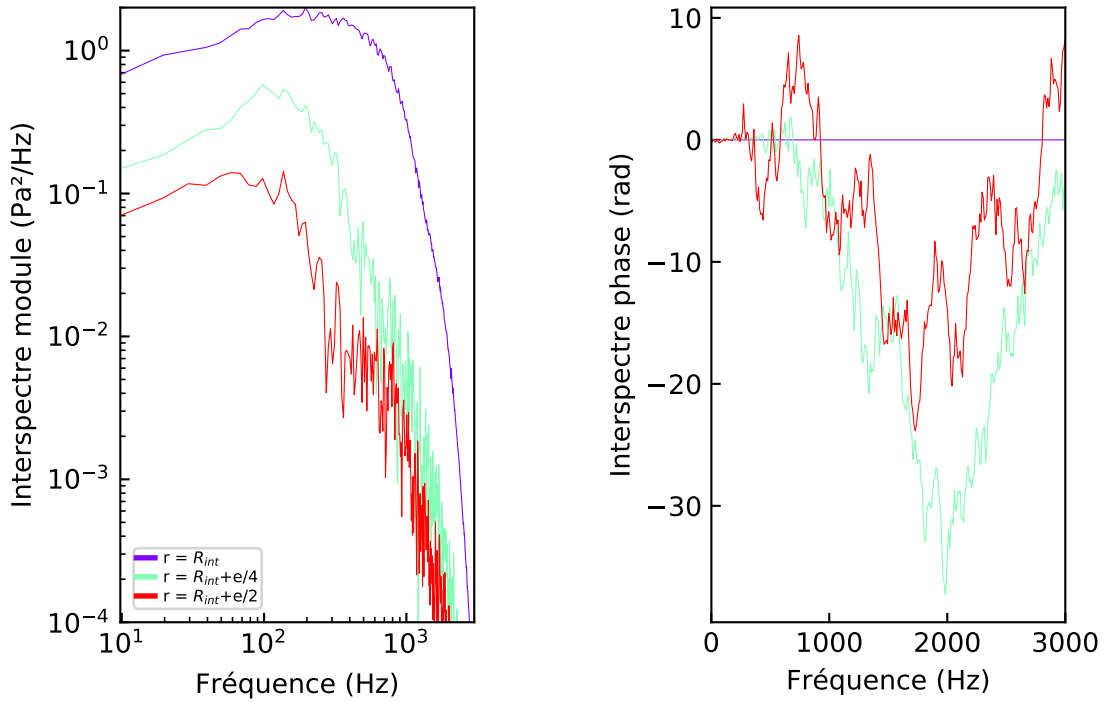


FIGURE 6.6 – Interspectres de pression fluctuante au sein de l'épaisseur annulaire en configuration infinie tronqués à 1000 Hz pour des espacements  $\Delta r$  entre sondes croissants. Gauche : module. Droite : phase.

permet donc une première évaluation des longueurs de corrélation à différentes fréquences ainsi qu'une comparaison des vitesses de convection à différentes positions dans le domaine fluide. Elle nous permet également d'isoler les plages de fréquences sur lesquelles les signaux sont exploitables pour chaque espacement de sondes, en vue de l'identification plus précise des différents paramètres.

Afin de s'assurer que les signaux utilisés pour l'identification des paramètres du modèle de Powell sont exploitables, on limite dans la suite du raisonnement la plage de fréquence étudiée de 1 à 100 Hz, et on met de côté les couples de sondes pour lesquels aucune portion de phase linéaire n'a été identifiée.

### 6.1.3 Détermination de la vitesse de convection

On identifie dans un premier temps la vitesse de convection en traçant l'évolution de la phase entre des couples de sondes d'espacements longitudinaux  $\Delta z$  progressifs, en fonction de la fréquence ou de l'espacement adimensionnel(le)  $Fréquence \times \frac{\Delta z}{V}$ . Selon l'expression 2.48, on s'attend à ce que toutes les courbes se superposent (en supposant, comme dans la littérature, la vitesse de convection indépendante de la fréquence et homogène dans tout le domaine fluide), avec une pente égale à l'inverse de la vitesse de convection  $U_c$ . La figure 6.7 montre un exemple

du graphe obtenu à un quart de l'épaisseur annulaire ( $r = R_{int} + e/4$ ), en ayant moyenné les interspectres sur la circonférence. On observe bien un profil linéaire, avec des courbes quasiment superposées. On identifie alors les couples de sondes fournissant des valeurs aberrantes de vitesse de convection, comme ici le couple correspondant à l'espacement  $\Delta z = 0.36$  mm, dont la vitesse de convection fittée vaut 3.34 m/s là où tous les autres couples fournissent des valeurs très proches autour de 2.6 m/s. On exclut ces couples pour le recensement final des valeurs de vitesse de convection. On reviendra en section 6.1.4 sur la cause de l'incohérence des valeurs fournies par ces couples. L'identification de la pente moyenne de ces droites permet par exemple d'aboutir à l'identification de la vitesse de convection à cette position radiale de l'espace annulaire, de 2.7 m/s.

L'identification de cette vitesse de convection pour chaque espacement longitudinal entre sondes considéré et pour différentes positions radiales peut également être effectuée dans le domaine temporel à partir de l'intercorrélation temporelle de chaque couple de signaux, comme détaillé en section 2.3. La figure 6.8 montre les intercorrélations ainsi obtenues, normalisées par le carré de la valeur RMS du signal au point de référence (égal au maximum de l'autocorrélation) à un quart de l'épaisseur annulaire ( $r = R_{int} + e/4$ ), en ayant moyenné les intercorrélations sur la circonférence. Ce graphe est l'équivalent temporel de la figure 6.7. Alors que les maxima des courbes d'autocorrélation du point de référence ( $\Delta z = 0$  mm) et d'intercorrélation correspondant à un espacement  $\Delta z = 0.36$  mm sont quasiment confondus, le maximum de la courbe d'intercorrélation correspondant à l'espacement  $\Delta z = 36$  mm en est bien plus éloigné. Cette différence d'écart temporel entre les maxima est liée à un retard croissant avec l'espacement entre sondes  $\Delta z$ . On vérifie que chacun de ces écarts temporel  $\Delta t$  mène à l'identification d'une valeur de vitesse de convection  $\frac{\Delta z}{\Delta t}$  égale aux valeurs identifiées par fit en domaine fréquentiel sur la figure 6.7. Par exemple, l'écart temporel entre maxima correspondant à l'espacement  $\Delta z = 3.6$  mm vaut  $\Delta t = 1.4$  ms, ce qui conduit à une valeur de vitesse de convection  $U_c = 2.57$  m/s, valeur cohérente avec l'identification fréquentielle.

On notera également que la figure 6.8 montre aussi l'atténuation progressive de l'amplitude des maxima d'intercorrélation avec l'espacement  $\Delta z$ , au profit d'un élargissement progressif des pics. Cela est la conséquence de la diffusion progressive des structures tourbillonnaires au sein de l'épaisseur annulaire, ainsi que des phénomènes de disparition / création de nouvelles structures.

En effectuant cette identification à différentes positions radiales dans l'épaisseur annulaire, on peut tracer l'évolution de la vitesse de convection au sein de l'épaisseur annulaire, pour des espacements entre capteurs  $\Delta z$  progressifs (voir figure 6.9).

Cette représentation permet de mettre en exergue un écart de valeurs identifiées pour la vitesse de convection relativement faible entre les différents espacements entre sondes utilisées de 1.14 à 36 mm. Un profil caractéristique de vitesses de convection commun à tous les espacements entre sondes utilisés est identifiable. La vitesse de convection est faible au niveau des parois, puis augmente symétriquement jusqu'au centre de l'espace annulaire où elle atteint sa valeur maximale. Une nouvelle fois, on souligne ici l'aspect inhomogène de la turbulence, avec notam-

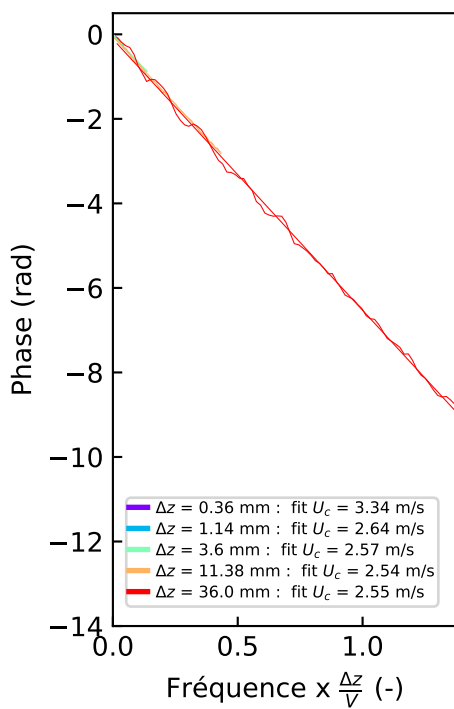


FIGURE 6.7 – Identification de la vitesse de convection en espace annulaire infini pour des espacements  $\Delta z$  entre sondes croissants à un quart de l'épaisseur annulaire ( $r = R_{int} + e/4$ ), en fréquentiel via la phase moyennée sur la circonférence.

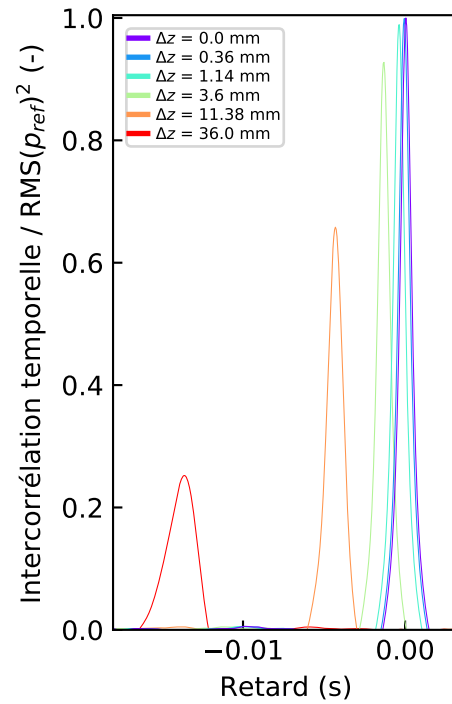


FIGURE 6.8 – Identification de la vitesse de convection en espace annulaire infini pour des espacements  $\Delta z$  entre sondes croissants à un quart de l'épaisseur annulaire ( $r = R_{int} + e/4$ ), en temporel via les intercorrélations moyennées sur la circonférence.

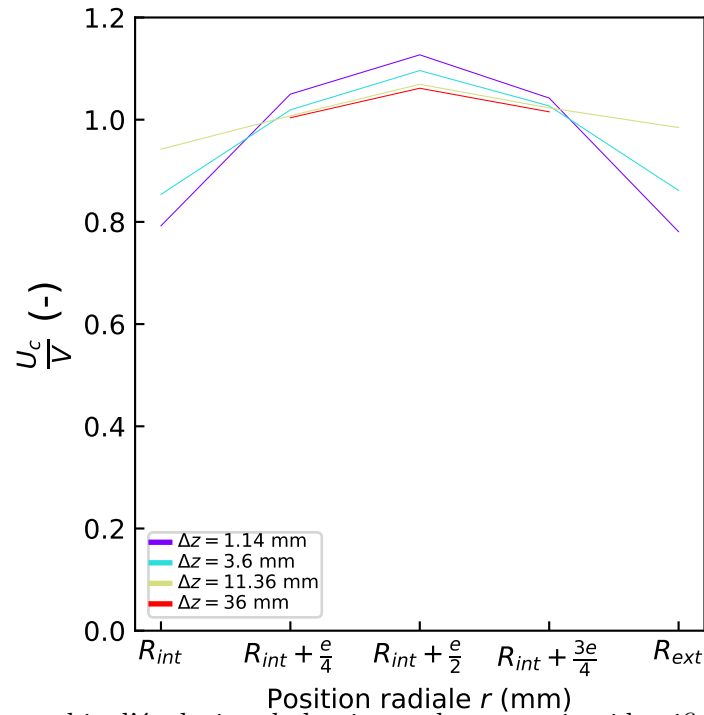


FIGURE 6.9 – Cartographie d'évolution de la vitesse de convection identifiée par fit au sein de l'épaisseur annulaire pour des espacements  $\Delta z$  entre sondes croissants.

ment une vitesse de convection non constante dans le domaine fluide. Les valeurs de vitesses de convection au centre de l'espace annulaire sont en moyenne de  $1.09V$ , variant de  $1.06V$  à  $1.13V$  selon l'espacement entre sondes considéré, tandis que les valeurs à la paroi sont en moyenne de  $0.87V$ , variant de  $0.78V$  à  $0.98V$  selon l'espacement entre sondes considéré. Cette observation apparaît légitime et physiquement interprétable par la présence de frottement aux parois. Le profil de vitesse de convection au sein de l'épaisseur annulaire s'aplatit progressivement avec l'augmentation de l'espacement entre sondes considéré. Ceci représente la diffusion progressive des structures tourbillonnaires dans le canal entre les parois et le cœur de l'espace annulaire, avec homogénéisation du profil de convection. La valeur de  $0.87V$  en moyenne à la paroi est par ailleurs parfaitement cohérente avec les valeurs typiques de vitesse de convection fournies dans la littérature et présentées en section 2.2.2.2. On remarquera en revanche que la plage de variabilité des vitesses de convection ainsi identifiées, de même qu'entre les différentes valeurs fournies dans la littérature est de l'ordre de  $\pm 10\%$ . Une telle différence dans la valeur de vitesse de convection induit probablement des différences dans le chargement turbulent lui-même, ce qui implique une précision limitée dans sa prédiction.

### 6.1.4 Détermination des longueurs de corrélation

L'identification des longueurs de corrélation se fait en isolant, cette fois, le module de la fonction de cohérence. Dans la direction longitudinale, selon l'expression 2.48, tracer la fonction  $\frac{\Delta z}{-\ln(|\Gamma(z, z + \Delta z, \varphi, \varphi, f)|)}$  en fonction de la fréquence  $f$ , reviendrait à obtenir l'évolution de la longueur de corrélation longitudinale avec la fréquence pour un couple de sondes d'espacement longitudinal  $\Delta z$  donné. Il est alors attendu, selon les lois fournies dans la littérature et présentées en section 2.2.2.4 une dépendance en  $1/f$  [50], ou constante [16]. La figure 6.10 montre les courbes d'identification de la longueur de corrélation longitudinale ainsi obtenues pour des espacements entre sondes  $\Delta z$  croissants, moyennés sur la circonférence. Chacun des graphes correspond à une position radiale différente, de la surface interne ( $r = R_{int}$ ) au milieu de l'épaisseur annulaire ( $r = R_{int} + e/2$ ).

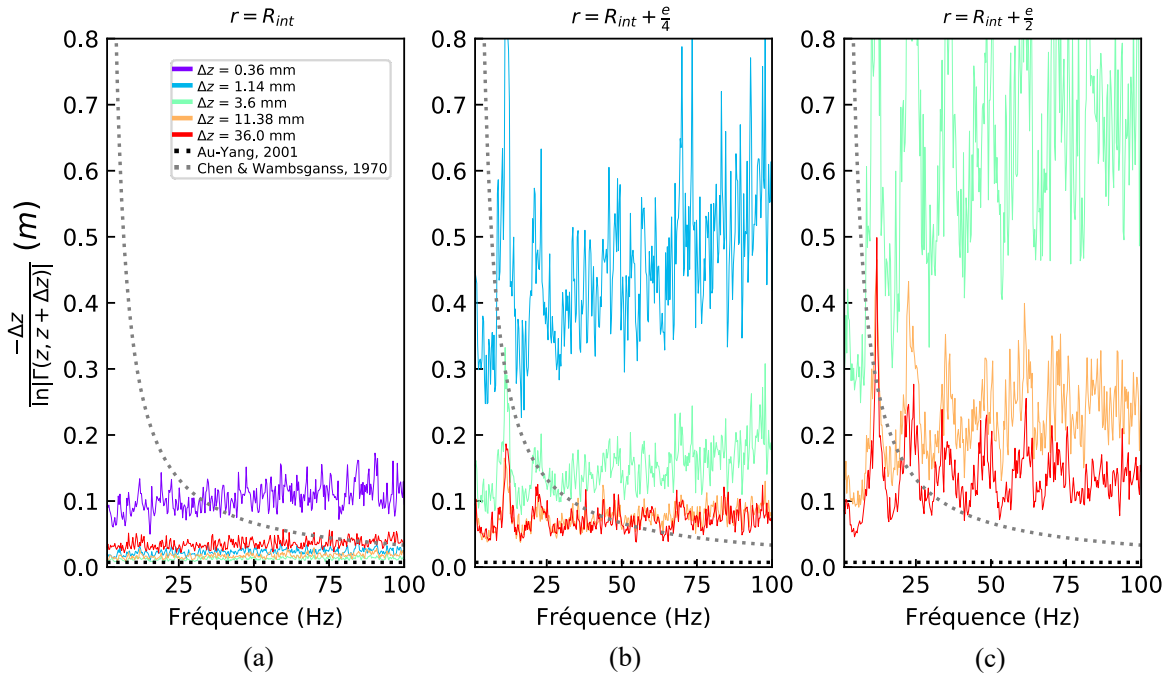


FIGURE 6.10 – Courbes d'identification de la longueur de corrélation longitudinale en configuration infinie pour des espacements  $\Delta z$  entre sondes croissants, moyennés sur la circonférence. (a) : surface interne ( $r = R_{int}$ ). (b) : à un quart de l'épaisseur annulaire ( $r = R_{int} + e/4$ ). (c) : au milieu de l'espace annulaire ( $r = R_{int} + e/2$ ).

Le premier élément à constater est la disparité des amplitudes de longueurs de corrélation au sein d'un même graphe entre les différents espacements entre sondes considérés. En réalité, seules certaines de ces courbes sont exploitables, avec une valeur de longueur de corrélation résultante de l'ordre de l'espacement entre sondes considéré. Les courbes dont l'amplitude diffère de plus de deux ordres de grandeurs de l'espacement entre sondes du couple considéré ne peuvent être traitées avec confiance. En effet, deux points d'espacement  $\Delta z$  sont bien trop proches pour mesurer de manière fiable une longueur de corrélation supérieure à  $100\Delta z$ , et bien trop éloignés pour mesurer une longueur de corrélation inférieure à  $\frac{\Delta z}{100}$ . C'est la raison pour laquelle



seules les courbes correspondant à un espacement entre sondes  $\Delta z$  de l'ordre de la longueur de corrélation mesurée se superposent assez bien, et dont les autres courbes non exploitables se détachent complètement. C'est par ailleurs pour cette même raison que le couple d'espacement  $\Delta z = 0.36$  mm a été ignoré dans la figure 6.9, avec un espacement de plus de deux ordres de grandeur inférieur à la longueur de corrélation mesurée.

Ensuite, on observe que l'allure des courbes est constante sur cette plage de fréquence. Même si cette tendance correspond plutôt à la loi fournie par Au-yang [16], les amplitudes mesurées lui sont 3 fois supérieures à la paroi (figure 6.10a), où est appliqué le chargement turbulent étudié (et plus de 15 fois supérieures en milieu d'espace annulaire). La loi fournie par Chen et Wambsganss [50] quant à elle, ne se superpose pas aux courbes simulées.

Enfin, les longueurs de corrélation longitudinales mesurées sont environ 5 fois plus élevées au centre de l'espace annulaire qu'à la paroi. Elles valent environ 23 mm à la paroi ( $r = R_{int}$ , figure 6.10a), 63 mm à un quart de l'épaisseur annulaire ( $r = R_{int} + e/4$ , figure 6.10b) et 120 mm au centre de l'espace annulaire ( $r = R_{int} + e/2$ , figure 6.10c). Cette observation est cohérente avec les frottements présents à la paroi, responsables d'une taille des structures tourbillonnaires plus petite qu'au centre de l'espace annulaire, et donc à des longueurs de corrélation elles aussi plus faibles.

Pour rappel, la phase présentée en figure 6.5 entre les deux sondes dont l'espacement circonférentiel  $r\Delta\varphi$  est le plus faible dont on dispose est totalement aléatoire sur toute la plage de fréquence. Ainsi, les deux signaux sont totalement décorrélés, et aucune portion linéaire de phase ne nous permet d'analyser avec confiance la cohérence entre les signaux pour en déduire une valeur de longueur de corrélation. Avec les espacements circonférentiels dont on dispose, on peut seulement déduire que la longueur de corrélation transverse circonférentielle est inférieure à  $R_{int}\Delta\varphi = 10$  cm.

### 6.1.5 Piste d'amélioration du modèle : une représentation simplifiée combinant spectres de pression et longueurs de corrélation

Comme observé dans les sections précédentes, les fluctuations de pression sont fortement dépendantes de la distance à la paroi dans la direction radiale, que ce soit en termes de spectre, de vitesse de convection ou de longueur de corrélation. On propose ici une piste d'adaptation de la représentation du chargement turbulent dans le domaine fluide qui permettrait d'englober ces variations et qui serait ainsi plus homogène dans l'épaisseur annulaire. On notera que cette section est un complément sur la représentation du chargement turbulent au sein de l'épaisseur annulaire, mais n'est pas nécessaire à sa représentation à la paroi (à  $r$  constant) pour l'excitation de la structure. En revanche, il s'agit également d'une nouvelle piste de représentation du chargement turbulent qui, même limité à la paroi (à position radiale fixée), englobe à la fois spectre de pression fluctuante, longueurs de corrélation et vitesse de convection. Ceci pourra permettre, comme précisé en section 6.2.4, une représentation simplifiée qui s'affranchit de la complexité de la *joint acceptance*, et un outil d'évaluation du chargement turbulent plus direct. Ces éléments de

réflexion sont issus de travaux présentés à l'occasion de la conférence Flow-Induced Vibrations 2024 [95].

Considérons un volume fluide élémentaire comme représenté en figure 6.11, d'étendue radiale comprise entre  $r$  et  $R_{int}$ , d'étendue circonférentielle comprise entre  $\varphi$  et  $\varphi + \Delta\varphi$ , et d'étendue longitudinale comprise entre  $z$  et  $z + H$ . Par homogénéité en  $z$  et en  $\varphi$  (vérifiée dans les sections précédentes), l'écoulement a lieu dans la direction  $z$  et dépend uniquement de la position radiale  $r$ . On introduit alors un spectre de pression  $\langle p|p \rangle(\omega, r)$  et des longueurs de corrélation longitudinale  $\lambda_z(\omega, r)$  et circonférentielle  $\lambda_\varphi(\omega, r)$  uniformes en  $z$  et en  $\varphi$ , mais dépendants de la position radiale  $r$ . En négligeant le flux de quantité de mouvement et les forces de cisaillement le long des surfaces latérales, l'équilibre du volume fluide impose que les deux forces  $F_{int}$  et  $F_{ext}$  appliquées sur les surfaces en  $R_{int}$  et en  $r$  sont approximativement égales. La force de pression est donc indépendante de la position radiale  $r$  de la surface sur laquelle elle est appliquée. A l'image de la DSP des forces modales définies en équation 2.34, on peut alors exprimer la DSP de la force de pression sur la surface, indépendante de la position radiale  $r$  :

$$\langle F|F \rangle(\omega) = \langle p|p \rangle(\omega, r) \iint e^{-i\omega \frac{z-z'}{U_c}} e^{-\frac{|z-z'|}{\lambda_z(\omega, r)}} dz dz' \iint e^{-r \frac{|\varphi-\varphi'|}{\lambda_\varphi(\omega, r)}} r d\varphi r d\varphi'. \quad (6.1)$$

Cette équation peut être résolue analytiquement, et les détails du calcul sont fournis en annexe G. A condition que la hauteur  $H$  du domaine fluide soit très grande devant la longueur de corrélation longitudinale  $\lambda_z(\omega, r)$ , la première intégrale en  $z$  se réduit à :

$$\iint e^{-i\omega \frac{z-z'}{U_c}} e^{-\frac{|z-z'|}{\lambda_z(\omega, r)}} dz dz' \approx \frac{2\lambda_z(\omega, r)H}{1 + \left(\frac{\omega\lambda_z(\omega, r)}{U_c}\right)^2}. \quad (6.2)$$

De même, à condition que la largeur circonférentielle du volume fluide  $r\Delta\varphi$  soit très grande devant la longueur de corrélation transverse circonférentielle  $\lambda_\varphi(\omega, r)$ , la deuxième intégrale en  $\varphi$  se réduit à :

$$\iint e^{-r \frac{|\varphi-\varphi'|}{\lambda_\varphi(\omega, r)}} r d\varphi r d\varphi' \approx 2\lambda_\varphi(\omega, r)r\Delta\varphi. \quad (6.3)$$

En combinant les équations 6.2 et 6.3 avec la définition de la DSP de la force de pression 6.1, on obtient finalement :

$$\langle F|F \rangle(\omega) = \frac{\langle p|p \rangle(\omega, r)}{1 + \left(\frac{\omega\lambda_z(\omega, r)}{U_c}\right)^2} 4\lambda_z(\omega, r)\lambda_\varphi(\omega, r)Hr\Delta\varphi. \quad (6.4)$$

Le premier terme du membre de droite de l'équation 6.4 est un filtre passe bas de la force de pression, le deuxième terme peut être considéré comme une surface équivalente de corrélation et le troisième terme est quant à lui la surface latérale réelle d'application de la force de pression. Ainsi, l'intégrale de *joint acceptance* est une combinaison de la surface réelle  $Hr\Delta\varphi$  et de la surface de corrélation  $4\lambda_z(\omega, r)\lambda_\varphi(\omega, r)$ . Ainsi, on vient de démontrer, sous condition que les hypothèses sur la taille du volume fluide considéré soient vérifiées, que le produit de la DSP

de pression fluctuante avec les longueurs de corrélation longitudinale et circonférentielle est indépendant de la position radiale  $r$ . Ainsi, si la DSP de pression fluctuante diminue avec la distance à la paroi, le produit des longueurs de corrélation est censé augmenter de sorte que le spectre total de force de pression reste uniforme dans l'épaisseur annulaire.

Les sondes dont on dispose sur ce cas d'étude préliminaire d'espace annulaire infini étant trop éloignées dans la direction circonférentielle pour permettre une identification de la longueur de corrélation  $\lambda_\varphi$ , on ne peut hélas évaluer la DSP de cette force de pression en différentes positions radiales  $r$  pour tester son homogénéité dans l'épaisseur annulaire. Ce concept de spectre équivalent des "forces linéiques", qui encapsule les longueurs de corrélation, a par ailleurs été utilisé pour l'excitation transverse de tubes de générateurs de vapeur par Axisa et al. [23], puis étendu aux écoulements axiaux par Antunes et al. [9, 11].

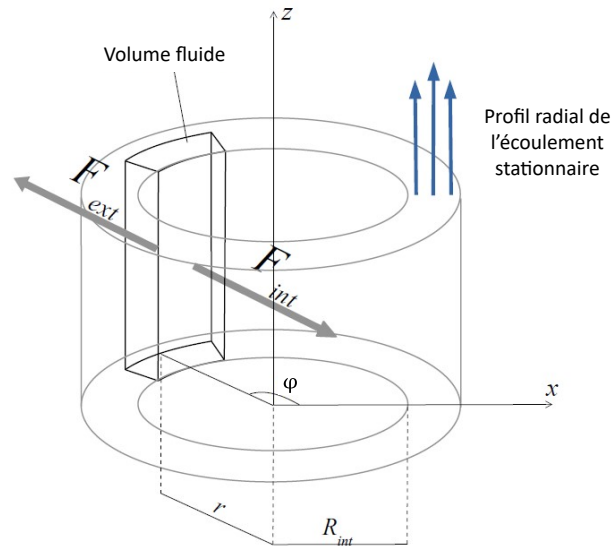


FIGURE 6.11 – Schéma d'un volume fluide élémentaire exerçant des forces sur la paroi interne et sur la surface de position radiale  $r$ .

## 6.2 Configuration de la maquette

Une première idée du chargement turbulent dans un espace annulaire avec écoulement homogène ainsi obtenue, on se propose de passer à l'étude de la configuration maquette, avec jets impactants en admission. On présente ici les résultats obtenus à la fois à partir des simulations numériques et des essais sur CORVET.

### 6.2.1 Cartographie globale de l'écoulement turbulent

Avant d'étudier les paramètres caractéristiques de l'excitation turbulente (vitesse de convection et longueurs de corrélation), une première idée du comportement global de l'écoulement dans l'espace annulaire peut être obtenue grâce aux champs de vitesse moyenne et de pression

fluctuante.

### 6.2.1.1 Inhomogénéité de la trajectoire de l'écoulement turbulent en CFD

La figure 6.12 montre l'amplitude du champ de vitesse instantanée dans le domaine fluide obtenu à partir des simulations LES. En complément, la figure 6.13 montre le champ de vitesse moyenne de l'écoulement à la surface du panier interne sous forme de lignes de courants, à 4 positions circonférentielles différentes, obtenu par LES.

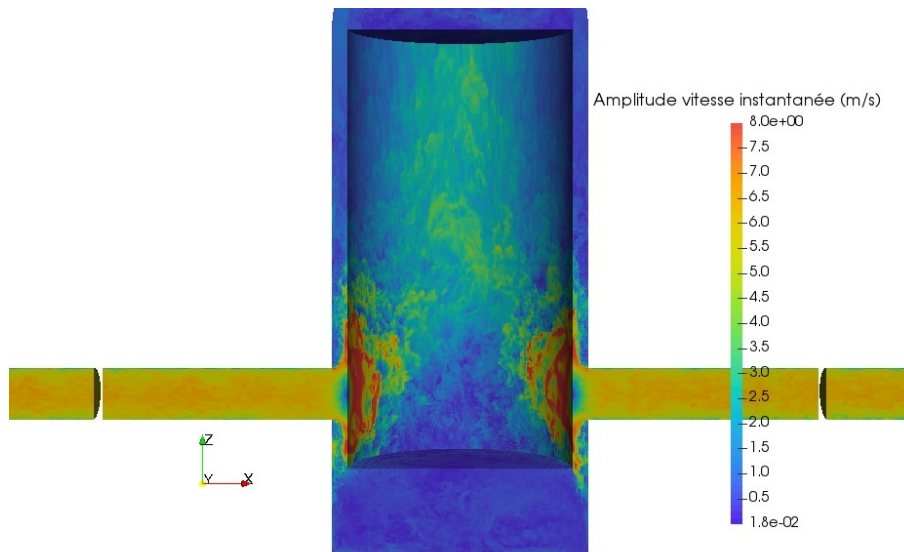


FIGURE 6.12 – LES : amplitude du champ de vitesse instantanée dans le domaine fluide.

Juste après avoir impacté la surface interne, l'écoulement se dirige directement vers le plan perpendiculaire aux admissions à travers ce que l'on peut appeler une zone intermédiaire (voir cartographie de la cuve en figure 6.15), avant d'être convecté dans la direction longitudinale jusqu'à l'extrémité supérieure de la cuve. Une forte disparité est observée pour la valeur de la vitesse ascendante avec un facteur 5 entre le plan des admissions (environ 0.7 m/s au milieu de l'espace annulaire), et le plan perpendiculaire aux admissions (environ 3,5 m/s au milieu de l'espace annulaire). On notera ici que les valeurs de vitesse ascendante varient peu entre la paroi (environ 0.5 m/s dans le plan des admissions et environ 3.1 m/s dans le plan perpendiculaire aux admissions) et le milieu de l'épaisseur annulaire. La figure 6.14 montre l'amplitude du champ de vitesse instantanée à quatre instants différents, chacun séparé d'environ 18 secondes de temps physique. Celle-ci permet un aperçu statistique de l'étendue spatiale de la voie principale de convection de l'écoulement au cours du temps. Bien qu'une légère fluctuation puisse être observée sur la frontière de la bande principale de convection, les valeurs de la vitesse restent statistiquement largement supérieures dans le plan perpendiculaire aux admissions que dans le plan des admissions.

Les zones situées au-dessus des jets impactants en partie haute de la cuve sont alors bordées

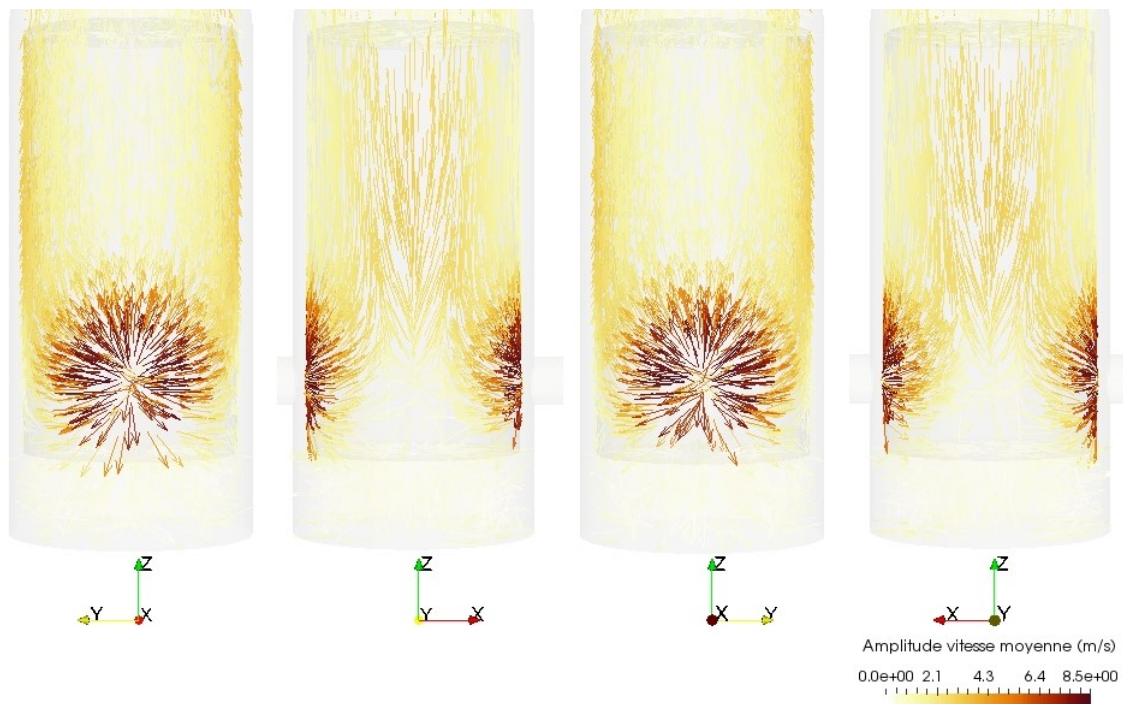


FIGURE 6.13 – LES : lignes de courant du champ de vitesse moyenne sur la surface interne.

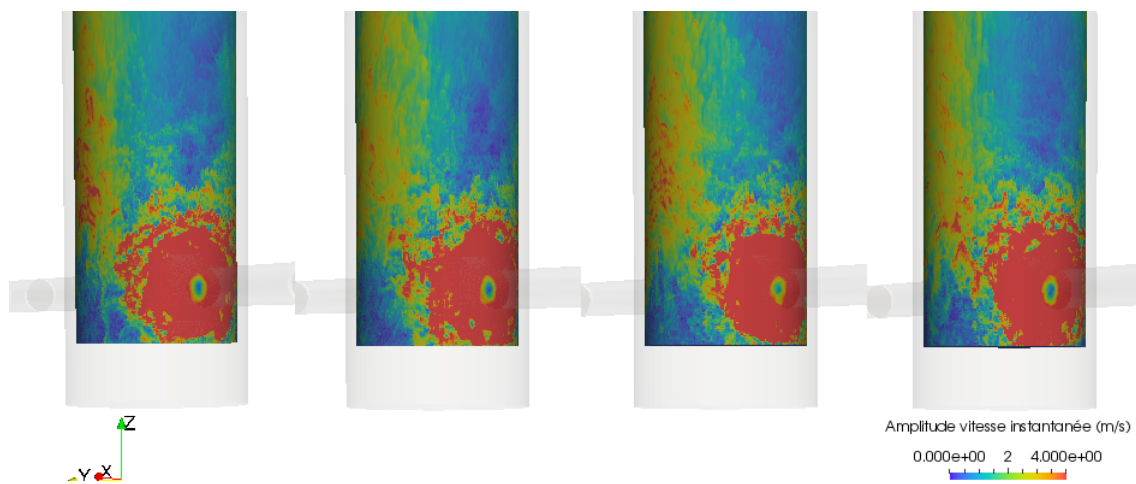


FIGURE 6.14 – LES : amplitude du champ de vitesse instantanée sur la surface interne à quatre instants différents (chacun séparés d'environ 18 secondes).

par deux voies principales de convection. La figure 6.16 permet de mieux comprendre la trajectoire de l'écoulement à partir du champ de pression moyenne. Dans le plan perpendiculaire aux admissions, on observe un gradient de pression favorable, avec une pression moyenne qui diminue de l'entrée vers l'évacuation de la cuve. Ceci engendre une convection naturelle de l'écoulement. En revanche, dans le plan des admissions, on constate un gradient de pression inversé (plus connu sous le nom de "adverse pressure gradient"), avec une pression moyenne plus faible près des admissions qu'en sortie de cuve. Ce gradient de pression agit à l'encontre de la convection ascendante, et induit une zone communément nommée en turbulence "sillage turbulent". Ce phé-

nomène est similaire à la zone située directement en aval d'un cylindre en écoulement transverse, après les décollements de couches limites. Bien que la vitesse ascendante identifiée dans ces zones soit très faible, le régime d'écoulement qui s'y situe est lui aussi turbulent, avec des recirculations et des fluctuations locales. La figure 6.17, dont le champ représente le rapport entre la vitesse fluctuante et la vitesse moyenne locales, montre bien l'importance majeure des fluctuations dans ces zones de sillage turbulent par rapport aux zones convectives. Une convection quasi-nulle ne doit donc pas ici être interprétée comme zone morte, mais plutôt comme zone de turbulence et de recirculations locales. On notera en revanche que la prépondérance de la vitesse fluctuante sur la vitesse moyenne laisse peu de chances d'identifier une convection turbulente propre.

La trajectoire de l'écoulement et les différentes zones ainsi identifiées dans la cuve sont résumées dans les croquis de la figure 6.15. Cette trajectoire de l'écoulement dont la convection est largement favorisée dans le plan perpendiculaire aux admissions n'est pas intuitive car on aurait pu s'attendre à une trajectoire plus directe privilégiant une convection dans le plan des admissions. C'est pour cette raison que la majorité des croix de capteurs de pression sur la cuve externe avait été disposée dans le plan des admissions lors du design de la maquette (cf. figure 4.3). Ce comportement de l'écoulement est par ailleurs robuste puisqu'il a également été observé lors de simulations préliminaires en RANS (Reynolds Averaged Navier-Stokes) classique ( $k\omega$ -SST) et du second ordre (SSG). Une trajectoire similaire à  $45^\circ$  des admissions a été observée sur des géométries industrielles à 4 boucles avec modélisation RANS ainsi que sur d'autres bancs d'essais à 4 boucles d'EDF R&D, et ne semble donc pas dépendante du nombre d'admissions [64, 119, 115, 100].

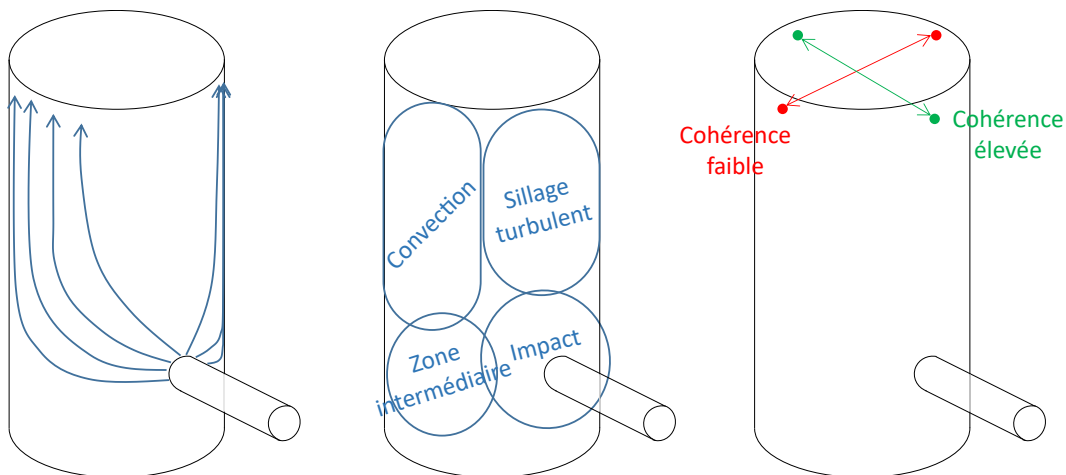


FIGURE 6.15 – Cartographie globale de l'écoulement dans la cuve. Gauche : Trajectoire principale de l'écoulement. Milieu : zones principales identifiées. Droite : cohérence entre points opposés.

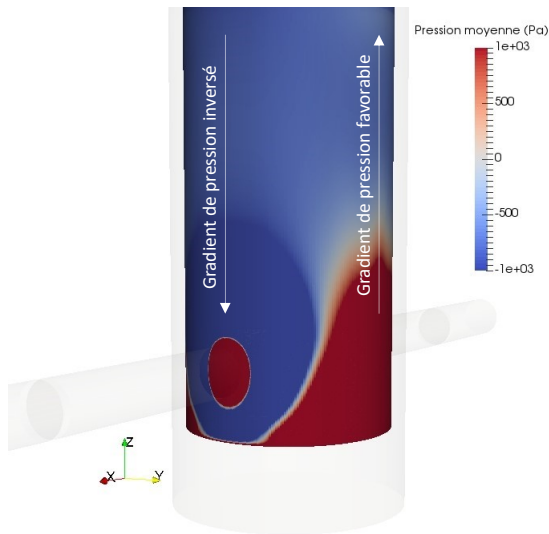


FIGURE 6.16 – LES : champ de pression moyenne sur la surface interne.

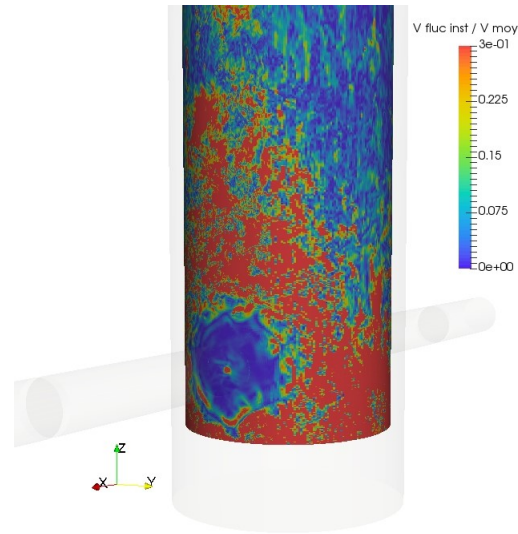


FIGURE 6.17 – LES : champ représentant le rapport entre vitesse fluctuante et vitesse moyenne locales sur la surface interne.

### 6.2.1.2 Distribution longitudinale et circumférentielle du champ de pression fluctuante

La première hypothèse du modèle de la littérature à tester est l'homogénéité du champ de pression fluctuante sur la surface du panier interne, dans les directions longitudinale et circumférentielle. La section 6.2.1.1 a montré que la trajectoire globale de l'écoulement est fortement inhomogène dans l'espace annulaire, avec une convection longitudinale principalement présente dans le plan perpendiculaire aux admissions. L'objectif ici est de voir si une telle inhomogénéité est également observée dans le champ de pression fluctuante.

La figure 6.18 montre le champ de pression fluctuante instantanée sur la surface du panier interne, à 4 positions circumférentielles différentes, obtenu avec LES.

Les deux impacts des jets d'admission apparaissent clairement avec une forte pression fluctuante associée allant de  $-2 \times 10^4$  Pa à  $2 \times 10^4$  Pa, selon le point où l'on se situe. La zone intermédiaire définie en section 6.2.1.1 peut être identifiée entre les impacts des admissions, à la hauteur des admissions, avec des valeurs élevées de pression fluctuante (de  $-1,5 \times 10^3$  Pa à  $1,5 \times 10^3$  Pa). Sur la moitié supérieure de la surface du panier interne, les valeurs de la pression fluctuante sont plus faibles dans le plan des admissions (de  $-2 \times 10^2$  Pa à  $2 \times 10^2$  Pa) que dans le plan perpendiculaire aux admissions (de  $-4 \times 10^2$  Pa à  $4 \times 10^2$  Pa).

De même qu'en figure 6.14 pour la vitesse instantanée, la figure 6.19 montre le champ de pression fluctuante instantanée sur la surface interne à quatre instants différents, chacun séparés d'environ 18 secondes de temps physique. Celle-ci permet également un aperçu statistique de l'étendue spatiale des zones principales de fluctuations de pression au cours du temps. Bien qu'une légère fluctuation puisse être observée sur la frontière de ces zones, les valeurs de la

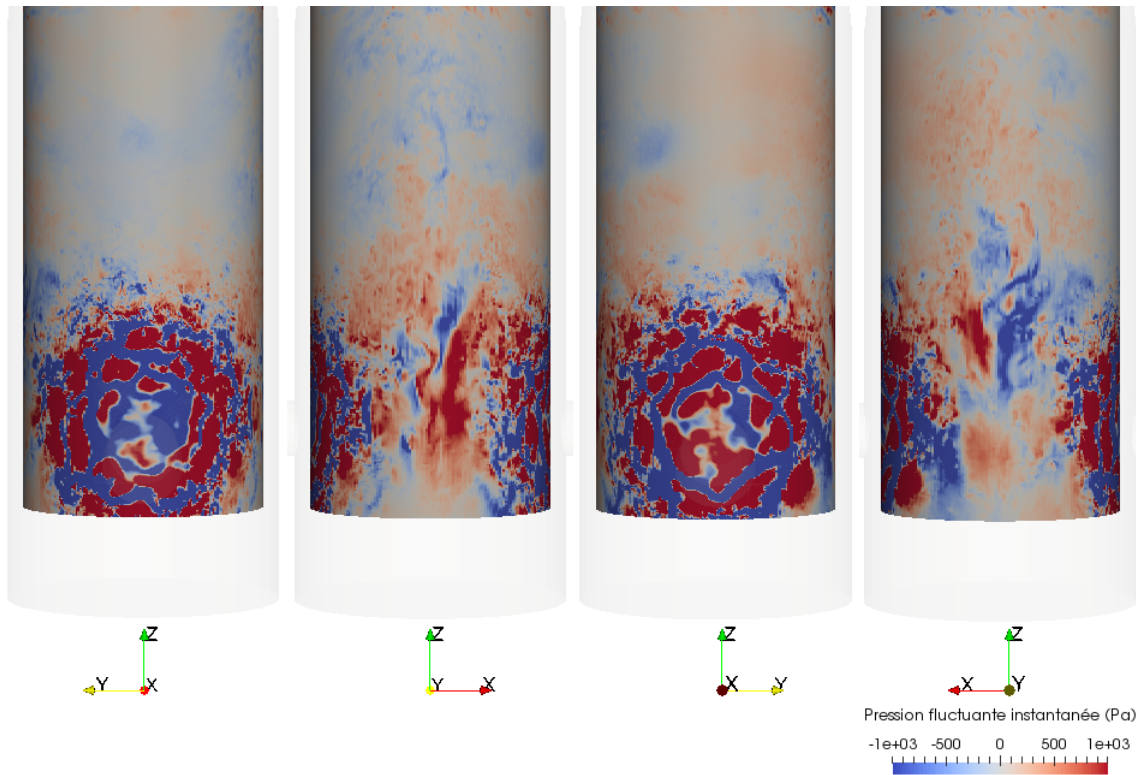


FIGURE 6.18 – LES : champ de pression fluctuante instantanée autour de la surface interne.

pression fluctuante restent en moyenne stables dans chacune des zones définies en figure 6.15 .

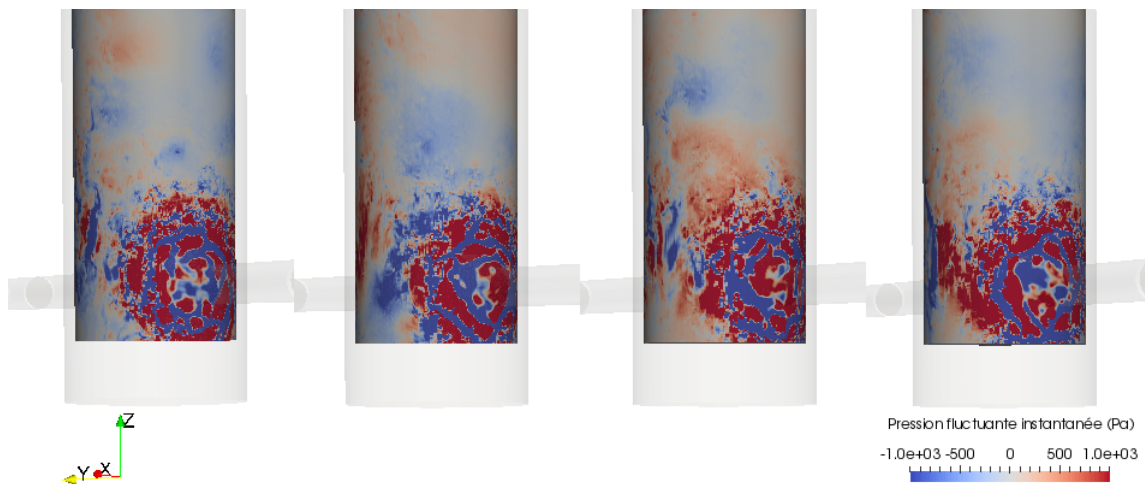


FIGURE 6.19 – LES : amplitude du champ de pression fluctuante instantanée sur la surface interne à quatre instants différents (chacun séparés d'environ 18 secondes).

Le champ de pression RMS correspondant est représenté en figure 6.20. En dehors de la zone de fluctuation majeure correspondant aux jets impactants des admissions dont la pression RMS atteint  $10^4$  Pa, les valeurs maximales de la pression RMS en moitié supérieure de la cuve (environ 250 Pa) sont atteintes à  $45^\circ$  du plan des admissions. Le plan à  $90^\circ$  des admissions atteint quant



à lui les 200 Pa en partie supérieure de la cuve, alors que la valeur RMS de la pression au-dessus des admissions est d'environ 150 Pa.

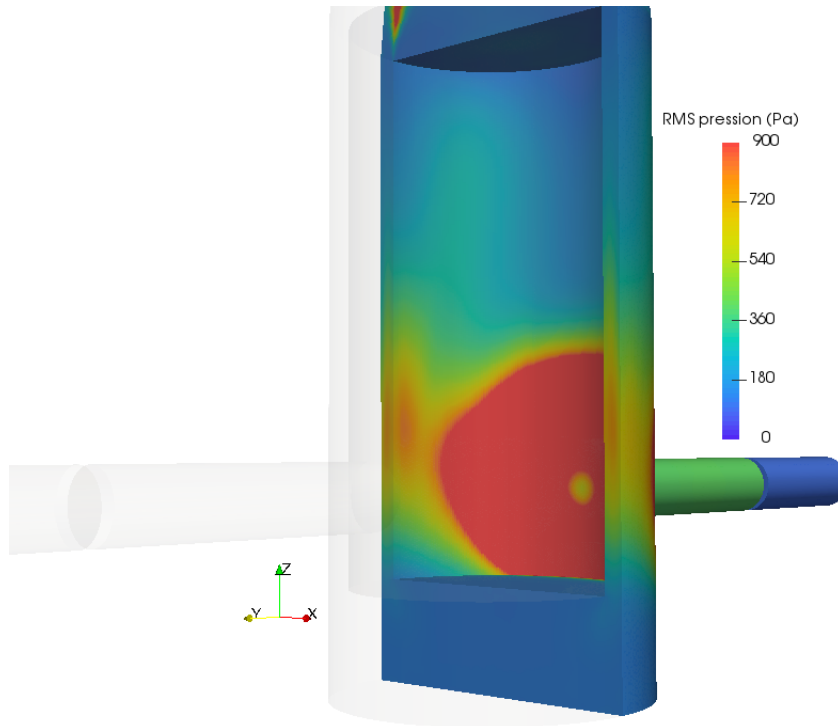


FIGURE 6.20 – LES : champ de pression RMS dans le domaine fluide (vue en coupe verticale).

Une fois encore, bien que les ordres de grandeur restent les mêmes, le caractère inhomogène du chargement turbulent est ainsi souligné avec des variations spatiales de l'ordre de 25 à 50% du champ de pression fluctuante. Attention cependant à ne pas interpréter trop rapidement ces valeurs globales. Celles-ci comportent l'intégralité du contenu fréquentiel simulé (jusqu'à 10000 Hz), et ne sont pas nécessairement représentatives de la distribution de la pression fluctuante sur une gamme de fréquence réduite, en particulier sur les basses fréquences qui nous intéressent (jusqu'à environ 15 Hz). Ces observations globales sur le champ de pression fluctuant peuvent maintenant être précisées en analysant les spectres.

### 6.2.1.2.1 Inhomogénéité longitudinale du champ de pression fluctuante

La figure 6.21 montre l'évolution longitudinale de la DSP de pression fluctuante sur le cylindre externe, du bas ( $z = 60.2 \text{ mm} = 1.7D_H$ ) au haut ( $z = 327 \text{ mm} = 9D_H$ ) de la cuve, obtenue par LES et essais. Les graphes de la figure 6.21(a) montrent les résultats dans le plan des admissions ( $= 0^\circ$ ), ceux de la figure 6.21(c) le plan perpendiculaire ( $\varphi = 90^\circ$ ) et ceux de la figure 6.21(b) la position intermédiaire ( $\varphi = 45^\circ$ ).

Les courbes issues des simulations et des essais montrent de grandes similitudes, avec des amplitudes comparables à basse fréquence, en particulier près des admissions, et des pentes comparables aux fréquences plus élevées. Les amplitudes de pression issues des simulations sont en général un peu plus faibles que celles des essais. Ceci est tout à fait cohérent avec les modèles LES, qui ne parviennent pas à représenter tous les détails des structures turbulentes, avec une importante perte d'information liée aux lois de paroi. On remarque également un pic aux alentours de 300 Hz sur les simulations, vraisemblablement un artefact numérique, mais dont la fréquence est bien supérieure aux basses fréquences d'intérêt pour notre étude et dont l'amplitude est très faible. Cette composante n'est donc pas de nature à exciter la structure. L'adéquation des tendances spectrales globales des simulations avec les expériences est néanmoins remarquable, et des positions de sondes complémentaires à celles des capteurs de pression expérimentaux peuvent être explorées avec les simulations en toute confiance. Dans la suite de ce chapitre, on continuera à comparer systématiquement simulations et essais à des fins de validation de la CFD, mais également parce que les simulations nous affranchissent d'une éventuelle perturbation des mesures locales par des composantes acoustiques.

L'inhomogénéité longitudinale de la pression fluctuante peut être clairement observée dans le plan des admissions (figure 6.21a,  $\varphi = 0^\circ$ ), avec deux tendances différentes de spectres. La première, dans la moitié inférieure de la cuve (spectres violet et bleu), près des jets impactants, est caractérisée par des amplitudes de fluctuation de pression élevées, et des formes caractéristiques de spectres en 2 parties : une amplitude quasi-constante en dessous de 85 Hz, et une amplitude décroissante au-dessus. La seconde, dans la moitié supérieure de la cuve (des spectres verts aux spectres rouges), est d'une amplitude beaucoup plus faible, avec des spectres aux formes plus arrondies. Cette fréquence de coupure peut être adimensionnée en utilisant la vitesse du jet impactant ( $V_{ads} = 5.37 \text{ m/s}$ ) et le rayon hydraulique des admissions ( $D_{ads}/4 = 17.6 \text{ mm}$ ), fournissant une fréquence adimensionnelle  $\frac{fD_{ads}}{4V_{ads}} = 0.28$ . On constate par ailleurs un facteur 7 entre les spectres en bas et en haut de la cuve à 5 Hz, et 3 ordres de grandeur à 50 Hz. Cette inhomogénéité est cohérente avec les observations réalisées sur le champ de pression fluctuante en figures 6.18 et 6.20.

Les spectres mesurés et simulés sont comparés aux spectres de la littérature, redimensionnés avec les dimensions et avec la vitesse débitante moyenne de notre cas d'étude. Contrairement à la configuration d'espace annulaire infini avec écoulement pleinement développé étudiée en section 6.1, le spectre générique fourni par Au-Yang [16] dans la littérature se superpose ici relativement bien aux spectres violet et bleu correspondant à la zone d'impact, en bas de cuve.

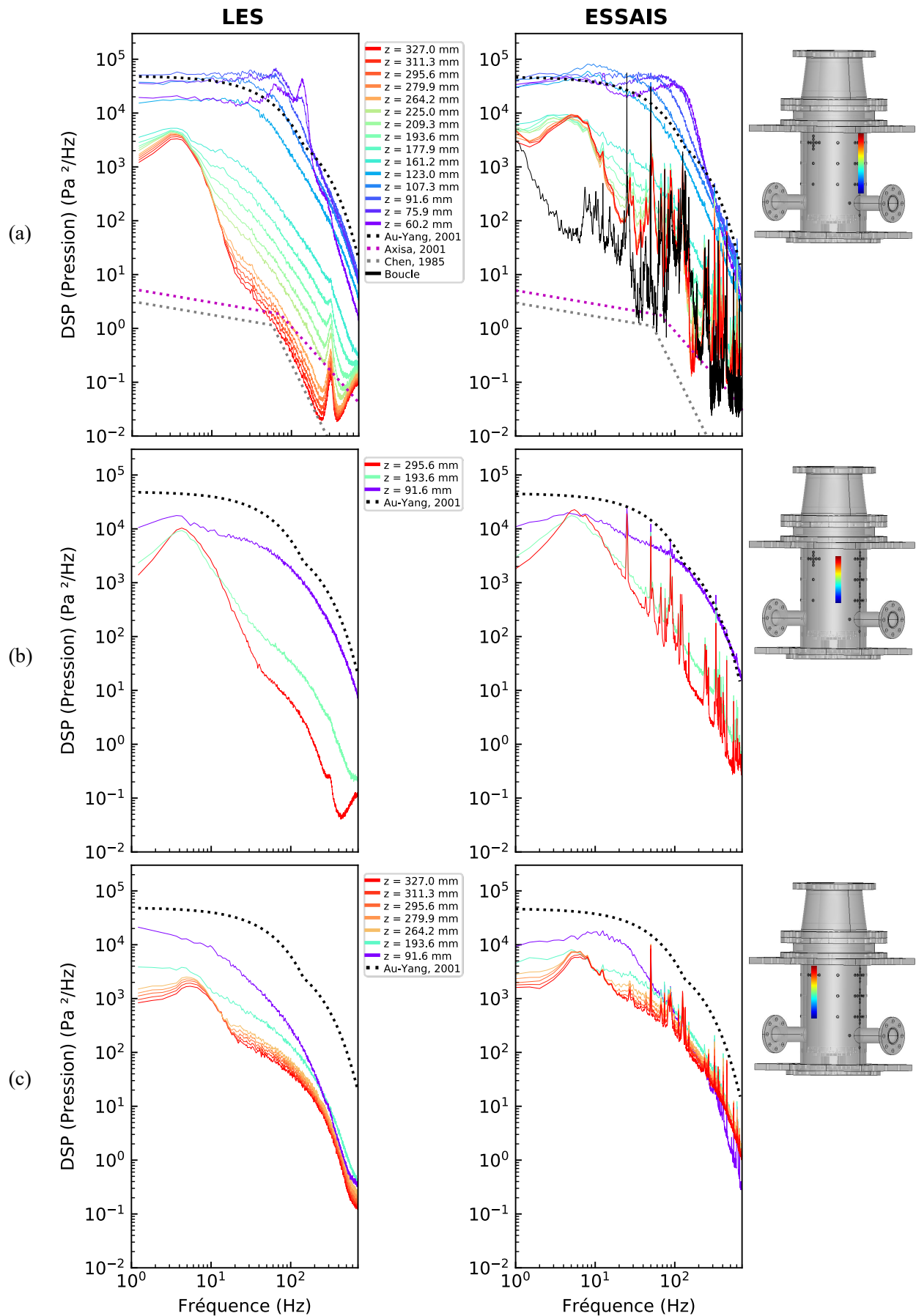


FIGURE 6.21 – Évolution longitudinale de la pression fluctuante sur le cylindre externe ( $z = 60.2 \text{ mm} = 1.7D_H$  en bas /  $z = 327 \text{ mm} = 9D_H$  en haut) et comparaison avec la littérature. Gauche : LES. Droite : essais, avec mesures dans la boucle à l'extérieur de la cuve (courbe noire). (a) :  $\varphi = 0^\circ$ . (b) :  $\varphi = 45^\circ$ . (c) :  $\varphi = 90^\circ$ .

En revanche, il ne correspond pas du tout aux spectres de la moitié supérieure de la cuve.

Là où les deux autres spectres de référence de la littérature [48, 21] correspondaient assez bien aux amplitudes mesurées en espace annulaire infini en écoulement pleinement développé (voir figure 6.2), ils sont ici beaucoup plus faibles que tous les spectres mesurés et simulés, en particulier aux basses fréquences qui nous intéressent dans cette étude (environ 10 Hz). Même si les pentes sont similaires, les spectres d'Axisa et de Chen sont inférieurs de plus de trois ordres de grandeur aux résultats actuels à 10 Hz. Cela montre clairement que l'étude actuelle et la turbulence pleinement établie sont deux physiques totalement différentes. Le spectre fourni par Au-Yang correspond plutôt à la pression près des jets dans un espace annulaire avec jets impactant, là où les spectres fournis par Chen et Axisa correspondent davantage à une configuration homogène avec turbulence pleinement établie. Seul le spectre de référence d'Au-Yang sera utilisé pour les prochaines comparaisons avec les spectres mesurés et simulés pour l'espace annulaire avec jets impactants.

Toujours dans le plan des admissions (figure 6.21a,  $\varphi = 0^\circ$ ), du bruit peut être remarqué sur les spectres de plus faibles amplitudes (en particulier les spectres loin des admissions). Il correspond à un bruit externe à grande échelle, avec des pics spécifiques qui apparaissent également à l'extérieur de la cuve, comme on peut le voir sur la courbe noire correspondant à un spectre de pression mesuré dans la boucle d'essai, en aval de la cuve. Même si le profil turbulent des spectres se dégage globalement bien de ce bruit, la présence de ce contenu haute fréquence, qui n'est pas lié à la turbulence locale, doit être gardée à l'esprit pour les post-traitements à suivre.

Enfin, si une forte inhomogénéité est observée dans les amplitudes entre le bas et le haut de la cuve à des fréquences élevées à  $45^\circ$  du plan des admissions (figure 6.21b), seule une différence négligeable est observée aux fréquences plus basses qui nous intéressent dans cette étude (autour de 10 Hz). Au contraire, la plus forte inhomogénéité dans les amplitudes pour les spectres à  $90^\circ$  du plan des admissions (figure 6.21c) concerne les basses fréquences.

On notera que l'aspect longue portée du bruit observé sur les spectres turbulents dans le plan des admissions en haut de cuve se retrouve dans la cohérence et la phase des signaux. En effet, une différence claire apparaît en comparant pour les essais (figure 6.22) comme pour la LES (figure 6.23), la cohérence et la phase entre différents couples de points opposés. Entre deux points opposés dans le plan des admissions en haut de cuve (figures a), la cohérence est vite très élevée, surtout pour les essais où les phénomènes acoustiques sont importants. Il en est de même pour la phase, où les phénomènes grande portée ont pour effet de générer du contenu simultanément dans les deux signaux opposés, induisant un déphasage nul excepté à très basse fréquence. En observant les mêmes caractéristiques pour deux points opposés dans le plan perpendiculaire aux admissions, cette fois, la cohérence est au contraire très faible et la phase aléatoire sur une majorité de la plage fréquentielle considérée. Seules les très hautes fréquences (au-delà de 500 Hz pour la LES et de 600 Hz pour les essais) commencent à voir leur cohérence augmenter et leur déphasage s'annuler, avec les phénomènes grande portée qui reprennent le

dessus sur la turbulence locale. Les signaux en partie haute de la cuve sont donc fortement influencés par les phénomènes grande portée dans le plan des admissions (tout particulièrement dans les essais), alors que c'est la turbulence locale qui prend largement le dessus sur les signaux dans le plan perpendiculaire aux admissions.

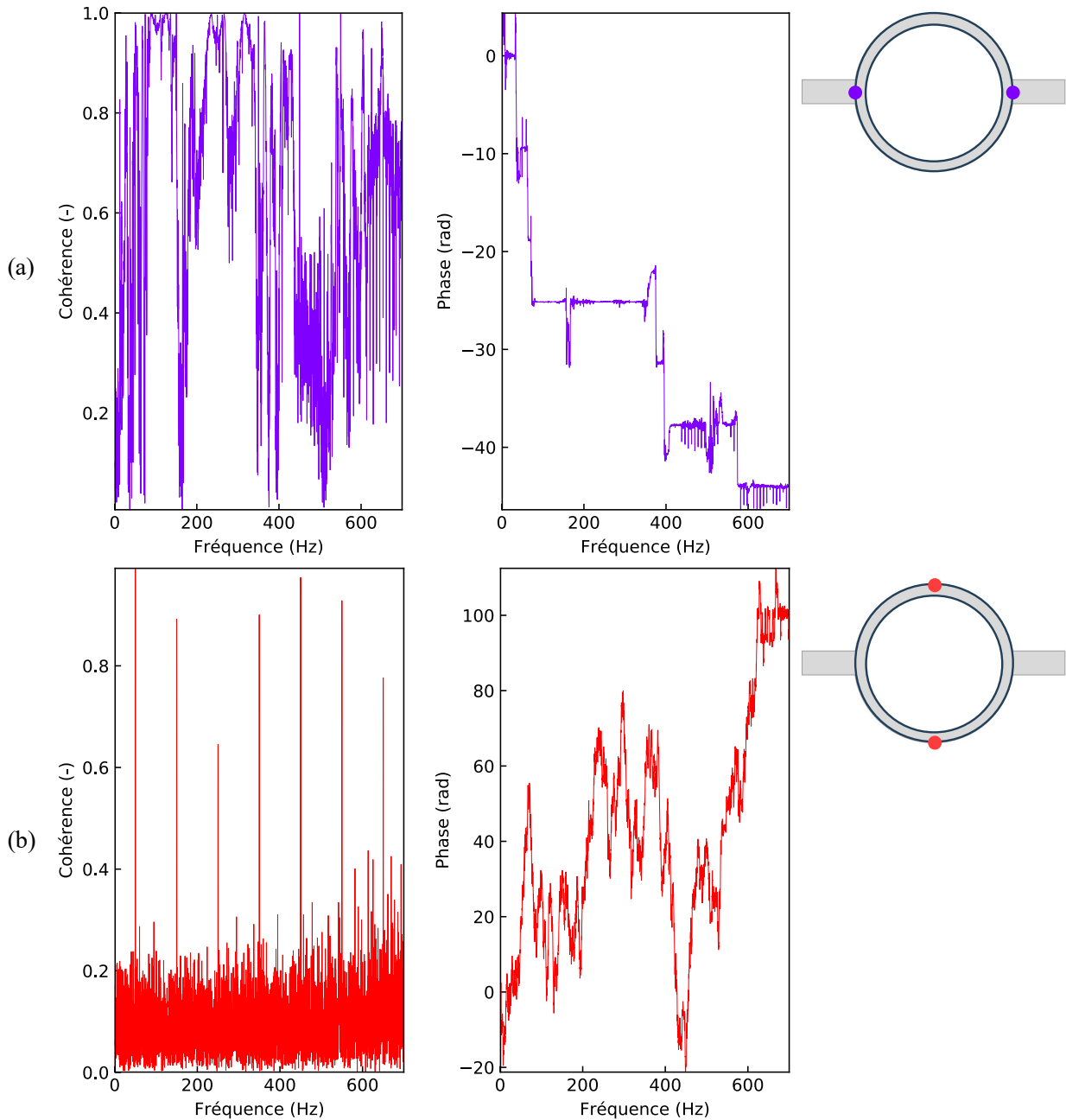


FIGURE 6.22 – Cohérence et phase entre deux points opposés en haut de la cuve, à partir des essais. (a) : deux points dans le plan des admissions. (b) : deux points perpendiculaires au plan des admissions.

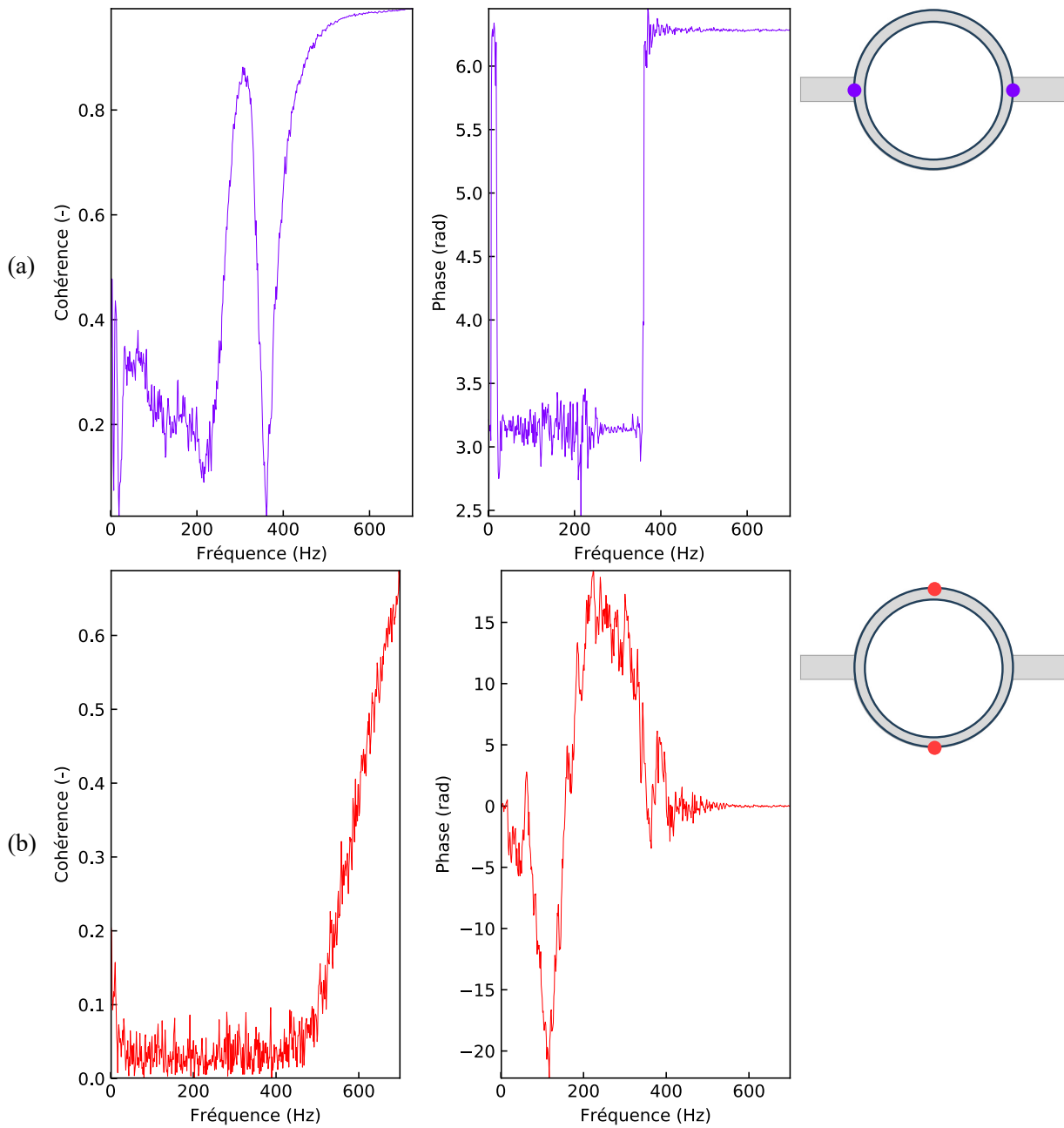


FIGURE 6.23 – Cohérence et phase entre deux points opposés en haut de la cuve, à partir des simulations LES. (a) : deux points dans le plan des admissions. (b) : deux points perpendiculaires au plan des admissions.

### 6.2.1.2.2 Inhomogénéité circonférentielle du champ de pression fluctuante

La figure 6.24 montre l'évolution circonférentielle de la DSP de pression fluctuante sur le cylindre externe, du plan des admissions ( $\varphi = 0^\circ$ ) à la direction perpendiculaire ( $\varphi = 90^\circ$ ), obtenue par LES et essais. Les graphes de la figure 6.24(a) montrent les résultats en haut de cuve ( $z = 295.6 \text{ mm} = 8D_H$ ), ceux de la figure 6.24(b) en milieu de cuve ( $z = 193.6 \text{ mm} = 5D_H$ ), et ceux de la figure 6.24(c) en bas de cuve, au plus proche des jets ( $z = 91.6 \text{ mm} = 2.5D_H$ ).

Ces graphes montrent un nouveau type d'inhomogénéité du champ de pression fluctuante, cette fois dans la direction circonférentielle.

En bas de cuve (figure 6.24c), le spectre dans le plan des admissions ( $\varphi = 0^\circ$ ) est composé de deux portions caractéristiques en deçà et au-delà de 85 Hz, comme identifié au paragraphe 6.2.1.2.1. Finalement, les amplitudes sont plus faibles à  $45^\circ$  et  $90^\circ$  du plan des admissions. Les amplitudes sont clairement plus élevées à  $45^\circ$  (courbe verte) qu'à  $90^\circ$  (courbe rouge) au-delà de 20 Hz, et assez similaires en deçà.

Une situation inverse est observée dans la moitié supérieure de la cuve, du milieu au sommet (figure 6.24b,a), avec des amplitudes plus élevées à  $90^\circ$  des admissions que dans le plan des admissions, surtout à haute fréquence, ce qui explique l'inhomogénéité du champ de pression fluctuante de la figure 6.18. Cette asymétrie est plus faible aux basses fréquences qui nous intéressent dans le cadre de cette étude (environ 10 Hz). Les spectres à  $\varphi = 45^\circ$  sont finalement situés entre ceux du plan des admissions et ceux à  $\varphi = 90^\circ$  au-delà de 20 Hz, et sont les plus élevés en amplitude en deçà de 20 Hz.

Toutes ces observations sur les spectres de pression fluctuante soulignent l'inhomogénéité du chargement turbulent dans les directions longitudinale et circonférentielle. Cela va clairement à l'encontre de la validité de l'hypothèse forte d'homogénéité de la pression prise dans le modèle de la littérature.

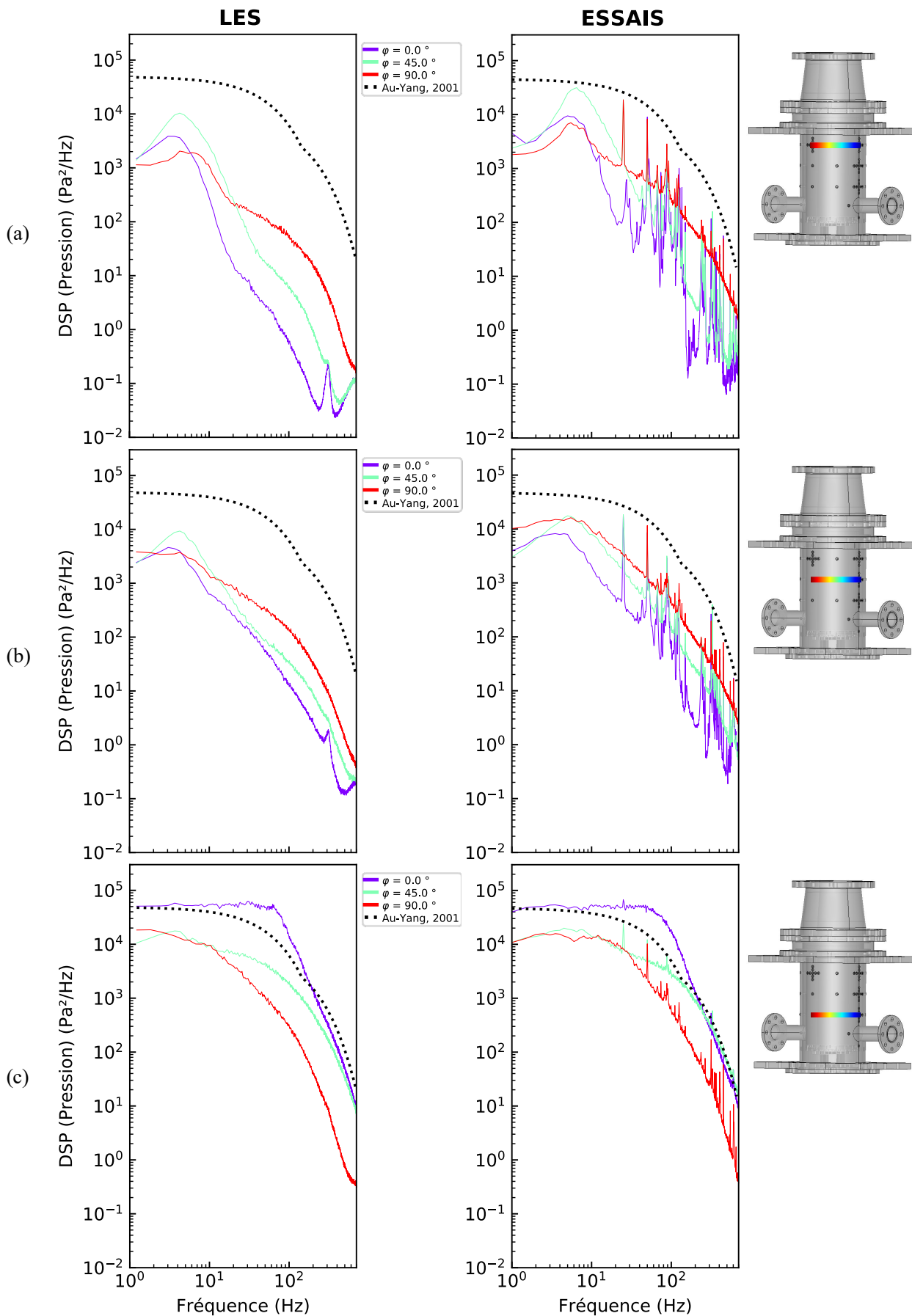


FIGURE 6.24 – Évolution circonférentielle de la pression fluctuante sur le cylindre externe et comparaison avec la littérature. Gauche : LES. Droite : essais. (a) :  $z = 295.6 \text{ mm} = 8D_H$ . (b) :  $z = 193.6 \text{ mm} = 5D_H$ . (c) :  $z = 91.6 \text{ mm} = 2.5D_H$ .



### 6.2.1.3 Quasi-homogénéité radiale du champ de pression fluctuante

Le chargement turbulent dans la maquette a été mesuré sur le cylindre externe, or la réponse vibratoire de la structure se fera au niveau du cylindre interne. C'est donc le chargement interne qui est d'intérêt pour cette étude. On utilise donc dans cette section les simulations CFD pour vérifier si le chargement externe est bien représentatif du chargement interne. La figure 6.25 montre l'évolution de la DSP de la pression fluctuante à différentes positions dans l'épaisseur annulaire, de la surface intérieure ( $r = R_{int}$ ) à la surface extérieure ( $r = R_{int} + e = R_{ext}$ ), obtenue avec LES.

Les trois graphes de la figure 6.25(a) correspondent à trois hauteurs différentes ( $z = 91.6$  mm,  $z = 193.6$  mm et  $z = 295.6$  mm), dans le plan des admissions ( $\varphi = 0^\circ$ ). Le graphe de gauche correspond à la position la plus proche des jets impactants, et montre une asymétrie notable entre les surfaces externe et interne seulement à haute fréquence ( $> 50$  Hz). Les basses fréquences qui nous intéressent dans cette étude (environ 10 Hz) montrent des spectres beaucoup plus symétriques avec seulement un facteur 1.5 entre surface externe et interne. On notera tout de même une disparité assez importante des amplitudes au sein de l'épaisseur annulaire près des jets. A partir du milieu de la hauteur de la cuve et au-delà (graphes haut milieu et droit), les spectres se superposent relativement bien et on retrouve une symétrie habituelle entre surfaces externe et interne sur toute la plage de fréquences.

Les 3 graphes de la figure 6.25(b) correspondent à 3 positions circonférentielles différentes  $\varphi = 0^\circ, 45^\circ$  et  $90^\circ$ . Le graphe de gauche est identique au graphe de gauche de la figure 6.25(a). En se déplaçant cette fois dans la direction circonférentielle (graphes milieu et droit), les spectres se superposent de nouveau relativement bien et le rapport d'amplitude entre les surfaces intérieure et extérieure ne dépasse jamais un facteur de 2.

Finalement, la figure 6.25 ne révèle aucune asymétrie notable entre les spectres de pression fluctuante des surfaces intérieure et extérieure du domaine fluide, sauf très près des jets impactants et à des fréquences supérieures à celles qui nous intéressent dans cette étude ( $\leq 10$  Hz). La localisation des capteurs sur le cylindre externe de la maquette permettra donc bien d'obtenir des mesures représentatives du chargement turbulent sur le cylindre interne.

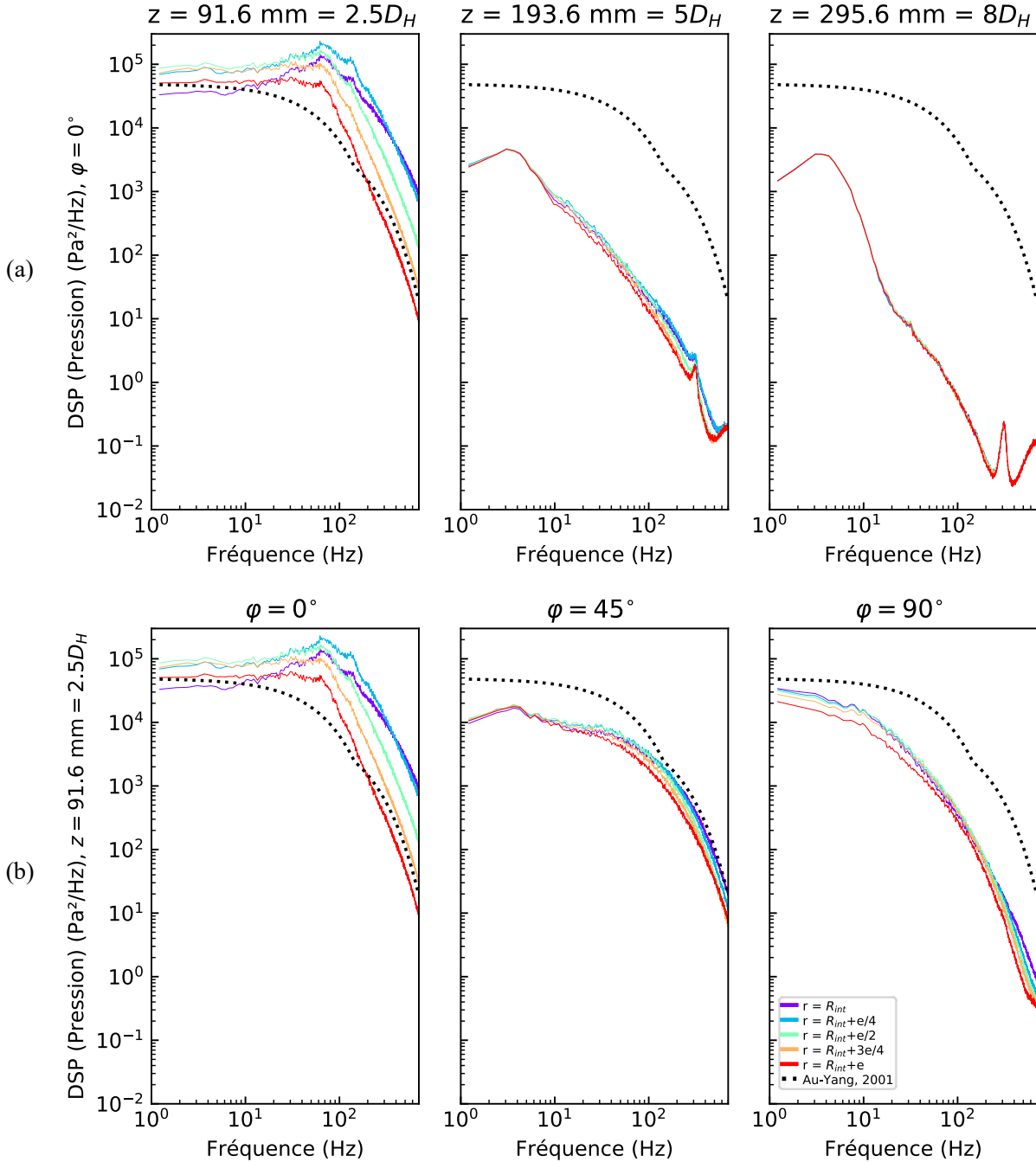


FIGURE 6.25 – LES : Évolution radiale de la pression fluctuante dans l'épaisseur annulaire et comparaison avec la littérature. (a) : dans le plan des admissions ( $\varphi = 0^\circ$ ), à 3 hauteurs différentes ( $z = 91.6 \text{ mm}$ ,  $z = 193.6 \text{ mm}$  et  $z = 295.6 \text{ mm}$ ). (b) : en bas de cuve ( $z = 91.6 \text{ mm}$ ), à 3 positions circumférentielles différentes ( $\varphi = 0^\circ$ ,  $45^\circ$  et  $90^\circ$ ).

## 6.2.2 Convection de la pression fluctuante

De même qu'en section 6.1.3 pour la configuration d'espace annulaire infini, on étudie le déphasage entre différents couples de signaux d'espacements progressifs. Dans la direction longitudinale, en traçant la phase entre plusieurs couples d'espacements longitudinaux  $\Delta z$  progressifs, en fonction de la fréquence ou de l'espacement adimensionnel(le)  $Fréquence \times \frac{\Delta z}{V}$ , on s'attend, selon l'expression 2.48, à ce que toutes les courbes se superposent (en supposant, comme dans la littérature, la vitesse de convection indépendante de la fréquence et homogène dans tout le domaine fluide), avec une pente égale à l'inverse de la vitesse de convection  $U_c$ .

Par ailleurs, l'identification de la phase entre signaux doit être réalisée avant l'analyse de la cohérence pour l'identification des longueurs de corrélation (voir section 6.2.3), puisqu'elle permet d'isoler la plage fréquentielle de confiance sur laquelle approfondir l'étude de la cohérence.

Attention, dans ce paragraphe, la formule de la fonction de cohérence complexe issue de la littérature (traitant de la turbulence locale) est utilisée pour identifier les coefficients, mais il faut garder à l'esprit que les spectres expérimentaux comportent également un contenu fréquentiel propre au bruit externe de longue portée (notamment identifié dans la figure 6.21a), susceptible de polluer le post-traitement.

L'identification de cette vitesse de convection pour chaque espacement entre sondes considéré peut également être effectuée dans le domaine temporel à partir de l'intercorrélation temporelle de chaque couple de signaux, comme détaillé en section 2.3. Cette deuxième méthode d'identification est systématiquement présentée en parallèle de l'identification par la phase dans les graphes suivants. On notera que toutes les intercorrélations temporelles sont calculées sur les signaux filtrés au-delà de 30 Hz. Ceci permet de s'affranchir du contenu haute fréquence identifié en particulier sur les signaux expérimentaux, notamment lié aux composantes acoustiques, qui n'est pas pertinent pour la caractérisation du chargement turbulent.

### 6.2.2.1 Une plage fréquentielle de confiance réduite pour le post-traitement

La figure 6.26 montre un exemple de phase entre deux points en haut de cuve dans le plan perpendiculaire aux admissions. La phase présente une portion linéaire à basse fréquence jusqu'à environ 250 Hz en LES et 350 Hz pour les essais, permettant d'identifier une pente caractéristique de la convection. En revanche, les fréquences plus élevées (entre 250 et 500 Hz en LES et entre 350 et 600 Hz pour les essais) présentent ensuite une portion de phase aléatoire, où aucune pente ne peut être clairement identifiée. Enfin, une portion de phase nulle est identifiable aux fréquences les plus hautes (au-delà de 500 Hz en LES et de 600 Hz dans les essais), correspondant à du contenu de grande portée, où tous les signaux sont en phase. Seule la portion fréquentielle correspondant à un phénomène de convection est représentatif de la turbulence d'intérêt pour notre étude. L'expérience ayant montré que la phase est un bon indicateur de la qualité d'une cohérence, cette première observation donne donc la fréquence maximale de linéarité à laquelle la phase et la cohérence peuvent être utilisées avec confiance pour les analyses suivantes.

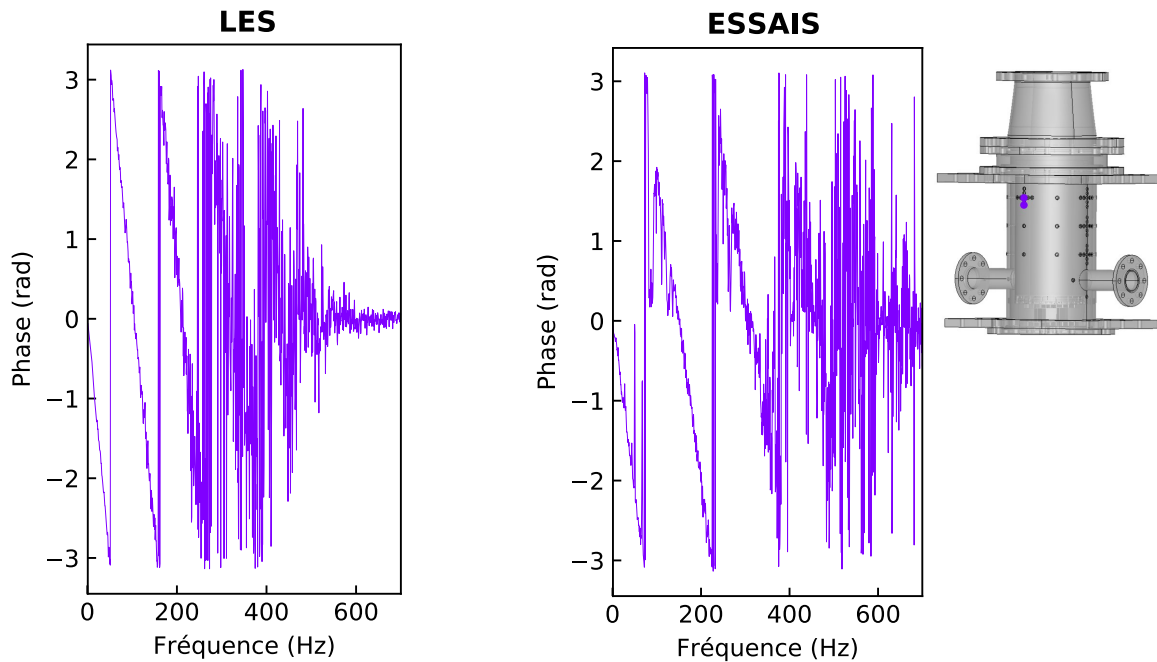


FIGURE 6.26 – Illustration de la plage fréquentielle de linéarité limitée pour la phase entre signaux, pour deux points en haut de cuve dans le plan perpendiculaire aux admissions. Gauche : LES. Droite : Essais.

### 6.2.2.2 Valeurs de vitesses de convection identifiées dans la direction longitudinale

La figure 6.27 montre l'identification de la vitesse de convection pour différents couples de signaux sur le cylindre externe en haut de cuve, dans le plan perpendiculaire aux admissions. La figure 6.27(a) montre l'évolution de la phase (dans sa forme "déroulée") en fonction de la fréquence adimensionnelle pour les différents couples de points. La figure 6.27(b) montre quant à elle les intercorrélations temporelles entre les différents couples, normalisées par le carré de la valeur RMS du signal au point de référence (égal au maximum de l'autocorrélation), avec pour point de référence le point  $p1$  en bas de croix.

Une tendance clairement linéaire peut être identifiée sur la phase, modulo quelques sauts de phase de  $2\pi$  qui n'ont pas été correctement supprimés par la fonction "unwrap". Les courbes correspondant aux différents couples de signaux se chevauchent relativement bien, de sorte qu'elles peuvent être approchées numériquement à l'aide d'une fonction linéaire unique. Le comportement aléatoire de la phase au-dessus d'une fréquence seuil n'apparaît plus grâce à l'identification préliminaire de la gamme de fréquence restreinte de confiance à étudier (définie en section 6.2.2.1). Les fits linéaires fournissent des valeurs de vitesse de convection de 3.3 m/s et 4.6 m/s respectivement pour les résultats de LES et des essais.

Les pics d'intercorrélation temporelle sont quant à eux clairement identifiables, et l'évaluation des retards séparant le maximum des pics d'intercorrélation et le maximum du pic d'autocorrélation du point  $p1$  de référence permet bien d'aboutir à l'évaluation de la vitesse de convection.

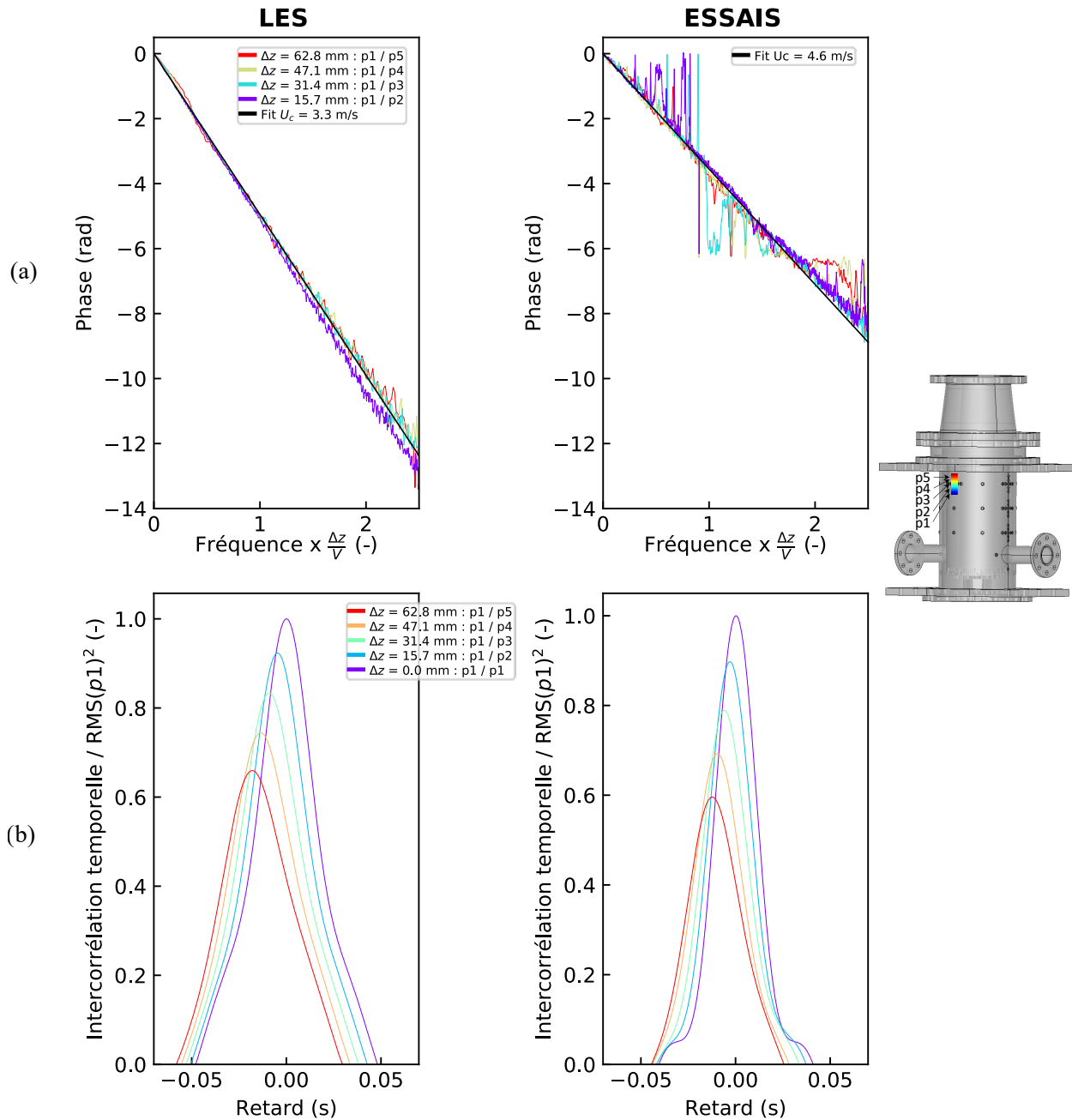


FIGURE 6.27 – Identification de la vitesse de convection  $U_c$  pour différents couples de sondes sur le cylindre externe en haut de cuve à  $90^\circ$  des admissions. Gauche : LES. Droite : essais. (a) : à partir de la phase. (b) : à partir des intercorrélations temporelles adimensionnelles et filtrées au-delà de 30 Hz.

Avec par exemple un retard  $\Delta t = 18.6$  ms pour le couple espacé de  $\Delta z = 62.8$  mm, on remonte à une valeur de vitesse de convection  $U_c = \frac{\Delta z}{\Delta t}$  de 3.4 m/s pour la LES. Les essais présentent quant à eux un retard  $\Delta t = 12.8$  ms pour ce même couple, fournissant une valeur de vitesse de convection de 4.9 m/s. Ces valeurs sont proches des valeurs de vitesse de convection identifiées via la phase, ce qui démontre une robustesse dans la méthode d'identification sur cette zone de la cuve. La diminution progressive de la hauteur des pics avec l'espacement entre points marque quant à elle la diffusion progressive de la turbulence.

Malgré une légère différence entre les valeurs identifiées par LES et par les essais, sachant que la vitesse moyenne de l'écoulement dans l'espace annulaire est de 2.6 m/s, la LES comme les essais fournissent des vitesses de convection supérieures à la vitesse moyenne de l'écoulement dans le plan perpendiculaire aux entrées. Cette observation est cohérente avec la trajectoire globale de l'écoulement observée dans la section 6.2.1.1, puisque la vitesse de convection est étroitement liée à la vitesse de l'écoulement local lui-même. On remarque ici que la valeur de la vitesse de convection identifiée en LES est très proche de la vitesse locale de l'écoulement dans cette zone identifiée en section 6.2.1.1, de 3.1 m/s à la paroi à 3.5 m/s en milieu d'espace annulaire, ce qui suggérerait une vitesse de convection égale à la vitesse locale de l'écoulement.

Les intercorrélations temporelles issues des essais et présentées en figure 6.27(b) ont, pour rappel, été filtrées au-delà de 30 Hz pour s'affranchir du contenu grande portée comme les composantes acoustiques. Les pics résultants sont parfaitement symétriques. Pour plus de détails sur l'influence du contenu fréquentiel sur les intercorrélations temporelles, on montre en figure 6.28 les mêmes intercorrélations, calculées cette fois sur les signaux complets non filtrés. Cette fois, les pics d'intercorrélacion ne sont plus clairement définis, ni symétriques, avec en particulier deux sous-pics représentant deux contenus différents. Le sous-pic majeur (retardé par rapport à la courbe violette d'autocorrélacion du point de référence  $p1$ ) correspond au pic clairement identifiable en figure 6.27(b). Le deuxième sous-pic n'est en revanche pas retardé par rapport à l'autocorrélacion du point de référence. Ceci indique une composante à grande portée de la pression fluctuante, qui alimente tous les signaux de manière simultanée (typiquement un contenu acoustique). Cette différence avec la figure 6.27(b) illustre l'intérêt de filtrer les intercorrélacions au-delà de 30 Hz pour s'affranchir de ce genre de contenu grande portée.

La figure 6.29 montre cette fois l'identification de la vitesse de convection pour d'autres couples de signaux, plus espacés, sur le cylindre externe dans le plan perpendiculaire aux admissions. Les pics d'intercorrélacion sont cette fois bien moins clairement identifiables et bien moins symétriques en figure 6.29(b), à cause d'une diffusion plus marquée de la turbulence. On essaye tout de même d'identifier des maxima sur les pics les plus propres, pour les couples  $p1/p2$  et  $p2/p3$  en LES et seulement pour le couple  $p1/p2$  avec les essais (seul couple présentant des possibilités d'identification de vitesse de convection). Avec par exemple un retard  $\Delta t = 34$  ms pour le couple  $p1/p2$  espacé de  $\Delta z = 102$  mm, on remonte à une valeur de vitesse de convection  $U_c = \frac{\Delta z}{\Delta t}$  de 3 m/s pour la LES. Les essais présentent quant à eux un retard  $\Delta t = 26$  ms pour ce même couple, fournissant une valeur de vitesse de convection de 3.9 m/s.

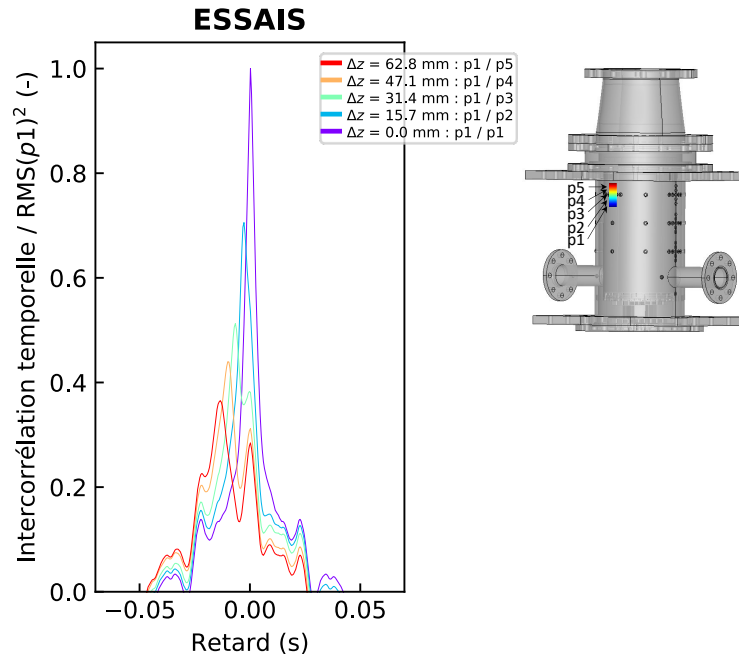


FIGURE 6.28 – Intercorrélations temporelles adimensionnelles longitudinales non-filtrées, issues des essais, pour différents couples de sondes sur le cylindre externe en haut de cuve à  $90^\circ$  des admissions.

Si les couples  $p1/p2$  et  $p2/p3$  ont tous deux une phase avec portion linéaire identifiable en LES, ce n'est pas le cas avec les essais. Le fit des phases issues de la LES fournit une valeur de vitesse de convection de 4.5 m/s. On remarque donc une plus grande différence entre les valeurs de vitesse de convection identifiées via la phase et via les intercorrélations temporelles qu'en figure 6.27. La procédure d'identification est donc d'autant moins précise que les couples considérés sont espacés, du fait de la diffusion progressive de la turbulence entre ces points. On notera que les deux approches, fréquentielles et temporelles, permettent une complémentarité dans l'identification de la vitesse de convection, avec des pondérations différentes.

La phase du couple  $p1/p2$  issue des essais présente quant à elle une courbe en deux portions, avec deux pentes différentes. Ces deux portions ne sont pas directement interprétables et ne permettent pas directement de remonter à l'identification d'une vitesse de convection. On montre d'ailleurs qu'une courbe linéaire correspondant à la vitesse de convection de 3.9 m/s identifiée via les intercorrélations temporelles ne se superpose pas à cette courbe mesurée.

Dans le même esprit, la figure 6.30 montre l'identification de la vitesse de convection pour un couple de signaux en partie haute de la cuve, sur le cylindre externe, à  $45^\circ$  des admissions. Une portion linéaire est identifiable sur la phase en figure 6.30(a) jusqu'à 30 Hz, et le fit correspondant fournit une valeur de vitesse de convection de 2.6 m/s en LES et 3 m/s avec les essais. Les pics d'intercorrélation sont assez clairement identifiables et quasiment symétriques en figure 6.30(b). Avec un retard  $\Delta t = 39$  ms entre les deux maxima, pour un espacement  $\Delta z = 102$  mm, on remonte à une valeur de vitesse de convection  $U_c = \frac{\Delta z}{\Delta t}$  de 2.6 m/s pour la LES. Les essais présentent quant à eux un retard  $\Delta t = 35$  ms pour ce même couple, fournissant une valeur de

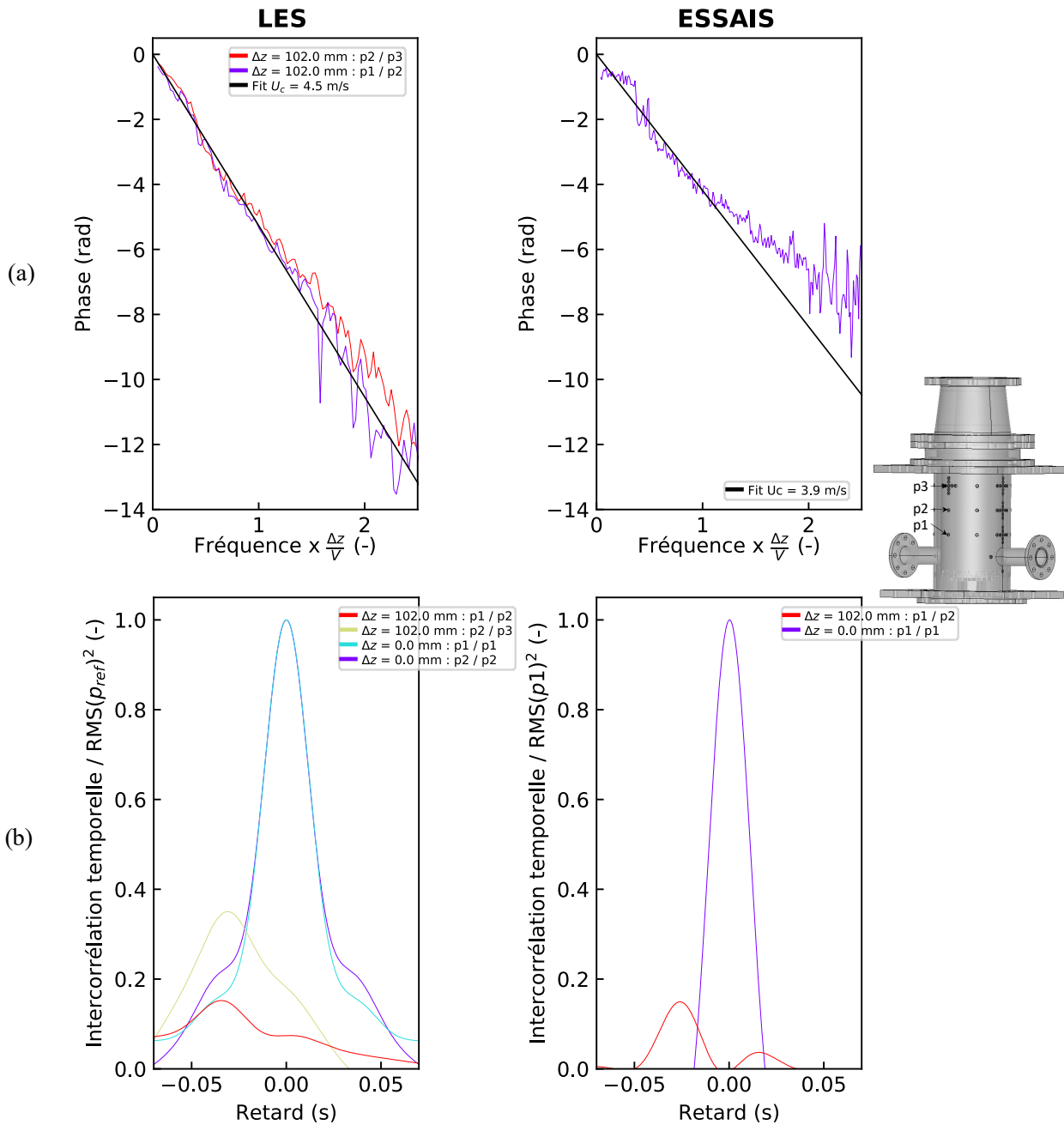


FIGURE 6.29 – Identification de la vitesse de convection  $U_c$  pour différents couples de sondes sur le cylindre externe à  $90^\circ$  des admissions. Gauche : LES. Droite : essais. (a) : à partir de la phase. (b) : à partir des intercorrélations temporelles adimensionnelles et filtrées au-delà de 30 Hz.

vitesse de convection de 2.9 m/s. Les valeurs identifiées via la phase et via les intercorrélations temporelles sont donc très proches et leur identification est robuste dans cette zone de la cuve.

Les écarts entre les valeurs de vitesses de convection identifiées dans ces différentes zones soulignent une inhomogénéité du champ de vitesse de convection dans la cuve, en contraste avec les modèles simplifiés fournis dans la littérature.



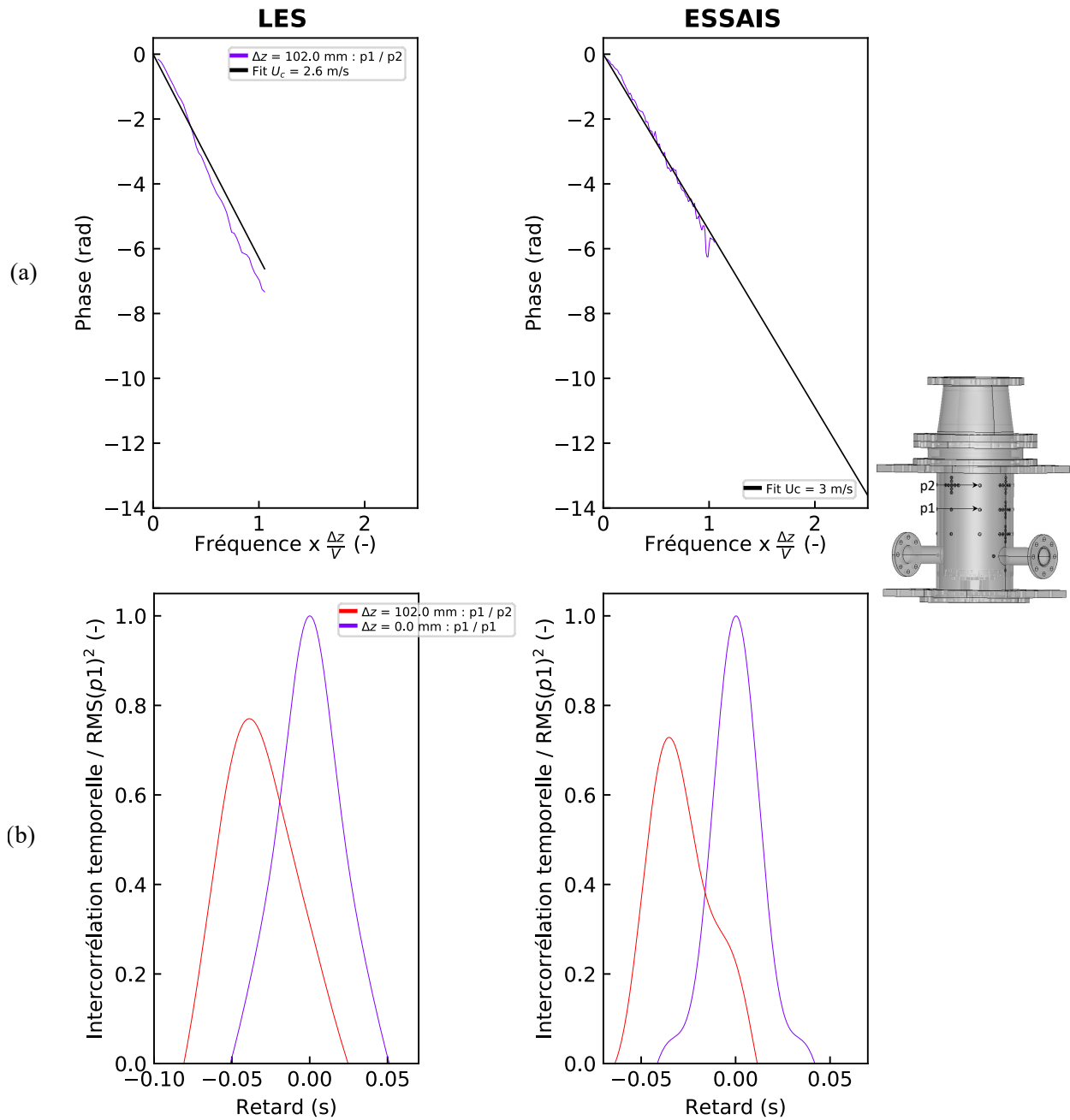


FIGURE 6.30 – Identification de la vitesse de convection  $U_c$  sur le cylindre externe à  $45^\circ$  des admissions. Gauche : LES. Droite : essais. (a) : à partir de la phase. (b) : à partir des intercorrélations temporelles adimensionnelles et filtrées au-delà de 30 Hz.

### 6.2.2.3 Limites de compréhension

La procédure d'identification de la vitesse de convection est appliquée, de même qu'en section précédente, à différents couples de points dans la direction longitudinale, situés en haut (figure 6.31) et au milieu (figure 6.32) de la cuve, dans le plan des admissions.

Pour ces deux cas, les phases (figures (a)) présentent une allure constante égale à 0 à partir

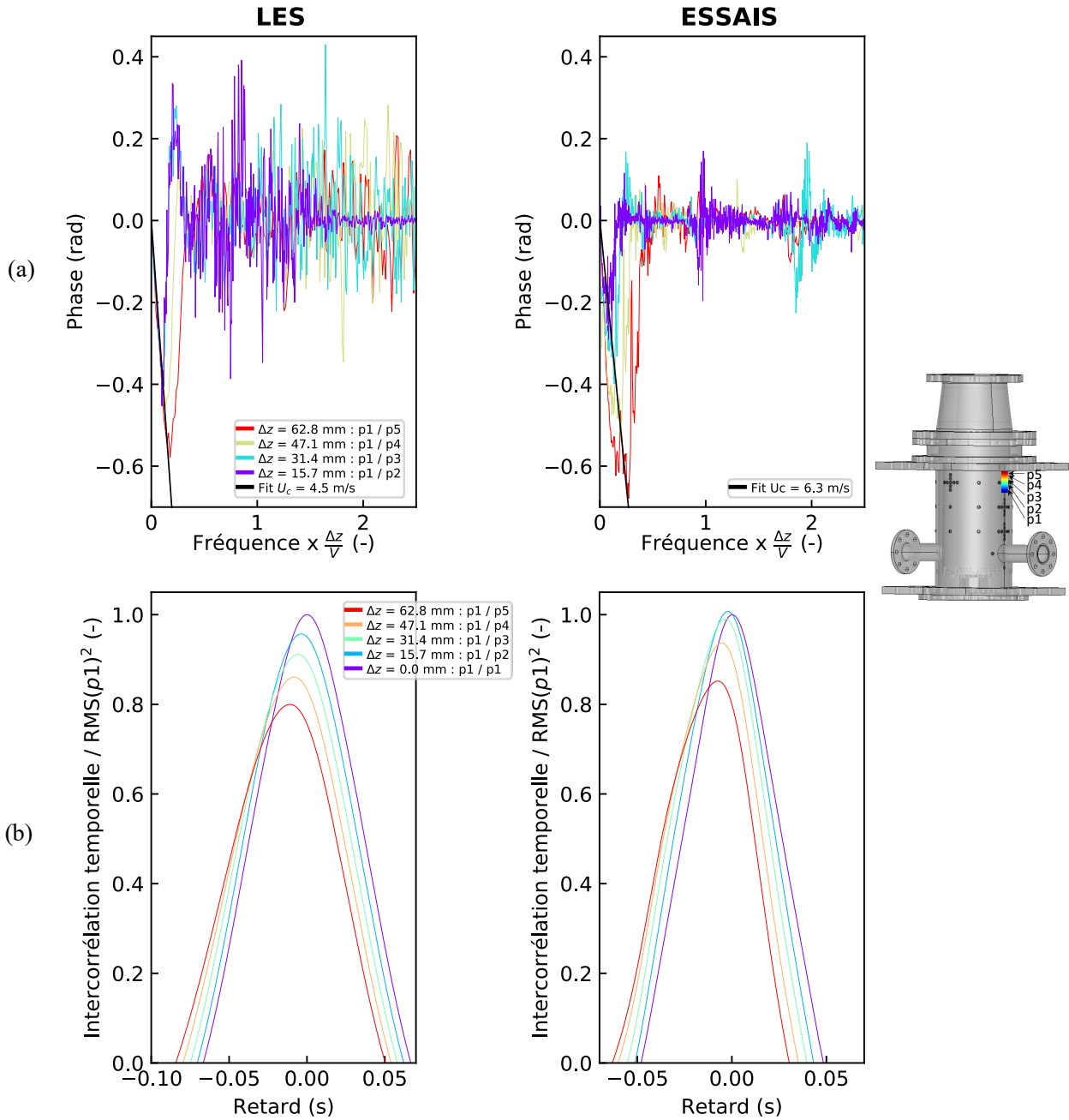


FIGURE 6.31 – Echec dans l’identification de la vitesse de convection  $U_c$  sur le cylindre externe, en haut de cuve, dans le plan des admissions. Gauche : LES. Droite : essais. (a) : à partir de la phase. (b) : à partir des intercorrélations temporelles adimensionnelles et filtrées au-delà de 30 Hz.

d’environ 30 Hz. Des signaux en phase sur toute la zone étudiée paraîtraient parfaitement cohérents avec la valeur quasi-nulle (environ 0.5 m/s) de la vitesse locale de l’écoulement identifiée en section 6.2.1.1 sur les résultats LES. Pourtant, le contenu basse fréquence des signaux présente, lui, des déphasages non nuls, et on identifie même une portion linéaire à très basse fréquence, qui pourrait être interprétée, à l’image de la section précédente, comme signe d’une convection de la turbulence. Or, un fit sur ces portions linéaires mènerait à une valeur de vitesse de convection

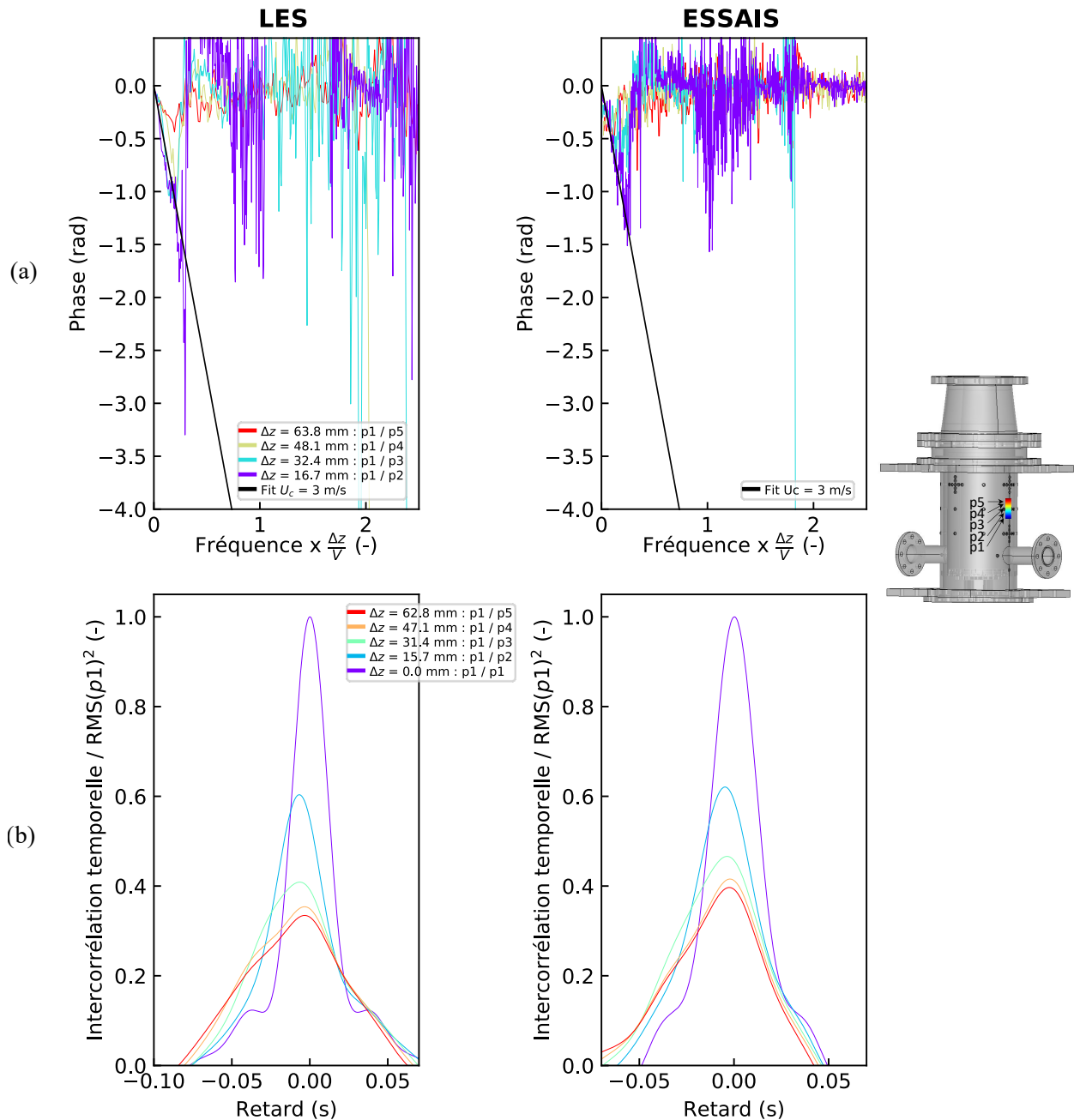


FIGURE 6.32 – Echec dans l'identification de la vitesse de convection  $U_c$  sur le cylindre externe, en milieu de cuve, dans le plan des admissions. Gauche : LES. Droite : essais. (a) : à partir de la phase.

(b) : à partir des intercorrélations temporelles adimensionnelles et filtrées au-delà de 30 Hz.

de 4.5 m/s en LES et 6.3 m/s pour les essais en haut de cuve, et 3 m/s pour la LES et les essais en milieu de cuve.

Les pics d'intercorrélation (figures (b)), quant à eux, sont assez majoritairement identifiables, et mènent à l'identification d'une vitesse de convection similaire. Pour exemple, avec un retard  $\Delta t = 34.7$  ms pour le couple  $p1/p2$  d'espacement  $\Delta z = 15.7$  mm, on remonte à une valeur de vitesse de convection  $U_c = \frac{\Delta z}{\Delta t}$  de 4.5 m/s pour la LES en haut de cuve. Les essais présentent

quant à eux un retard  $\Delta t = 24.3$  ms pour ce même couple, fournissant une valeur de vitesse de convection de 6.5 m/s. Concernant le milieu de cuve, l'exercice doit être effectué sur les pics les moins déformés. Pour exemple, avec un retard  $\Delta t = 67.2$  ms pour le couple  $p1/p2$  d'espacement  $\Delta z = 15.7$  mm, on remonte à une valeur de vitesse de convection  $U_c = \frac{\Delta z}{\Delta t}$  de 2.3 m/s pour la LES. Les essais présentent quant à eux un retard  $\Delta t = 47$  ms pour ce même couple, fournissant une valeur de vitesse de convection de 3.3 m/s. Les valeurs identifiées via la phase et via les intercorrélations temporelles sont donc assez proches. Etant donné l'écart important avec la vitesse moyenne de 0.7 m/s identifiée en section 6.2.1.1, cette observation à basse fréquence ne peut être due à un phénomène convectif. Un autre phénomène physique entre probablement en jeu sur ces basses fréquences. Typiquement, cela pourrait être lié à un phénomène diffusif, plutôt qu'à un phénomène convectif (de transport). Pour identifier la cause de ces observations à basse fréquence, des études complémentaires seraient nécessaires, comme par exemple la réalisation et l'analyse d'un film des champs de vitesse et de pression instantanées à partir de plusieurs instants de simulation LES d'intervalle temporel très faible. Ces études approfondies entreront dans les perspectives de la thèse.

La difficulté à tirer un message clair de cette procédure d'identification dans ces zones de la cuve, en contraste avec l'identification de valeurs cohérentes effectuée en section précédente souligne à la fois les limites des modèles de la littérature dans certaines zones mais aussi l'inhomogénéité du chargement turbulent à caractériser dans la cuve.

#### 6.2.2.4 Valeurs de vitesses de convection identifiées dans la direction circonférentielle

La même procédure a également été appliquée dans la direction circonférentielle, en  $\varphi$ . En effet, bien que les modèles de la littérature ne considèrent qu'une vitesse de convection dans la direction longitudinale  $z$ , étant donnée la trajectoire globale de l'écoulement observée en section 6.2.1.1, une analyse des déphasages (ou des retards temporels) entre points au sein des branches horizontales des croix de sondes est préférable.

Les 3 figures suivantes présentent cette analyse en 3 zones de la cuve, pour différents couples de points dans la direction circonférentielle, sur le cylindre externe. La figure 6.33 traite la partie haute de la cuve, dans le plan des admissions. La figure 6.34 traite le milieu de la cuve, toujours dans le plan des admissions. Enfin, la figure figure 6.35 concerne quant à elle la partie haute de la cuve, dans le plan perpendiculaire aux admissions.

Ces trois figures montrent des résultats très similaires. Modulo les quelques sauts de phase de  $2\pi$  mal traités par la fonction "unwrap", tous les points sont en phase au sein de leur croix, au moins à basse fréquence (figures a). Ce déphasage nul est ensuite remplacé par un déphasage aléatoire en haut de cuve dans le plan perpendiculaire aux admissions (figure 6.35b). Dans tous les cas, aucune pente non nulle caractéristique d'un phénomène de convection n'est identifiable.

Les intercorrélations temporelles confortent cette observation, avec une absence de retard

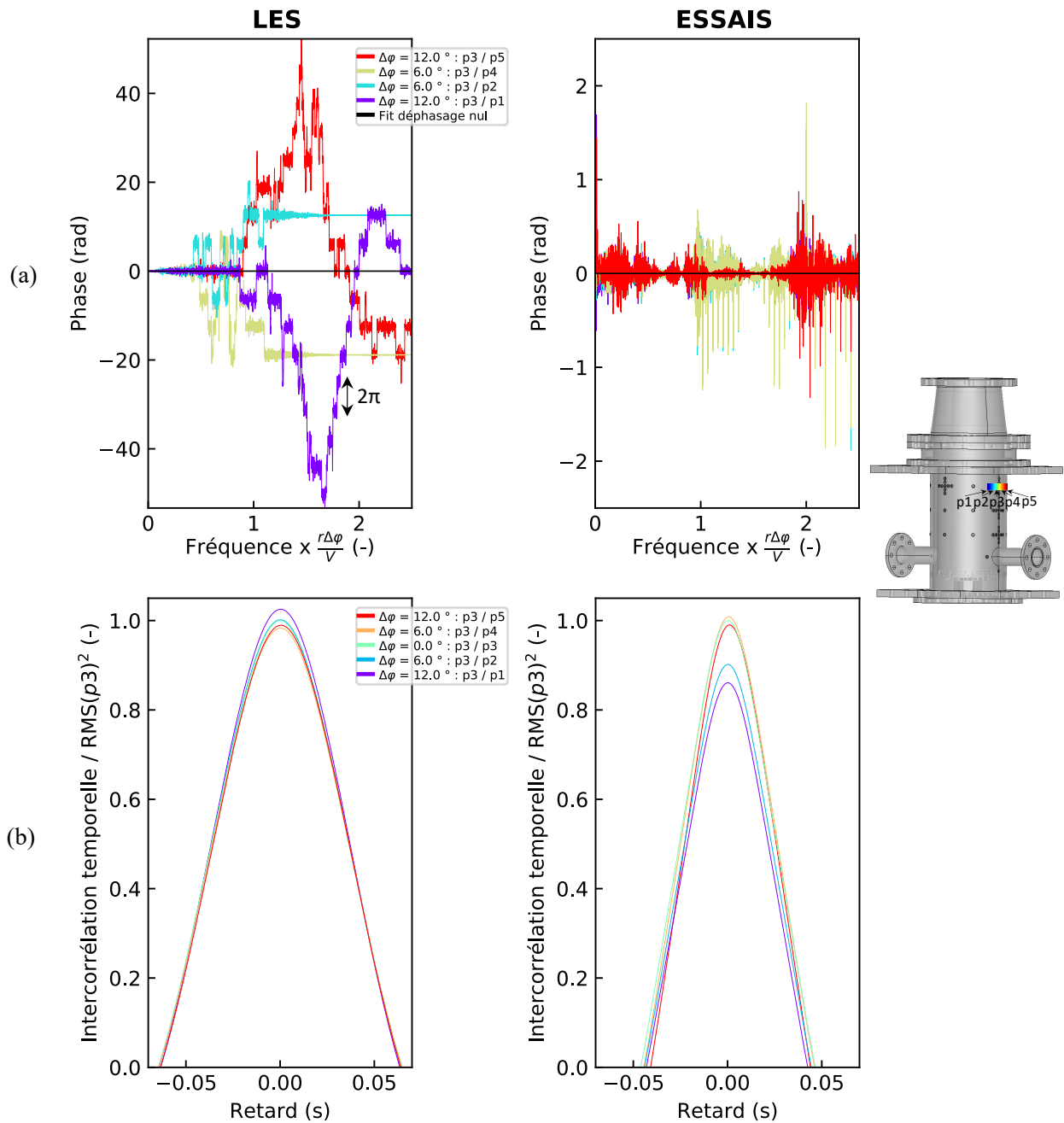


FIGURE 6.33 – Etude de la convection circonférentielle pour différents couples de sondes sur le cylindre externe dans le plan des admissions, en haut de cuve. Gauche : LES. Droite : essais. (a) : à partir de la phase. (b) : à partir des intercorrélations temporelles adimensionnelles et filtrées au-delà de 30 Hz.

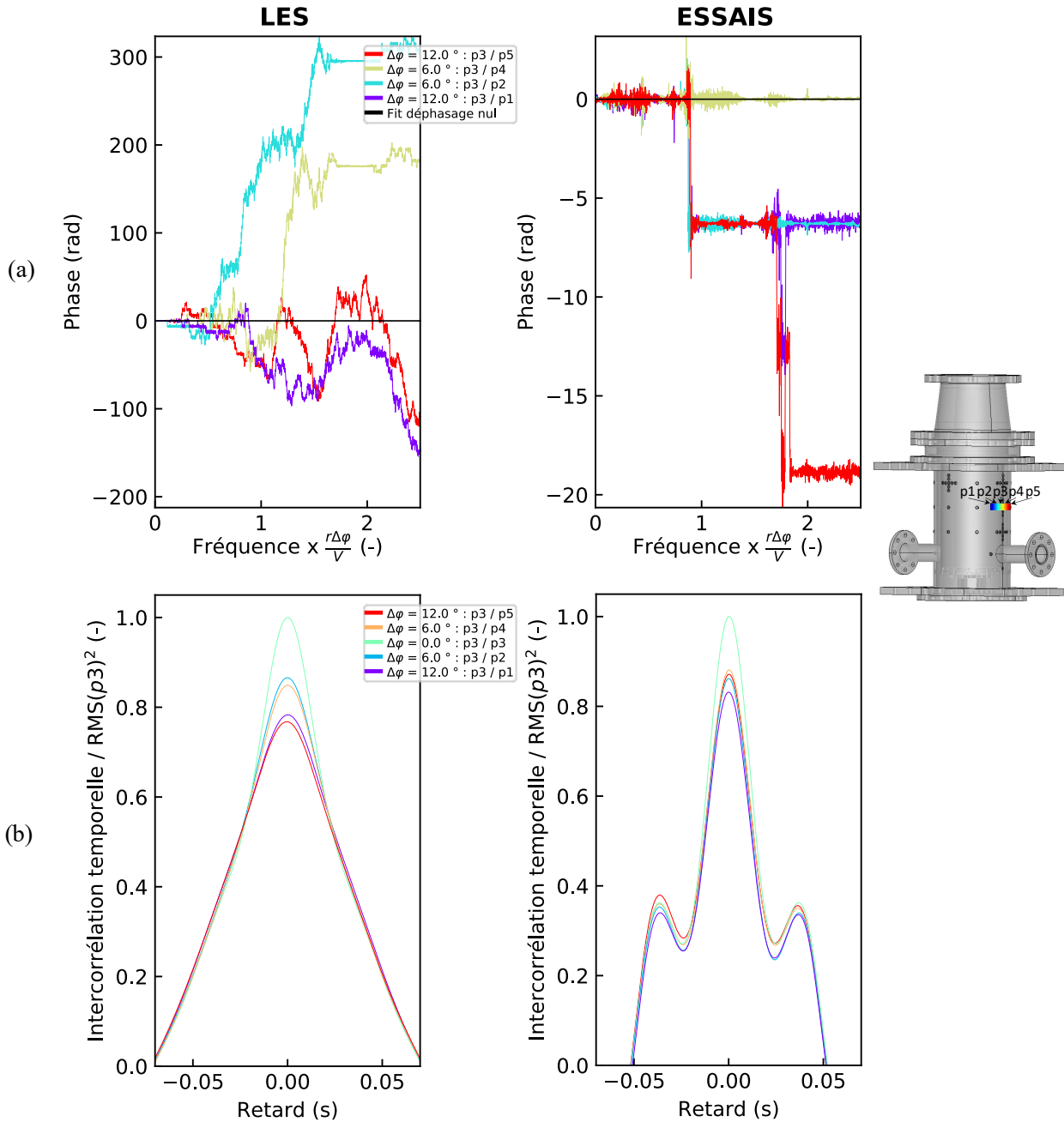


FIGURE 6.34 – Etude de la convection circumférentielle pour différents couples de sondes sur le cylindre externe dans le plan des admissions, en milieu de cuve. Gauche : LES. Droite : essais. (a) : à partir de la phase. (b) : à partir des intercorrélations temporelles adimensionnelles et filtrées au-delà de 30 Hz.

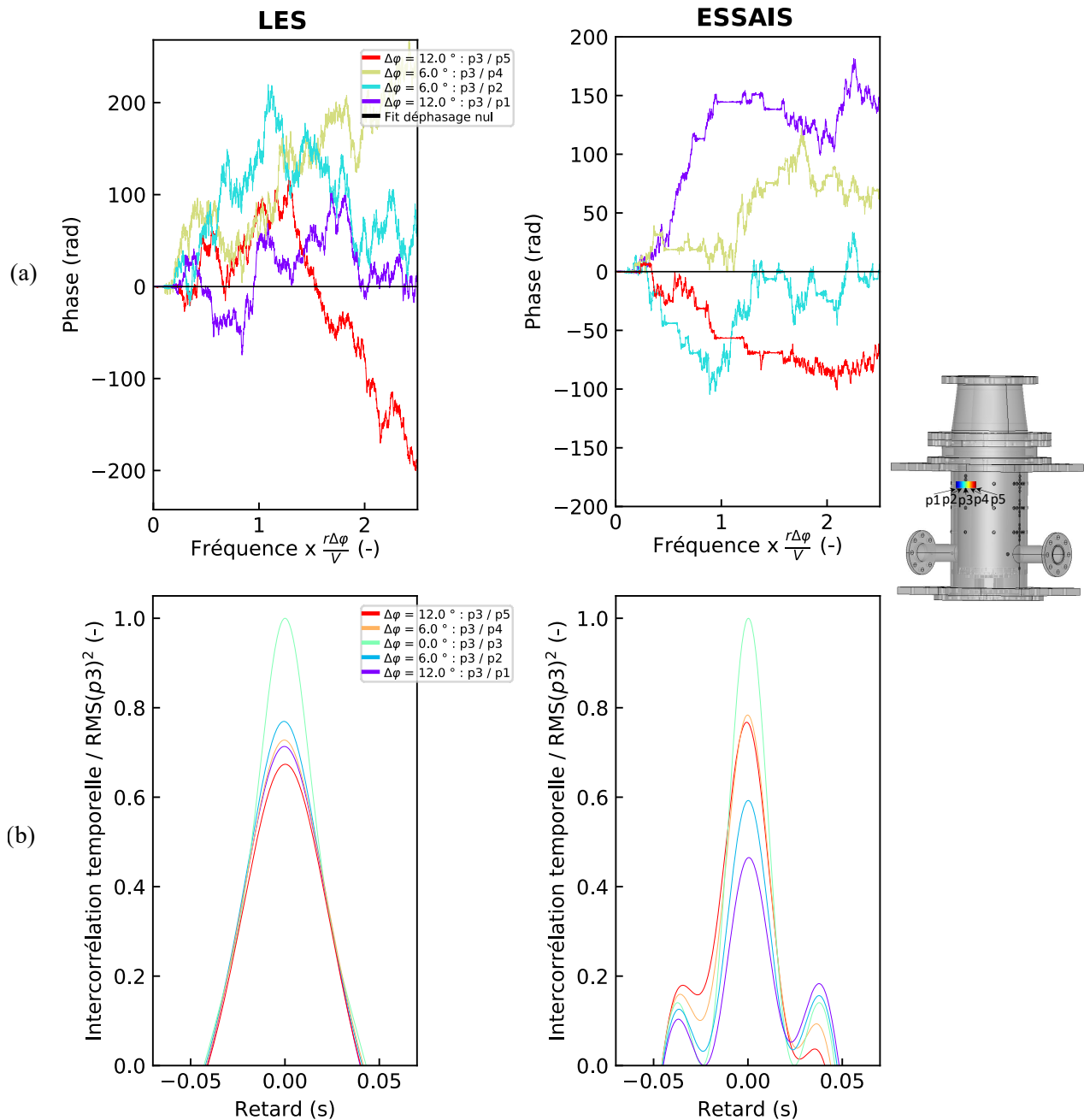


FIGURE 6.35 – Etude de la convection circonférentielle pour différents couples de sondes sur le cylindre externe à  $90^\circ$  des admissions, en haut de cuve. Gauche : LES. Droite : essais. (a) : à partir de la phase. (b) : à partir des intercorrélations temporelles adimensionnelles et filtrées au-delà de 30 Hz.

entre pics. Ainsi, pour ces trois zones de la cuve, aucune convection n'a lieu dans la direction circonférentielle.

### 6.2.2.5 Discussion : limites du modèle de la littérature dans plusieurs zones de la cuve

Bien que des valeurs de vitesse de convection aient pu être identifiées dans plusieurs zones de la cuve en sections précédentes, l'application de cette méthode présente plus de difficultés à d'autres endroits. De premières limitations ont été observées en figure 6.29 avec des pics d'intercorrélation déformés par une diffusion progressive et peu identifiables ainsi que des phases comportant une pente mal définie. En appliquant le même raisonnement en partie basse de la cuve à  $45^\circ$  du plan des admissions (voir figure 6.36), ce genre de limitations est exacerbé. Bien que les phases entre les deux signaux (figure a) semblent présenter une portion linéaire pour les fréquences inférieures à 30 Hz en LES comme pour les essais, le prolongement de leur pente principale ne passerait pas par l'origine du repère. Ainsi, aucun fit linéaire ne peut être réalisé en cohérence avec la définition en équation 2.48 de la vitesse de convection du modèle de la littérature. Il en est de même pour les courbes d'intercorrélations temporelles qui présentent un pic non symétrique et dont le maximum est mal identifiable. Aucune vitesse de convection ne peut être directement déduite de ces courbes.

Enfin, les figures 6.37 et 6.38 montrent le résultat de la procédure d'étude de la convection dans le plan des admissions en croix basse, respectivement dans la direction longitudinale et circonférentielle.

En figure 6.37(a), comme dans la figure 6.36, les phases entre signaux semblent présenter des tendances linéaires au-delà de 40 Hz, mais leur prolongement à basse fréquence ne passe par l'origine du repère. De plus, la tentative de fit linéaire réalisée sur ces courbes induirait une valeur de vitesse de convection de 5.2 m/s en LES et 6.5 m/s pour les essais, ce qui correspond à des valeurs bien trop élevées pour être cohérentes avec les valeurs de vitesse d'écoulement locales identifiées en section 6.2.1.1 de l'ordre de 0.7 m/s dans le plan des admissions. En parallèle, les courbes d'intercorrélation temporelle en figure 6.37(b) présentent, malgré des pics bien identifiables, des maxima dont les écarts temporels ne sont pas proportionnels aux espacements  $\Delta z$ . Pour exemple, en LES, avec un retard  $\Delta t = 6.7$  ms pour le couple  $p1/p2$  d'espacement  $\Delta z = 15.7$  mm, on remonte à une valeur de vitesse de convection  $U_c = \frac{\Delta z}{\Delta t}$  de 2.3 m/s. En revanche, avec un retard  $\Delta t = 16.3$  ms, le couple  $p1/p3$  d'espacement  $\Delta z = 31.4$  mm induit quant à lui une valeur de vitesse de convection  $U_c = \frac{\Delta z}{\Delta t}$  de 1.9 m/s. Les essais présentent quant à eux un retard  $\Delta t = 6.3$  ms pour le couple  $p1/p2$  d'espacement  $\Delta z = 15.7$  mm, et un retard  $\Delta t = 15$  ms pour le couple  $p1/p3$  d'espacement  $\Delta z = 31.4$  mm menant à des valeurs de vitesse de convection  $U_c = \frac{\Delta z}{\Delta t}$  de 2.3 m/s et 2.1 m/s respectivement. On soupçonne donc que ces variations de pente observées à très basse fréquence sur la phase, correspond à des valeurs de vitesse de convection qui varient selon les points considérés dans cette zone de la cuve. Ceci pourrait s'expliquer par un gradient de vitesse non nul entre deux points, qui serait cohérent avec la



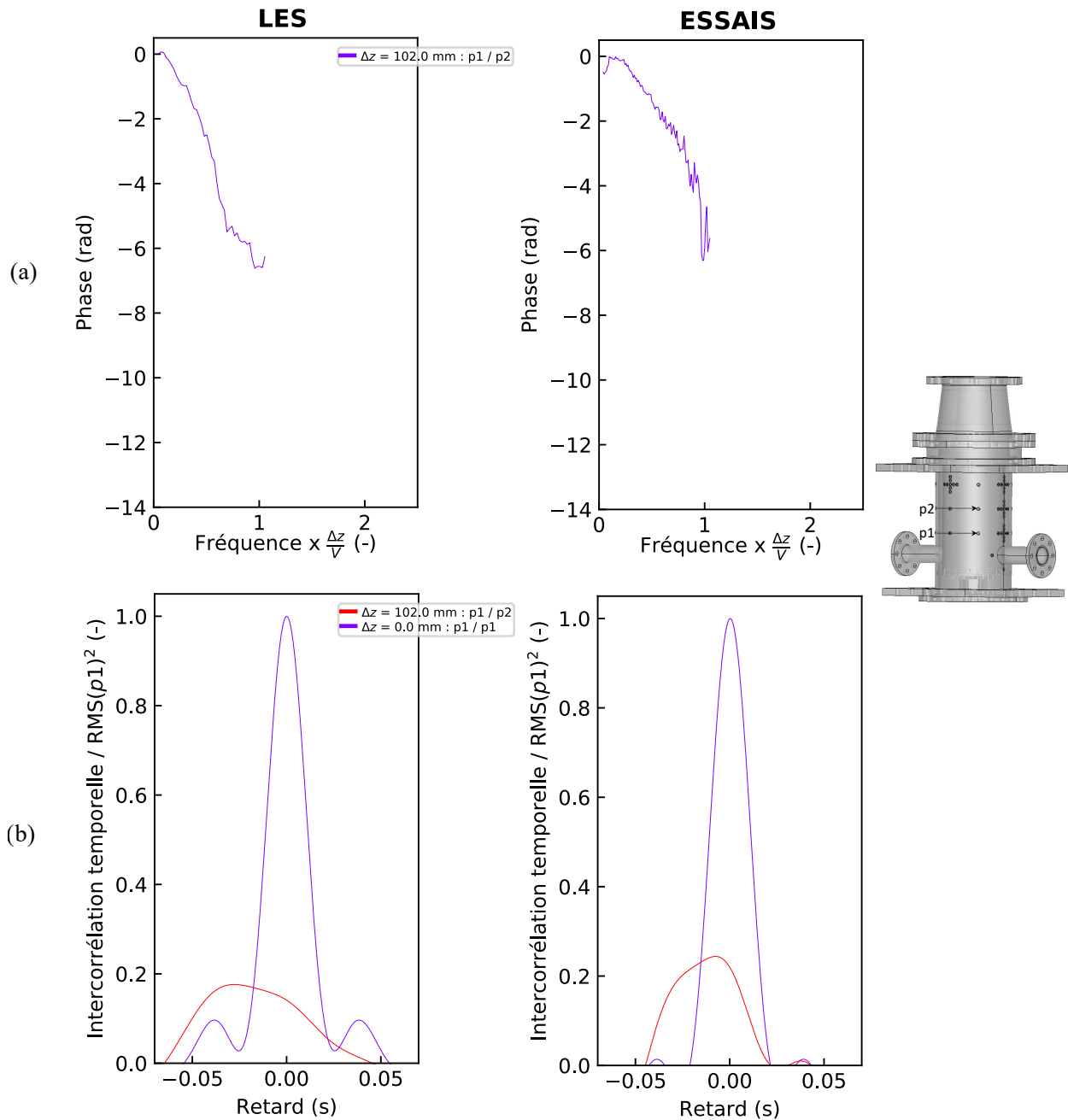


FIGURE 6.36 – Echec dans l'identification de la vitesse de convection  $U_c$  sur le cylindre externe à  $45^\circ$  des admissions en partie basse de la cuve. Gauche : LES. Droite : essais. (a) : à partir de la phase. (b) : à partir des intercorrélations temporelles adimensionnelles et filtrées au-delà de 30 Hz.

trajectoire complexe de l'écoulement identifiée en section 6.2.1.1 dans cette zone.

L'étude en direction circonférentielle présente quant à elle une phase totalement nulle en LES, et une pente non nulle pour les essais, menant à une composante circonférentielle de vitesse de convection de l'ordre de 22 m/s (figure 6.38(a)). Ceci induirait des signaux totalement en phase en LES contre une convection très rapide pour les essais.

Les intercorrélations temporelles, quant à elles, présentent des tendances similaires à la fi-

gure 6.37, avec des valeurs de vitesse de convection variant avec le couple de capteurs considéré. Pour exemple, en LES, avec un retard  $\Delta t = 5.5$  ms pour le couple  $p1/p2$  d'espacement  $\Delta z = 15.7$  mm, on remonte à une valeur de vitesse de convection  $U_c = \frac{\Delta z}{\Delta t}$  de 28.5 m/s. En revanche, avec un retard  $\Delta t = 2.2$  ms, le couple  $p1/p3$  d'espacement  $\Delta z = 31.4$  mm induit quant à lui une valeur de vitesse de convection  $U_c = \frac{\Delta z}{\Delta t}$  de 14 m/s. Les essais présentent quant à eux un retard  $\Delta t = 0.5$  ms pour le couple  $p1/p2$  d'espacement  $\Delta z = 15.7$  mm, et un retard  $\Delta t = 2$  ms pour le couple  $p1/p3$  d'espacement  $\Delta z = 31.4$  mm menant à des valeurs de vitesse de convection  $U_c = \frac{\Delta z}{\Delta t}$  de 31.4 m/s et 16 m/s respectivement.

Les différentes limitations du modèle de la littérature exposées dans cette section empêchent l'identification d'une vitesse de convection dans plusieurs zones de la cuve. Le modèle de la littérature avec un simple déphasage ne suffit pas à décrire la convection. Plusieurs explications possibles peuvent être suggérées pour ces observations.

Les courbes avec une tendance linéaire au-delà d'une fréquence seuil, dont la prolongement à basse fréquence ne passerait pas par l'origine, et une tendance non linéaire en-deçà, rejoignant l'origine, pourraient être le signe d'une pente non constante. Cela pourrait indiquer une vitesse convective dépendant de la fréquence en-deçà d'une fréquence seuil, et constante au-delà. Cela pourrait correspondre à certaines des lois de vitesse de convection fournies dans la littérature [42, 49].

Une courbe présentant des pentes différentes sur plusieurs gammes de fréquences pourrait également être le signe d'un phénomène multi-convectif. Les fluctuations de pression mesurées et simulées pourraient en effet être le résultat de la contribution de plusieurs phénomènes, chacun d'entre eux ayant son propre schéma convectif, et des vitesses convectives différentes.

Enfin, la trajectoire globale de la turbulence ne doit pas être négligée et peut avoir une influence significative sur le champ de phase. Comme la trajectoire de l'écoulement est loin d'être parfaitement longitudinale au sein de la cuve, en particulier dans la partie inférieure, elle pourrait induire une distribution du phénomène convectif à la fois dans les directions longitudinales et circumférentielles. Cela pourrait expliquer les différences de pente dans une direction donnée d'un couple de sondes à l'autre dans la même zone de la cuve. Une vitesse convective diagonale pourrait alors être identifiée entre deux sondes situées à des emplacements longitudinaux et circumférentiels différents.

Dans tous les cas, l'incohérence entre les différentes valeurs convectives identifiées dans cette section souligne que le modèle traditionnel de la littérature n'est pas adapté, en l'état, pour une identification robuste de la convection de la turbulence dans certaines zones de la cuve.

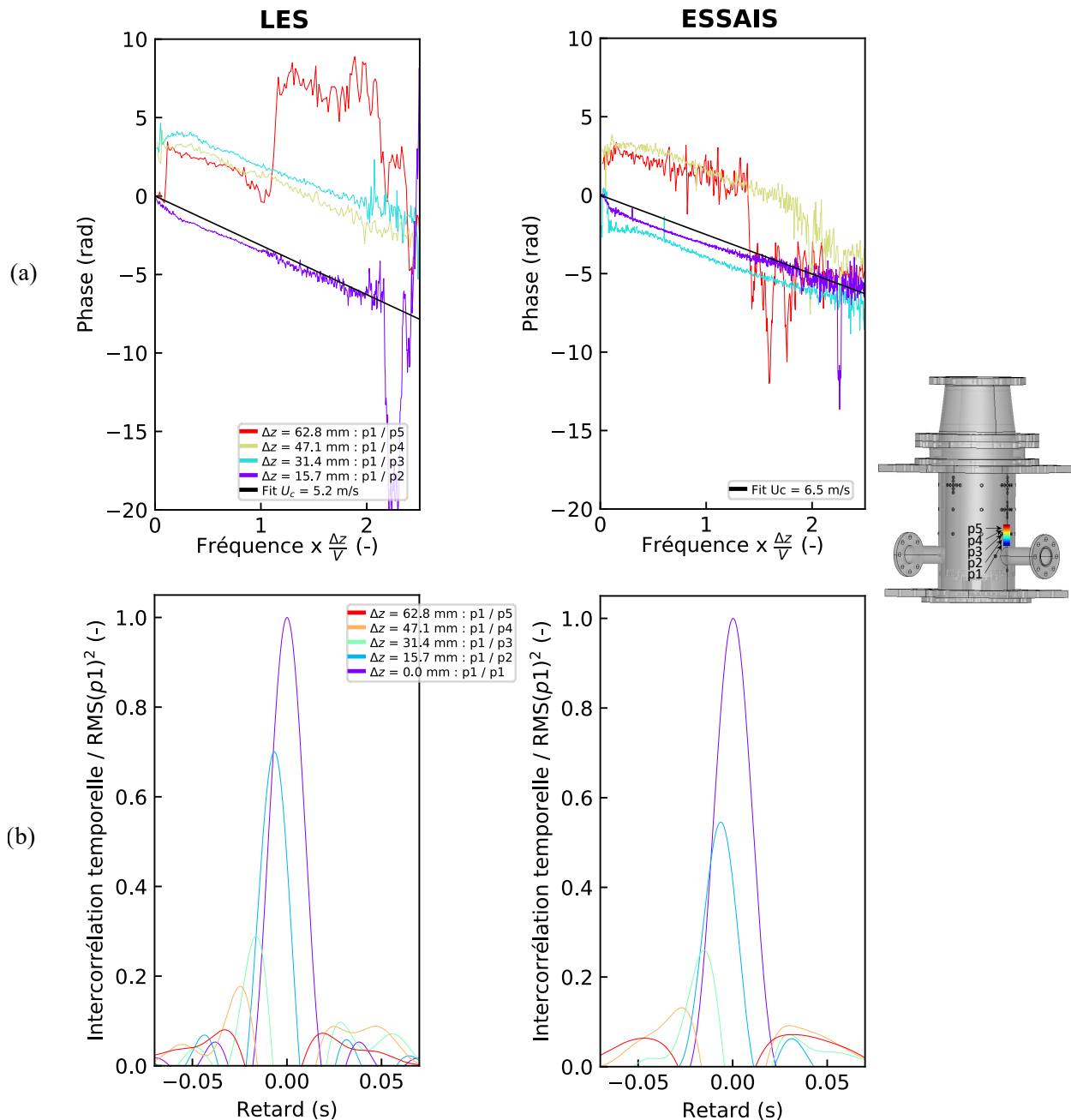


FIGURE 6.37 – Echec dans l'identification de la convection pour différents couples de sondes sur le cylindre externe dans le plan des admissions, en bas de cuve. Gauche : LES. Droite : essais. (a) : à partir de la phase. (b) : à partir des intercorrélations temporelles adimensionnelles et filtrées au-delà de 30 Hz.

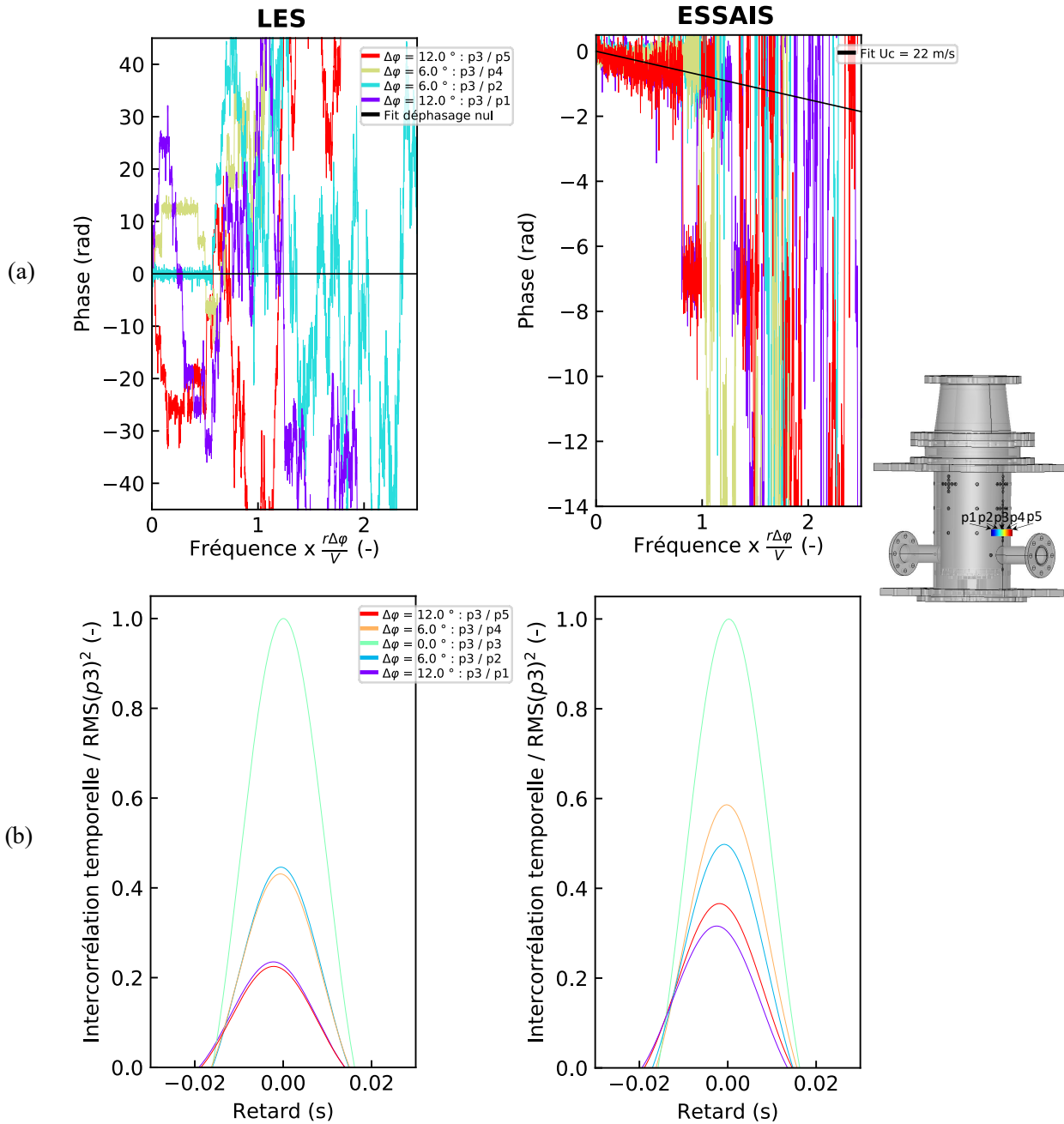


FIGURE 6.38 – Etude de la convection circumférentielle pour différents couples de sondes sur le cylindre externe dans le plan des admissions, en bas de cuve. Gauche : LES. Droite : essais. (a) : à partir de la phase. (b) : à partir des intercorrélations temporelles adimensionnelles et filtrées au-delà de 30 Hz.

### 6.2.3 Cohérence de la pression fluctuante : longueurs de corrélation

De même qu'en section 6.1.4 pour la configuration d'espace annulaire infini, on isole cette fois le module de la fonction de cohérence. Dans la direction longitudinale, selon l'expression 2.48, tracer la fonction  $\frac{\Delta z}{-\ln(|\Gamma(z, z + \Delta z, \varphi, f)|)}$  en fonction de la fréquence  $f$ , reviendrait à obtenir l'évolution de la longueur de corrélation longitudinale avec la fréquence pour un couple de sondes d'espacement longitudinal  $\Delta z$  donné. De même, tracer la fonction  $\frac{(R_{int} + e)\Delta\varphi}{-\ln(|\Gamma(\varphi, \varphi + \Delta\varphi, z, z, f)|)}$  en fonction de la fréquence  $f$ , reviendrait à obtenir l'évolution de la longueur de corrélation circonférentielle avec la fréquence pour un couple de sondes d'espacement circonférentiel  $(R_{int} + e)\Delta\varphi$  donné. Il est alors attendu, selon les lois fournies dans la littérature et présentées en section 2.2.2.4 une dépendance en  $1/f$  [50], ou constante [16].

Attention : dans ce paragraphe encore, la formule de la fonction de cohérence complexe issue de la littérature (traitant de la turbulence locale) est utilisée pour identifier les coefficients, mais il faut garder à l'esprit que les spectres expérimentaux comportent également un contenu fréquentiel propre au bruit externe de longue portée, (notamment identifié dans la figure 6.21a) susceptible de polluer le post-traitement.

#### 6.2.3.1 Valeurs de longueurs de corrélation identifiées

Dans cette section, toutes les longueurs de corrélation mesurées sont représentées, à la fois dans les directions longitudinale et circonférentielle. Les lois de la littérature sont également superposées dans les graphes, en remplaçant la vitesse de convection  $U_c$  dans les expressions de longueur de corrélation de Chen et Wambsganss par la loi homogène traditionnelle  $U_c = 0.8U$  généralement fournie dans la littérature et recensée en section 2.2.2.2. Une analyse globale de ces courbes est présentée dans les sections suivantes.

##### 6.2.3.1.1 Direction longitudinale

Les figures 6.39 et 6.40 montrent l'évolution de  $\frac{\Delta z}{-\ln(|\Gamma(z, z + \Delta z, \varphi, f)|)}$  en fonction de la fréquence pour différents couples de sondes sur le cylindre externe, issues des simulations numériques (figures gauches) et des essais (figures droites).

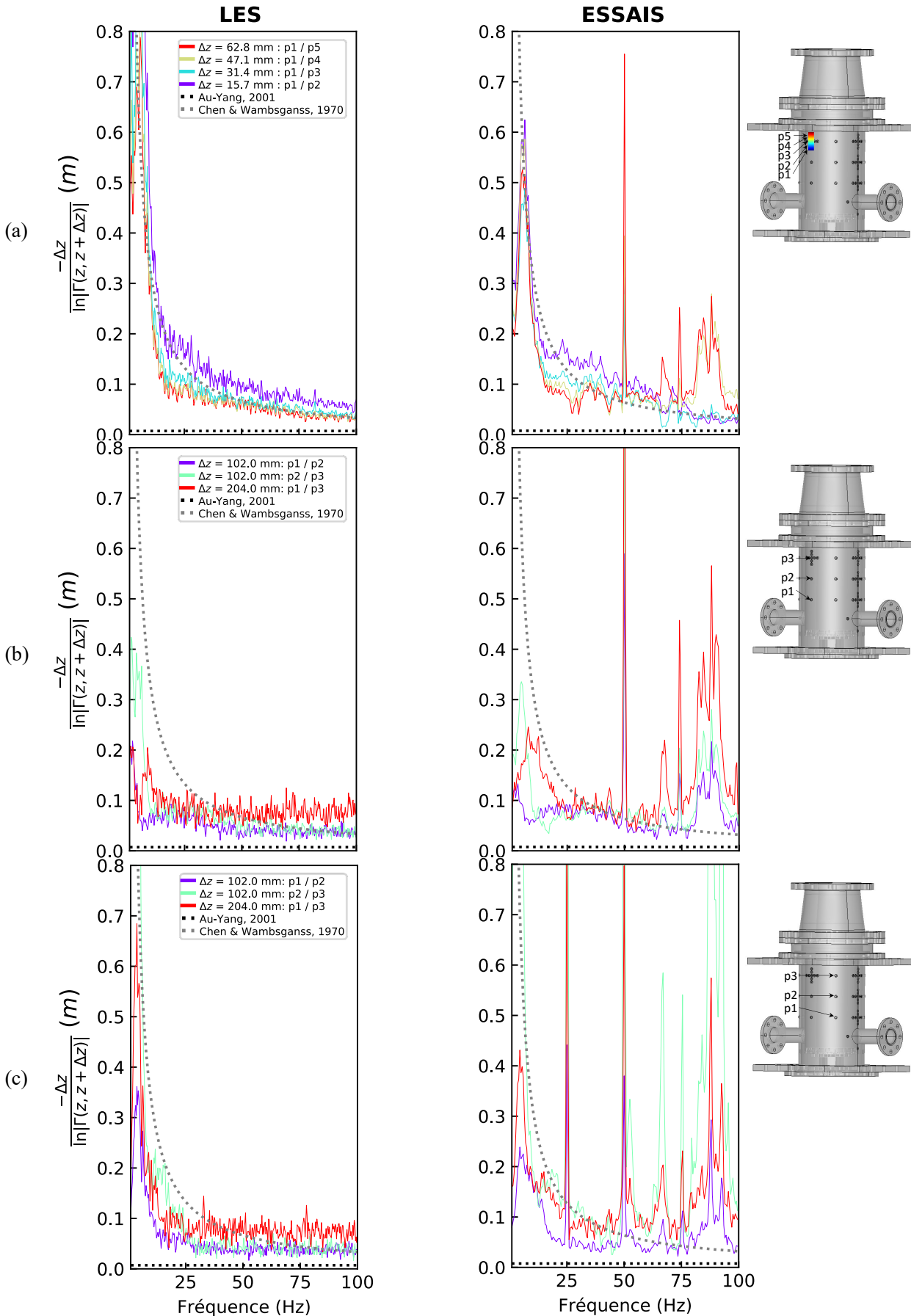


FIGURE 6.39 –  $\frac{-\Delta z}{\ln|\Gamma(z, z + \Delta z)|}$  en fonction de la fréquence pour différents couples de sondes sur le cylindre externe et comparaison avec la littérature. Gauche : LES. Droite : essais. (a) : croix haute,  $\varphi = 90^\circ$ . (b) : centres de croix,  $\varphi = 90^\circ$ . (c) : centres de croix,  $\varphi = 45^\circ$ .

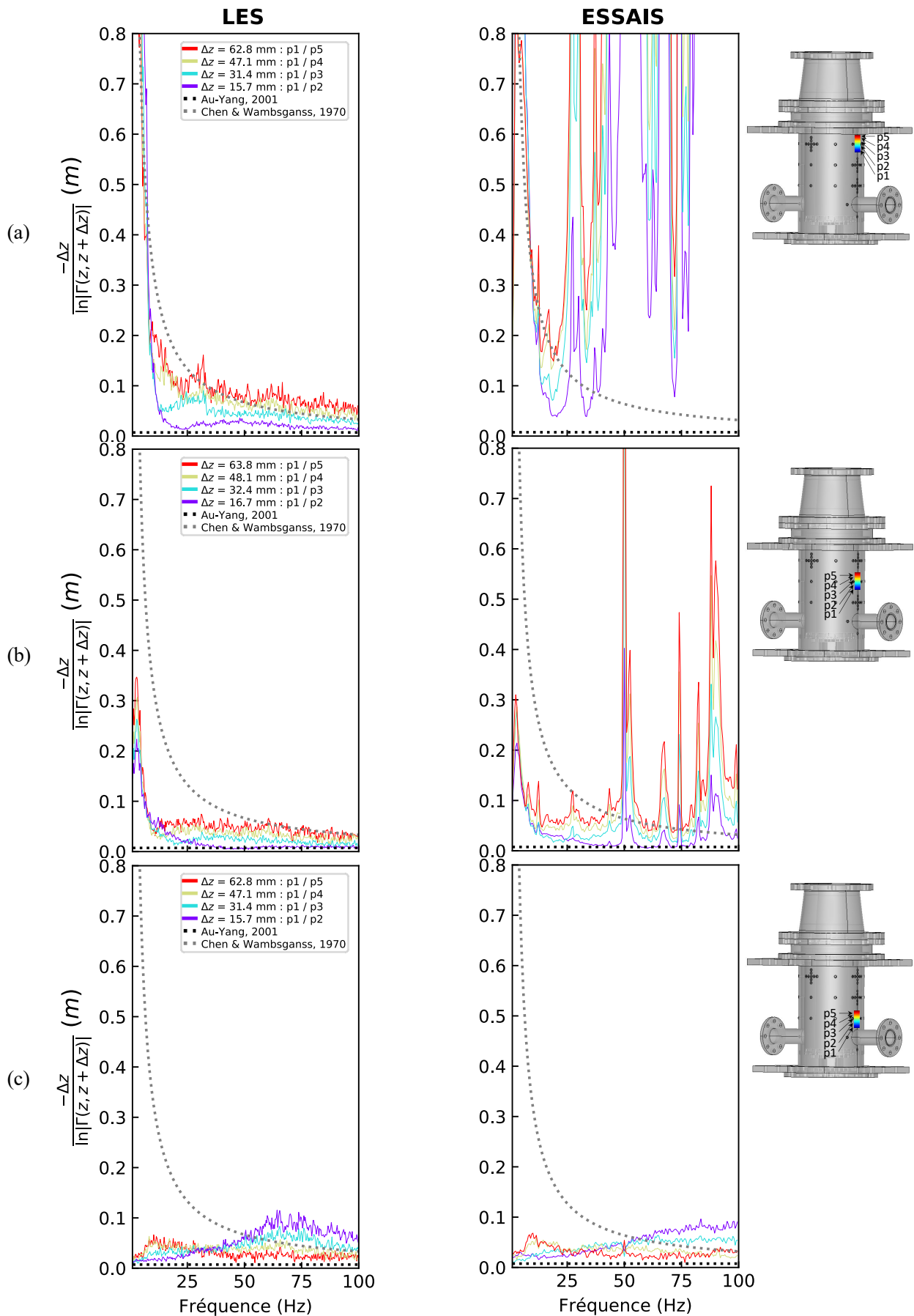


FIGURE 6.40 –  $\frac{-\Delta z}{\ln(|\Gamma(z, z + \Delta z)|)}$  en fonction de la fréquence pour différents couples de sondes sur le cylindre externe et comparaison avec la littérature. Gauche : LES. Droite : essais. (a) : croix haute,  $\varphi = 0^\circ$ . (b) : croix milieu,  $\varphi = 0^\circ$ . (c) : croix basse,  $\varphi = 0^\circ$ .

### 6.2.3.1.2 Direction circonférentielle

La même procédure a été appliquée dans la direction circonférentielle dans les figures 6.41 et 6.42, avec l'évolution de  $\frac{(R_{int}+e)\Delta\varphi}{-\ln(|\Gamma(\varphi,\varphi+\Delta\varphi,z,z,f)|)}$  en fonction de la fréquence pour différents couples de sondes sur le cylindre externe, issues des simulations numériques (figures gauches) et des essais (figures droites).

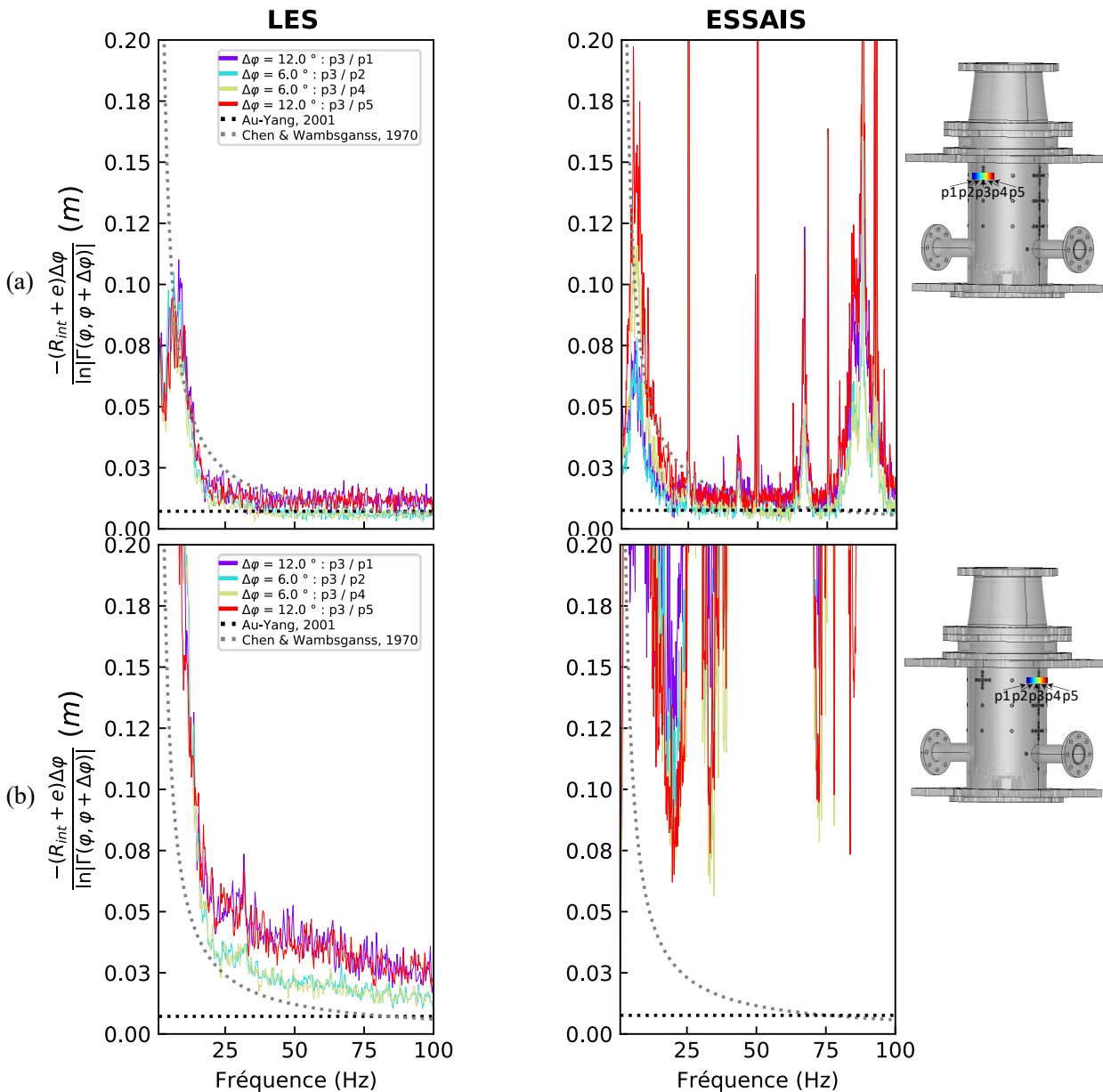


FIGURE 6.41 –  $\frac{(R_{int}+e)\Delta\varphi}{-\ln(|\Gamma(\varphi,\varphi+\Delta\varphi)|)}$  en fonction de la fréquence pour différents couples de sondes sur le cylindre externe et comparaison avec la littérature. Gauche : LES. Droite : essais. (a) : croix haute, centrée en  $\varphi = 90^\circ$ . (b) : croix haute, centrée en  $\varphi = 0^\circ$ .



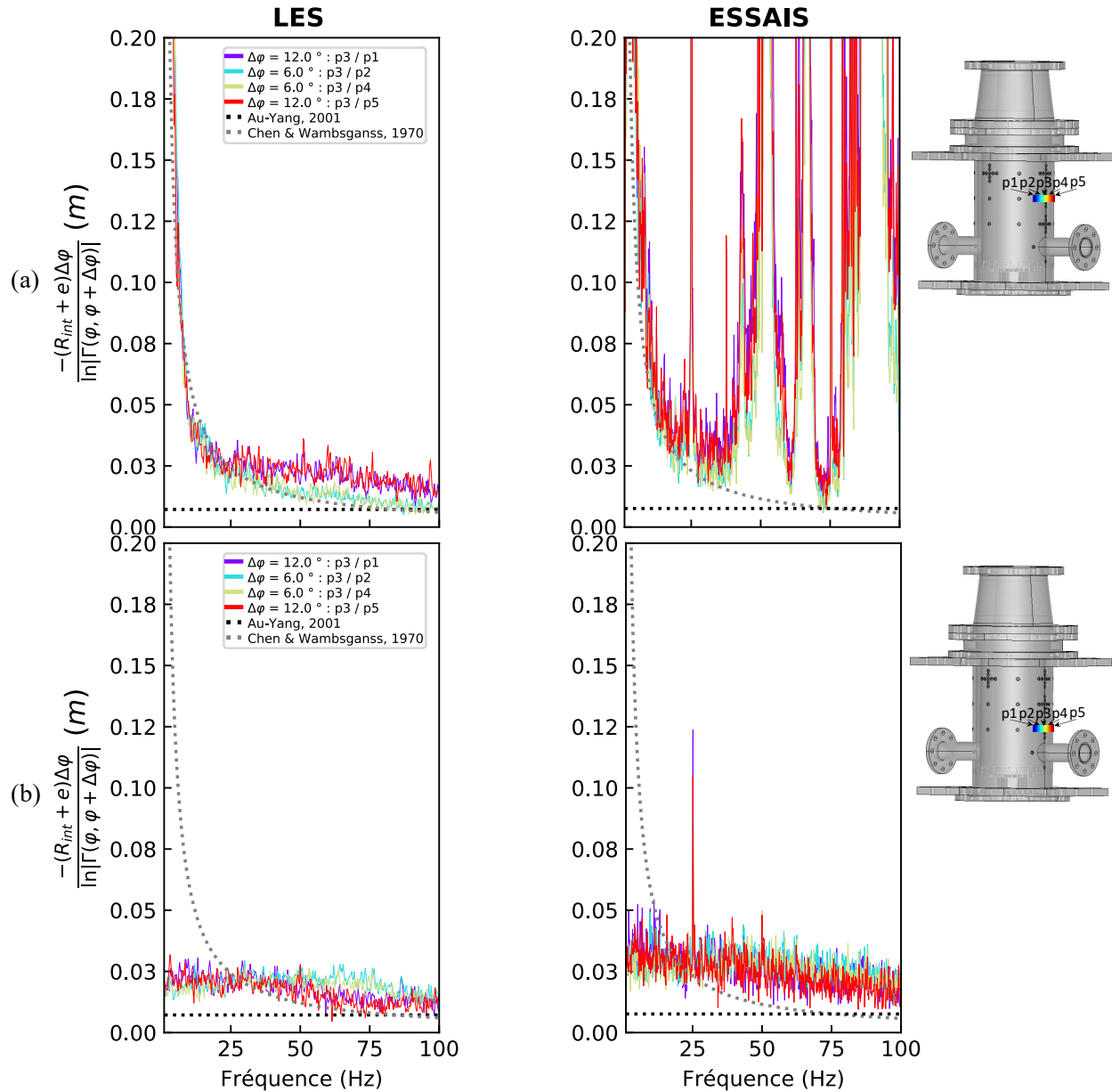


FIGURE 6.42 –  $\frac{-(R_{int}+e)\Delta\varphi}{\ln|\Gamma(\varphi,\varphi+\Delta\varphi)|}$  en fonction de la fréquence pour différents couples de sondes sur le cylindre externe et comparaison avec la littérature. Gauche : LES. Droite : essais. (a) : croix milieu, centrée en  $\varphi = 0^\circ$ . (b) : croix basse, centrée en  $\varphi = 0^\circ$ .

### 6.2.3.2 Comparaison entre LES et essais

Une fois de plus, la LES et les essais fournissent des résultats très proches dans la plupart des zones de la cuve. Parmi les quelques différences à mentionner entre les deux, un pic étroit peut être observé dans les essais à 50 Hz, directement dû à l'alimentation électrique, et ne doit pas être interprété comme physique. Des tentatives de retrait de ce pic du signal brut ont été réalisées mais aucune n'a permis de s'en affranchir sans influencer le signal physique de part et d'autre du pic. Celui-ci est donc conservé pour le post-traitement, et il a été vérifié que sa présence influence

peu les identifications des paramètres caractéristiques du chargement turbulent. Un pic net à 25 Hz peut également être identifié dans les courbes qui ont été mesurées avec une fréquence de rotation spécifique de la pompe et correspond à la fréquence de passage des aubes. Enfin, la différence la plus significative entre la LES et les essais est le bruit à haute fréquence sur les courbes expérimentales, en particulier en haut de cuve dans le plan des admissions (figures 6.40a et 6.41b). Ces valeurs élevées des longueurs de corrélation sont dues au rapport très faible entre la turbulence locale et les phénomènes à grande portée (hydroacoustique) qui a déjà été identifié dans la figure 6.21. Le bruit de fond étant beaucoup plus important dans les expériences (bruit de la pompe, coudes dans la boucle, etc.), son niveau domine davantage la turbulence locale que dans la LES. Ceci génère une cohérence accrue entre les différents points de la zone (comme observé en figures 6.22 et 6.23), ce qui augmente significativement la valeur des longueurs de corrélation identifiées. Néanmoins, la tendance générale, sinon le contenu à basse fréquence, est très similaire entre LES et essais. En ce qui concerne la turbulence locale elle-même, on peut donc se fier aux résultats de la LES pour interpréter les longueurs de corrélation. Cependant, la forte inhomogénéité résultant de l'effet du bruit de fond est clairement mise en évidence dans les longueurs de corrélation totales (turbulence + bruit) mesurées, et devrait être prise en compte dans la force globale du fluide appliquée à la structure.

### 6.2.3.3 Longueurs de corrélation longitudinales supérieures aux longueurs de corrélation circonférentielles

Si l'on observe la différence entre les deux directions, les longueurs de corrélation longitudinales apparaissent plus élevées que les longueurs de corrélation circonférentielles. Attention, en particulier, l'échelle des graphes est différente entre les deux directions. De manière générale, les longueurs de corrélation longitudinales sont 2 à 10 fois plus élevées que les longueurs de corrélation circonférentielles.

### 6.2.3.4 Inhomogénéité des longueurs de corrélation dans la cuve

De même que le bruit de fond domine la turbulence locale dans le plan des admissions loin des jets dans les essais, des différences peuvent être identifiées dans les tendances des longueurs de corrélation en fonction de la distance aux jets impactants, à la fois en LES et dans les essais. En effet, alors qu'un pic très élevé est observé à basse fréquence (autour de 5 Hz) à la fois en LES et dans les essais loin des jets impactants, une loi constante est identifiée près des jets, en bas de cuve, dans la zone précédemment identifiée comme la zone d'impact (figures 6.42b, 6.40c), et une tendance intermédiaire est observée dans la zone intermédiaire (courbes violettes et rouges figures 6.39b et 6.39c). Les longueurs de corrélation longitudinales sont plus faibles dans le plan des admissions qu'à  $\varphi = 90^\circ$  des admissions. C'est l'inverse pour les longueurs de corrélation circonférentielles. On rappelle que la vitesse de convection identifiée en section 6.2.2.2 était maximale plus élevée dans le plan perpendiculaire aux admissions ( $\varphi = 90^\circ$ ) et presque nulle à  $\varphi = 0^\circ$  des admissions en partie haute de la cuve. La répartition des longueurs de

corrélation ne correspond donc pas à celle de la vitesse de convection. Cette observation indique que les longueurs de corrélation ne peuvent pas être représentées par une loi proportionnelle à la vitesse de convection locale  $U_c$  comme le suggèrent les lois de Chen et Wambsganss dans les deux directions.

### 6.2.3.5 Comparaison aux lois de la littérature

L'identification des longueurs de corrélation loin des jets impactants présente des résultats qui se superposent très bien à la courbe représentant les formules de Chen et Wambsganss au-delà de 5 Hz, en remplaçant  $U_c$  par l'expression générique homogène traditionnelle  $U_c = 0.8U$ . Ceci est particulièrement vrai en partie haute de la cuve, dans le plan perpendiculaire aux admissions (figures 6.39 et 6.41a). Étonnamment, bien que la section 6.2.2 ait montré que l'hypothèse de vitesse de convection homogène n'est absolument pas vérifiée dans ce cas d'étude, le maintien de cette expression générique dans la formule de longueur de corrélation de Chen et Wambsganss la rend relativement valide au-delà de 5 Hz. L'ordre de grandeur ainsi que la loi inversement proportionnelle à la fréquence se superposent bien aux résultats. On notera néanmoins qu'une loi composée de deux portions affines séparées par une fréquence de coupure pourrait mieux se superposer aux courbes que la loi inversement proportionnelle à la fréquence de Chen et Wambsganss loin des jets impactants. Les pentes de cette loi pourraient, pour plus de précision, être définies par secteur de cuve. Enfin, de nombreuses courbes présentent des asymptotes faibles mais non nulles à haute fréquence, contrairement à la loi de Chen et Wambsganss.

En ce qui concerne les fréquences inférieures à 5Hz, tant dans la LES que dans les essais, des valeurs de longueurs de corrélation plus faibles sont observées, et le modèle fourni par Chen et Wambsganss ne se superpose plus à nos courbes à ces basses fréquences.

La loi constante suggérée par Au-Yang, quant à elle, est très différente des courbes expérimentales, à la fois en termes d'ordres de grandeur (beaucoup plus faibles) et de tendances loin des jets impactants. La tendance constante est plus cohérente avec les courbes proches des jets impactants. Il faut noter ici que les résultats expérimentaux obtenus par Au-Yang [19] montrent eux aussi des amplitudes beaucoup plus élevées à basses fréquences. Cependant, les auteurs ont soupçonné des effets acoustiques prégnants à basse fréquence, et ces points ont été ignorés dans la loi du fit proposé, ce qui a donné lieu à une tendance constante. On peut voir que ces fortes amplitudes à basse fréquence apparaissent également dans les simulations LES. Elles ne sont donc pas dues à des effets acoustiques, et celles-ci ne devraient pas être ignorées dans la représentation du chargement turbulent.

### 6.2.4 Tentative d'identification d'une grandeur simplifiée : combinaison des spectres et des longueurs de corrélation

Pour faire suite à la nouvelle piste exposée en section 6.1.5 pour la représentation du chargement turbulent en espace annulaire, on applique ici la méthode proposée à la cuve. En effet,

contrairement à la configuration d'espace annulaire infini avec écoulement établi de la section 6.1, la configuration avec admissions impactantes comporte des sondes assez proches pour permettre une évaluation des longueurs de corrélation circonférentielles.

On suppose que les fréquences étudiées sont assez basses pour considérer que  $\left(\frac{\omega\lambda_z(\omega,r)}{U_c}\right) \ll 1$ . Dans ces conditions l'expression 6.4 devient :

$$\langle F|F \rangle(\omega) = 4\langle p|p \rangle(\omega, r) \times \lambda_z(\omega, r)\lambda_\varphi(\omega, r) \times Hr\Delta\varphi. \quad (6.5)$$

On peut alors tracer, en une zone de la cuve de surface  $S = Hr\Delta\varphi$  d'application du chargement turbulent, le spectre de force surfacique  $\frac{\langle F|F \rangle(\omega)}{S}$  à différentes positions dans la cuve. Ce champ représente une nouvelle quantité correspondant à une "Densité Spectrale Surfaique de Puissance" (DSSP) d'unité  $N^2.Hz^{-1}.m^{-2}$ . On cherche dans un premier temps à tester la pertinence de cette DSSP pour l'homogénéisation dans la direction radiale. En effet, une inhomogénéité radiale a pu être constatée en figure 6.25 en partie basse de la cuve dans le plan des admissions (courbes de gauche) sur les spectres de pression fluctuante. On commence par identifier les longueurs de corrélation longitudinales (voir figure 6.43) et circonférentielles (voir figure 6.43) pour chacune des positions radiales considérées.

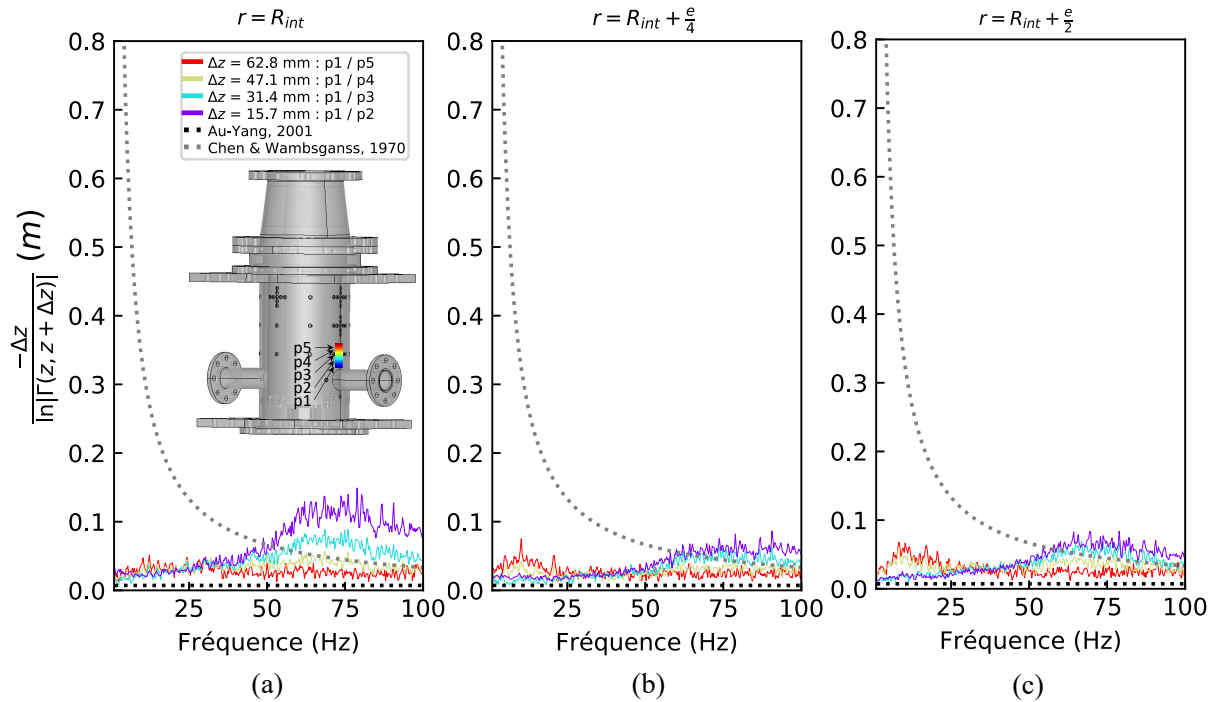


FIGURE 6.43 –  $\frac{\Delta z}{-\ln(|\Gamma(z, z+\Delta z)|)}$  en fonction de la fréquence à différentes positions annulaires pour différents couples de sondes en LES et comparaison avec la littérature. (a) :  $r = R_{int}$ . (b) :  $r = R_{int} + e/2$ . (c) :  $r = R_{int} + e/4$ .

En rassemblant les longueurs de corrélation longitudinale et circonférentielle et le spectre de pression fluctuante, les DSSP dans cette zone de la cuve issues des simulations CFD sont présen-

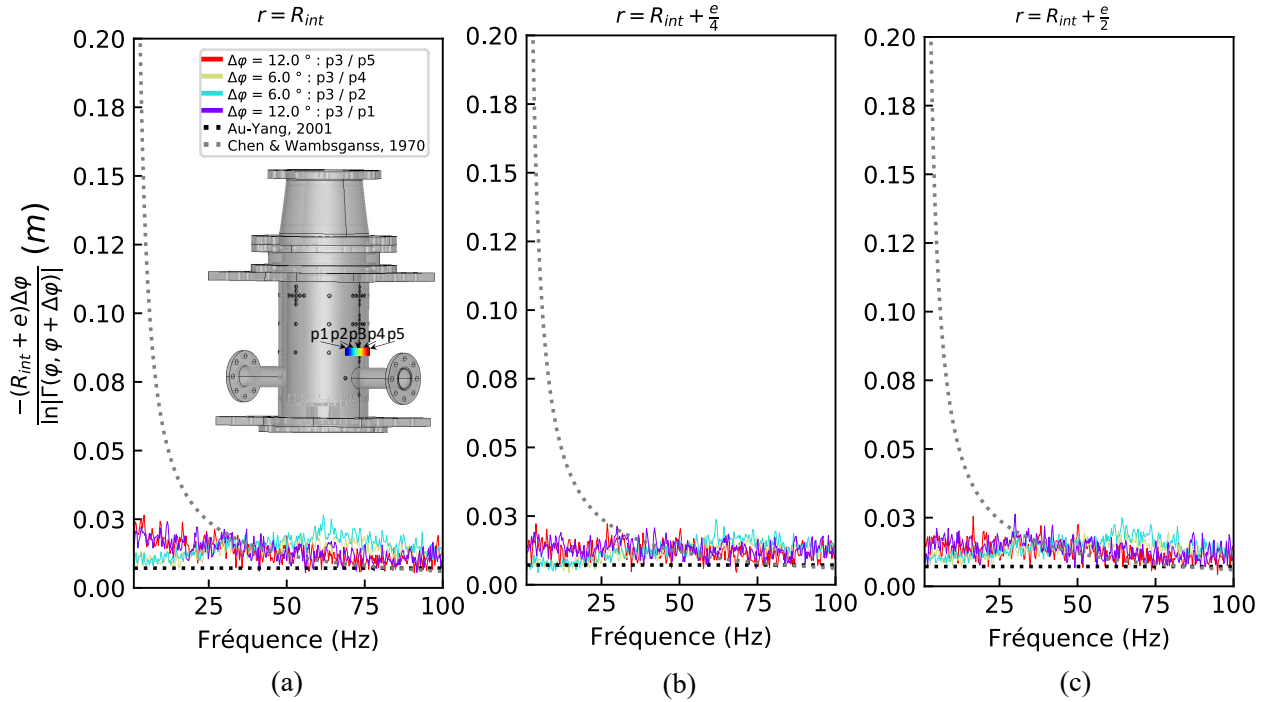


FIGURE 6.44 –  $\frac{-(R_{int}+e)\Delta\varphi}{-\ln(|\Gamma(\varphi, \varphi+\Delta\varphi)|)}$  en fonction de la fréquence à différentes positions annulaires pour différents couples de sondes en LES et comparaison avec la littérature. (a) :  $r = R_{int}$ . (b) :  $r = R_{int} + e/2$ . (c) :  $r = R_{int} + e/4$ .

tées en figure 6.45 à 5 positions radiales différentes dans l'épaisseur annulaire. Par comparaison aux spectres de pression fluctuante de la figure 6.25 gauche, le passage à la DSSP permet d'obtenir des courbes plus proches à basse fréquence (en-deçà de 40 Hz). Aucun réel effet n'est observé sur les courbes au-delà de 40 Hz. Ainsi, le passage de la représentation du chargement turbulent par une combinaison de spectre de pression fluctuante, de longueurs de corrélation longitudinale et circonférentielle et de vitesse de convection à une DSSP permet une légère homogénéisation radiale au sein de l'épaisseur annulaire à basse fréquence.

Finalement, on propose une superposition de cette DSSP pour différentes zones de la cuve, sur le cylindre externe, avec une comparaison entre LES et essais en figure 6.46. Ces spectres ont été adimensionnés à l'image des spectres de pression fluctuante adimensionnels fournis dans la littérature. Les différents spectres ne se superposent pas, ni du point de vue de leur amplitude, ni du point de vue de leur forme. Ceci n'est pas surprenant, étant donné les observations effectuées dans les sections précédentes sur la disparité des caractéristiques de l'écoulement au sein de la cuve. Cette tentative d'uniformisation de la représentation du chargement turbulent via une DSSP est donc limitée par la variabilité des phénomènes physiques en jeu dans les différentes zones de la cuve. En revanche, les fortes similitudes entre CFD et essais restent présentes dans ces spectres (modulo les pics à haute fréquence dus à des phénomènes de grande portée en essais), démontrant la robustesse de leur comparaison. Ces spectres sont enfin, malgré leur disparité au sein de la cuve, un modèle plus simple de chargement turbulent, incluant à la

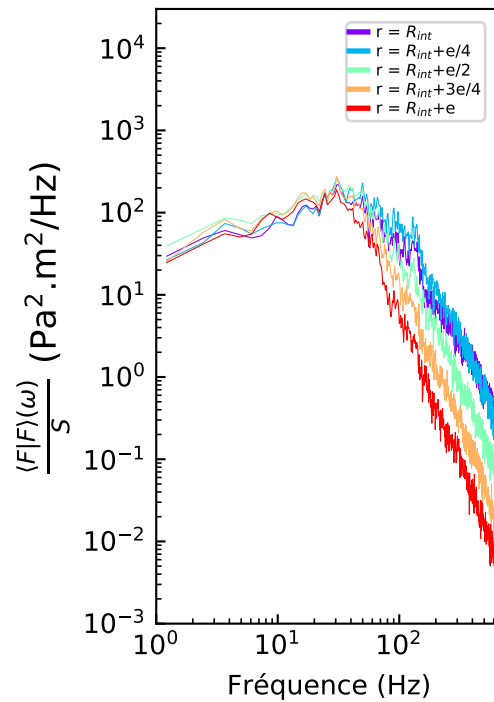


FIGURE 6.45 – Spectre équivalent de force surfacique dans le plan des admissions, en partie basse de la cuve, pour différentes positions radiales.

fois les variations de pression fluctuante, mais aussi de longueurs de corrélation longitudinale et circonférentielle. Ceux-ci s'affranchissent donc de la complexité de la *joint acceptance* et sont directement utilisables en tant que chargement dans une optique de design. Ils permettent enfin une prise en compte possible de l'inhomogénéité au sein de la cuve dans la représentation du chargement turbulent, grâce à des définitions par secteurs de cuve ("patches") localement homogènes. Cette nouvelle DSSP constitue donc une alternative à la méthode de Powell en situation inhomogène.

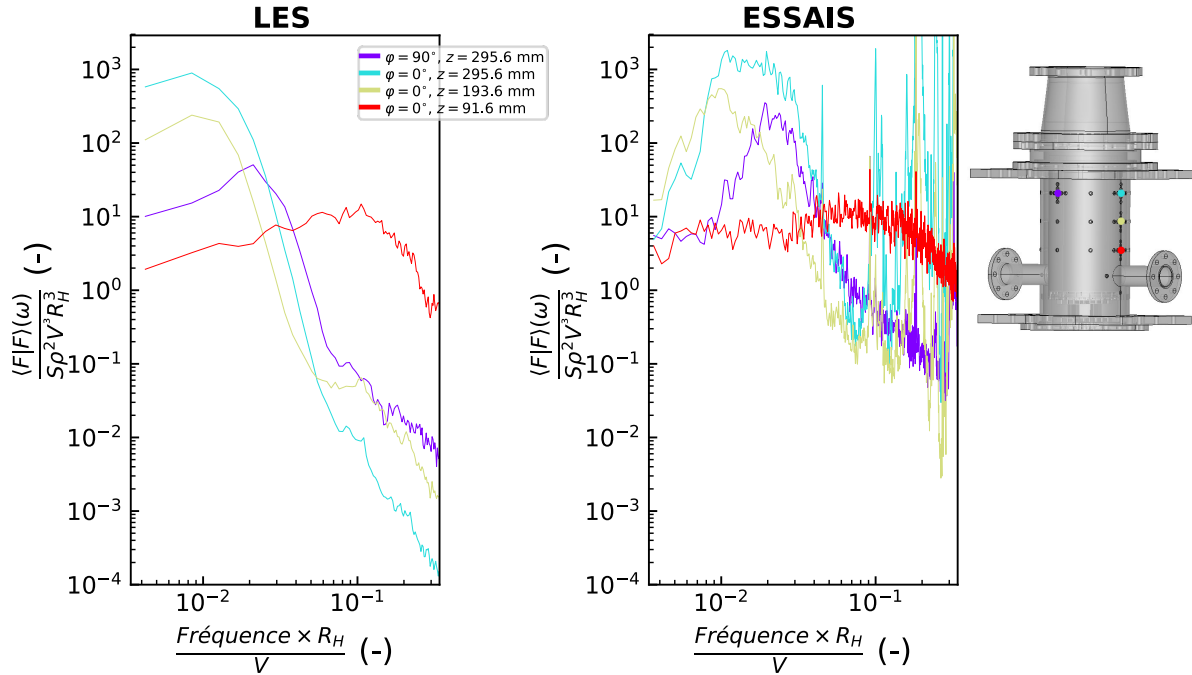


FIGURE 6.46 – Spectre équivalent de force surfacique adimensionnel en différentes zones de la cuve, sur le cylindre externe. Gauche : LES. Droite : Essais.

### 6.3 Conclusion sur le chargement turbulent en espace annulaire

Toutes les études menées à la fois sur les signaux simulés en CFD et mesurés sur CORVET ont abouti à de nombreux résultats concernant la compréhension physique du chargement turbulent en espace annulaire avec écoulement pleinement développé ou avec admissions impactantes, mais aussi sa représentation.

Alors que le modèle de la littérature s'applique facilement en écoulement pleinement développé et turbulence homogène, il s'avère vite limité dans une configuration plus complexe avec admissions impactantes.

Même dans la configuration homogène, les lois des paramètres du modèle (spectres de pression fluctuante, longueurs de corrélation et vitesse de convection) méritent une correction. Seuls les spectres de Chen [48] ou Axisa [21] paraissent assez bien adaptés, tandis que celui proposé par Au-Yang [16] ne l'est pas. Les vitesses de convection varient à la paroi (entre  $0.78V$  et  $0.98V$ ) en fonction de l'espacement entre sondes considérées du fait de la diffusion progressive des structures tourbillonnaires au sein de l'épaisseur annulaire avec la distance. La longueur de corrélation longitudinale, elle, ne dépend pas de la fréquence contrairement à la loi inversement proportionnelle à la fréquence fournie par Chen et Wambsganss [50], et est environ 3 fois supérieure en amplitude à la loi fournie par Au-yang [16] à la paroi. La longueur de corrélation circumférentielle est trop faible pour être mesurée avec les sondes considérées, et est donc inférieure à 10 cm.

En espace annulaire avec admissions impactantes, cette fois, non seulement les paramètres

du modèle s'éloignent parfois considérablement des lois fournies dans la littérature, mais la forme générique du modèle ne permet elle-même pas une représentation adaptée du chargement turbulent dans toutes les zones de la cuve. Les spectres de pression fluctuante présentent une forte inhomogénéité selon leur distance aux jets impactants, tant en amplitude qu'en forme. De manière générale, ils se rapprochent tout de même bien plus du spectre fourni par Au-Yang [16] que des spectres de Chen [48] ou Axisa [21]. On voit alors très bien que la nature de la turbulence est radicalement différente entre la configuration pleinement développée et l'espace annulaire avec admissions impactantes. La vitesse de convection présente elle aussi de fortes inhomogénéités dans la cuve, avec des valeurs de l'ordre de 4 m/s dans le plan perpendiculaire aux admissions contre pas plus de 0.5 m/s dans le plan des admissions en partie haute de la cuve. Ces variations sont directement liées à la trajectoire inhomogène de l'écoulement, dont la convection majeure part des jets impactants et pour rejoindre le plan perpendiculaire aux admissions, en passant par une zone intermédiaire. Les deux chemins de convection majeurs bordent des zones de sillage turbulent, situées au dessus des admissions, en partie supérieure de la cuve, sans convection globale. Les vitesses de convection ne sont parfois pas identifiables par les formules simplifiées du modèle de la littérature, qui ne prend pas en compte les effets de diffusion progressive ou de fluctuations de la turbulence entre deux points de mesure. Enfin, les longueurs de corrélation, bien que plus homogènes que la vitesse de convection, tendent à se rapprocher en tendance des lois de Chen et Wambsganss [50] loin des jets impactants, et plutôt de la forme constante fournie par Au-Yang [16] près des admissions. Les longueurs de corrélation longitudinales sont supérieures aux longueurs de corrélation circonférentielles, d'un facteur 2 à 10. Les longueurs de corrélation longitudinales sont plus faibles dans le plan des admissions, tandis que les longueurs de corrélation circonférentielles sont plus faibles dans le plan perpendiculaire aux admissions.

L'identification d'une loi générique et homogène pour chacun de ces termes s'avère donc vite impossible dans une géométrie complexe avec admissions impactantes. Leur identification telle que définie dans le modèle global de *joint acceptance* s'avère elle-même réalisable uniquement dans certaines zones de la cuve. Le modèle fourni par Powell n'est donc pas adapté pour la description du chargement turbulent dans une telle configuration, et ne devrait pas permettre une évaluation correcte de la réponse vibratoire de la structure associée. Il pourrait en revanche être pertinent de préférer une représentation par secteurs de cuve ("patches") avec homogénéité locale du chargement turbulent via un spectre de force surfacique, ou Densité Spectrale Surfacique de Puissance (DSSP), incluant à la fois les spectres de pression fluctuante, les longueurs de corrélation et la vitesse de convection. Ceci apporterait une simplification et une robustesse à la description. A des fins de design, il n'y aurait nul besoin de s'appropriier les détails théoriques complexes de la *joint acceptance*, et une évaluation directe de la force appliquées à la structure serait alors possible en situation inhomogène.



# 7

## Réponse vibratoire de la structure

---

*Le chargement turbulent ayant été caractérisé en chapitre 6, la réponse de la structure qui représente la deuxième composante du phénomène d'interaction fluide-structure est étudiée dans ce chapitre. Les mesures de réponse vibratoire du panier interne dans CORVET en configuration flexible sont présentées. Elles sont ensuite comparées au comportement vibratoire structurel prédit par les lois fournies dans la littérature. Elles sont également comparées à la réponse vibratoire de l'oscillateur 1 DDL équivalent identifié en chapitre 4 associé au chargement global (forces et moments) issu des simulations CFD. Enfin, on expose un modèle acoustique équivalent de CORVET, ainsi que les effets de sa réponse vibratoire sur le reste de la boucle.*

### 7.1 Mesure de réponse vibratoire sur CORVET

Afin d'effectuer les mesures de réponse vibratoire sous chargement turbulent sur CORVET, celle-ci est modifiée pour passer en configuration flexible, par descente du panier interne et remplacement des supports de panier rigides (utilisés en chapitre 6) par le jeu de languettes plus flexibles de 14.5 mm d'épaisseur (voir photos de la procédure de changement de configuration de CORVET en figure 7.1).

Les mesures de vibration du panier interne sont réalisées avec les deux capteurs de déplacement laser, dans les deux directions perpendiculaires horizontales (direction  $x$  dans le plan des admissions / direction  $y$  dans le plan perpendiculaire aux admissions). Le capteur laser perpendiculaire à la direction de flexion des languettes permet de vérifier que les vibrations du panier sont très inférieures dans cette direction (comme attendu). Au vu de la distribution du champ de pression fluctuante dans la cuve observée en section 6.2, des mesures de vibrations de panier sont effectuées dans les deux directions perpendiculaires horizontales. Le changement de direction de flexion des languettes (et donc de vibration du panier) se fait par simple rotation du socle inférieur et du panier de  $90^\circ$  (ici encore, selon la procédure photographiée en



FIGURE 7.1 – Photos de la procédure de changement de configuration de CORVET. Gauche : descente de l'ensemble interne de CORVET. Droite : remplacement des supports de panier interne.

figure 7.1 gauche). On rappelle ici que les mesures de déplacement réalisées avec les capteurs lasers doivent être corrigées de manière à prendre en compte le changement d'indice optique aux interfaces eau / PMMA et PMMA / air. Le facteur correctif théorique calculé en section 4.3.1 est appliqué à cette fin, mais un doute persiste sur la validité de ce facteur correctif dans la configuration de mesure comme évoqué en section 4.8.3. Ces valeurs doivent donc être utilisées avec précaution, et une mesure complémentaire visant à vérifier la valeur du coefficient correctif à appliquer est prévue pour pérenniser ces campagnes d'essais. Les valeurs présentées ici restent tout à fait valides en ordre de grandeur (à un facteur 1.5 près).

De nombreuses campagnes de mesures de réponse vibratoire sur CORVET ont été réalisées à de nombreux débits différents (entre 20 et 42 L/s), et en configuration de boucle ouverte comme fermée (pour rappel, voir figure 3.3). Les mesures d'une campagne à l'autre se superposent très bien à débit constant. Du fait de ce haut niveau de répétabilité, on expose ici les résultats toutes configurations confondues.

La figure 7.2 montre les différents spectres de déplacement du panier interne mesurés à 20, 30 et 42 L/s, dans les deux directions de flexion possibles des languettes. Pour chaque débit, on vérifie bien que l'amplitude des mesures à basse fréquence ( $< 20$  Hz) est supérieure dans la direction de flexion des languettes (et donc du mouvement du panier interne). Comme attendu, l'amplitude de la réponse vibratoire augmente avec le débit. On remarque que les mesures ne sont pas parfaitement superposables dans les deux directions de vibration du panier interne. Ceci indique une différence d'excitation par l'écoulement entre le plan des admissions et le plan

perpendiculaire aux admissions, ce qui est cohérent avec les observations sur la distribution du chargement turbulent de la section 6.2. Les amplitudes de vibrations majeures sont concentrées sur les basses fréquences, avec approximativement un plateau à haute amplitude pour les fréquences inférieures à une vingtaine de Hz, puis une forte décroissance de l'amplitude passé cette fréquence. La première fréquence propre de balancement du panier interne apparaît par ailleurs clairement sur les spectres, en particulier pour le capteur laser situé dans la direction du mouvement du panier, aux alentours de 11 Hz, en accord avec la première fréquence propre identifiée lors de l'analyse modale préliminaire en eau stagnante réalisée en section 4.8.

La figure 7.3 montre plus précisément des fits sur les pics de réponse vibratoire mesurés, à la fois pour des oscillations dans le plan des admissions (graphes de gauche) et perpendiculaires aux admissions (graphes de droite). La première fréquence propre  $f_0$  identifiée est en moyenne de 10.76 Hz dans le plan des admissions, et 10.92 Hz dans le plan perpendiculaire. La plage de fréquences propres identifiées varie très peu avec le débit à fixation constante des languettes pour les mesures d'oscillations dans le plan des admissions (graphes de gauche de la figure 7.2) avec une première fréquence propre de 10.73 Hz à 20 L/s, 10.81 Hz à 30 L/s et 10.74 Hz à 42 L/s. Les variations de la fréquence propre avec le débit sont inférieures à l'incertitude de l'identification de la fréquence propre par fit, de l'ordre de 0.2 Hz. La valeur de la première fréquence propre est donc très faiblement affectée par le changement de débit. L'hypothèse d'une modification négligeable de la raideur par l'écoulement prise lors du calcul théorique de l'amplitude vibratoire du panier interne est donc valable. Ces valeurs de fréquence propre changent légèrement par changement de configuration de la maquette, notamment en tournant le panier interne de 90° pour les mesures d'oscillations dans le plan perpendiculaire aux admissions (graphes de droite de la figure 7.2) avec 10.84 Hz à 20 L/s, 10.98 Hz à 30 L/s et 10.93 Hz à 42 L/s. La raideur du système est donc légèrement modifiée par montage / démontage, mais ces différences restent minimales (inférieures à 5%).

Le coefficient d'amortissement est assimilable au coefficient d'amortissement modal  $D_n$  utilisé dans les formules analytiques de réponse vibratoire en chapitre 2 pour le premier mode de panier interne. Il varie quant à lui de 1.9% à 20 L/s à 4.98% à 42 L/s dans le plan des admissions, et de 2.29% à 20 L/s à 6.82% à 42 L/s dans le plan perpendiculaire aux admissions. Le panier interne est donc plus amorti dans le plan perpendiculaire aux admissions (direction  $y$ ) que dans le plan des admissions (direction  $x$ ). Ceci pourrait s'expliquer par le fait que l'écoulement peut s'échapper par les admissions lors des oscillations dans le plan des admissions, mais pas dans le plan perpendiculaire. Pour vérifier si cette explication est valable, il serait nécessaire d'identifier un éventuel retour du fluide dans les admissions lors des oscillations dans le plan des admissions. Dans l'état actuel, aucune trace n'est observable dans les signaux de pression fluctuante du triplet de capteurs amont. Une autre solution serait d'intégrer des débitmètres dans les admissions. On constate par ailleurs que l'amortissement augmente bien avec le débit, comme attendu. Des points supplémentaires sont apportés en figure 7.4 pour l'évolution de l'amortissement avec le débit. Une tendance approximativement linéaire peut être observée, quoi que ne passant pas par l'origine, conformément à l'effet de la vitesse d'écoulement sur l'amortissement d'un

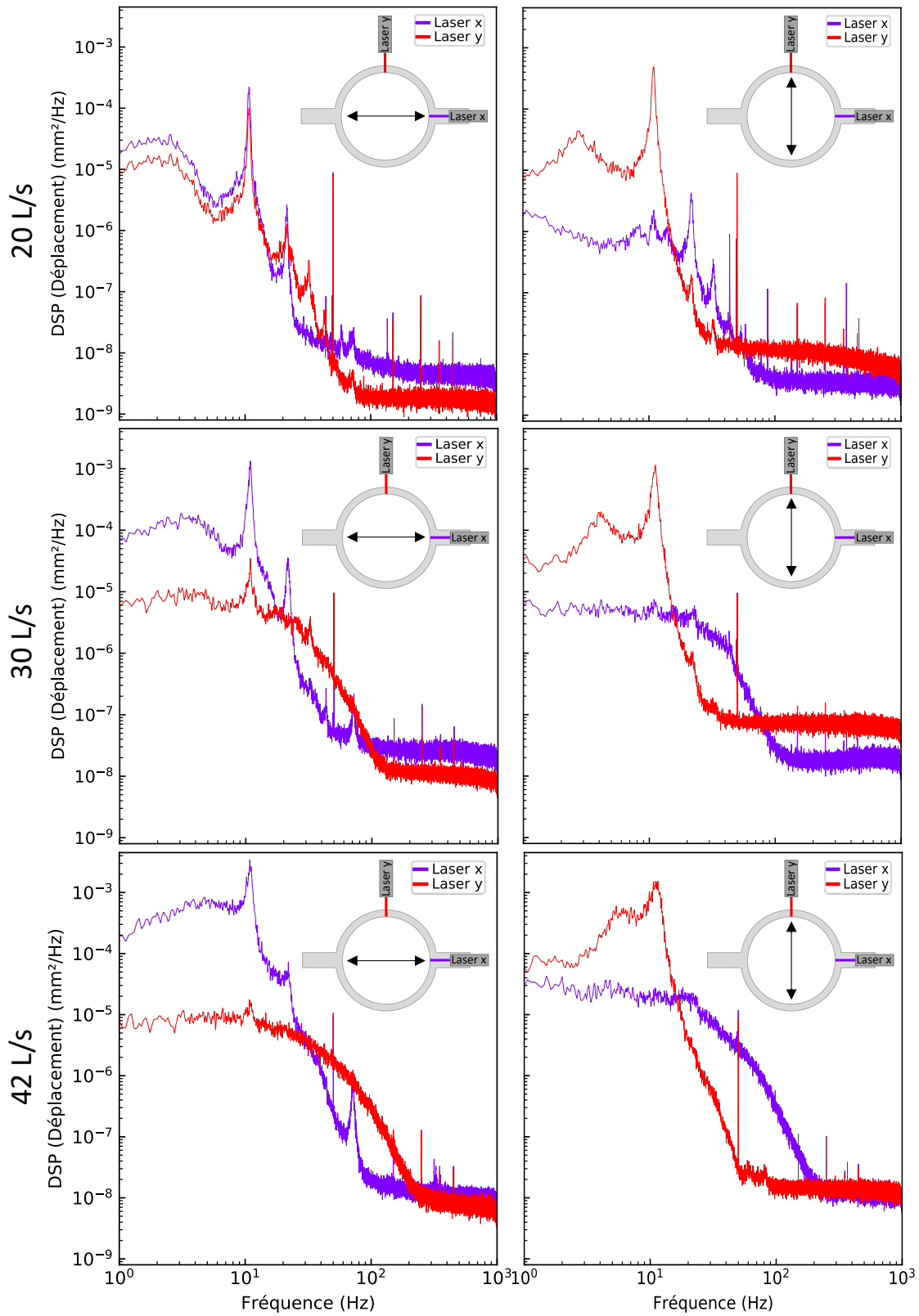


FIGURE 7.2 – Spectres de réponse vibratoire mesurés sur CORVET (incluant le coefficient correctif théorique de 1.36). Haut : 20 L/s. Milieu : 30 L/s. Bas : 42 L/s. Gauche : flexion des languettes dans la direction des admissions (x). Droite : direction de flexion des languettes perpendiculaire aux admissions (y).

cylindre oscillant dans un écoulement axial [59, 78]. Par ailleurs, on constate que le coefficient d'amortissement  $D_n$  de 5% utilisé dans l'étude analytique en chapitre 2 est cohérent avec les valeurs mesurées au débit nominal de 42 L/s de la maquette.

La figure 7.5 montre finalement la valeur RMS du déplacement du panier qui peut alors être calculée pour différents débits, dans les deux directions d'oscillation du panier. Quel que soit le débit, la réponse vibratoire du panier interne est plus faible pour les oscillations perpendiculaires aux admissions (direction  $y$ ) que pour les oscillations dans le plan des admissions. La valeur RMS de la réponse vibratoire est bien croissante avec le débit. Au débit nominal de fonctionnement de CORVET, la valeur RMS de la réponse vibratoire du panier interne est comprise entre  $89.9 \mu\text{m}$  et  $105.9 \mu\text{m}$  pour les oscillations dans le plan des admissions et  $77.2 \mu\text{m}$  et  $78.8 \mu\text{m}$  pour les oscillations dans le plan perpendiculaire aux admissions. Ces amplitudes mesurées sont donc tout à fait cohérentes avec la plage d'amplitude vibratoire initialement visée entre  $50 \mu\text{m}$  et  $100 \mu\text{m}$ . On rappelle que le design de la maquette avait pourtant été réalisé à partir des données de chargement turbulent de la littérature, dont on a montré de nombreuses limites en chapitre 6.

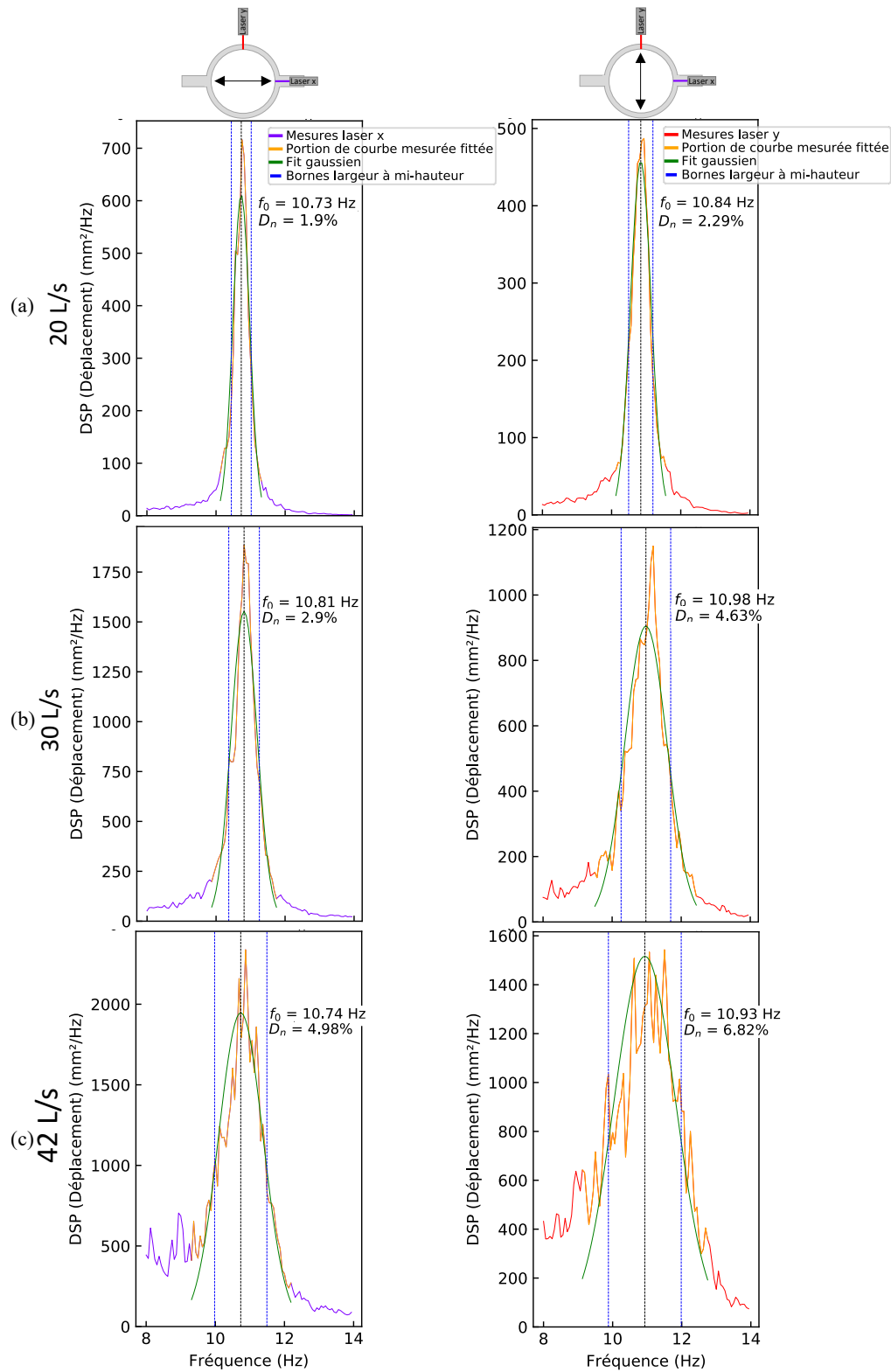


FIGURE 7.3 – Identification de l'amortissement et de la première fréquence propre dans CORVET. a) : pour un débit de 20 L/s. b) : pour un débit de 32 L/s. c) : pour un débit de 42 L/s (débit nominal).

Gauche : oscillations et mesures dans le plan des admissions (direction  $x$ ). Droite : oscillations et mesures dans le plan perpendiculaire aux admissions (direction  $y$ ).

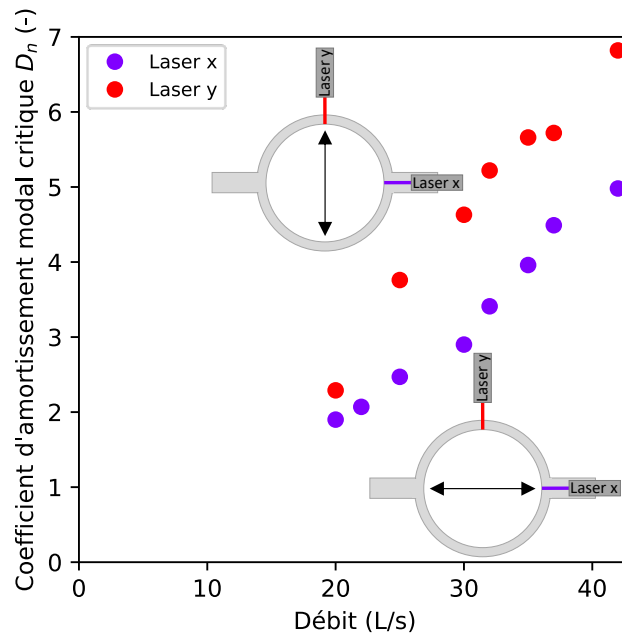


FIGURE 7.4 – Evolution de l'amortissement avec le débit dans CORVET. Points de mesure violets : oscillations et mesures dans le plan des admissions (direction  $x$ ). Points de mesure rouges : oscillations et mesures dans le plan perpendiculaire aux admissions (direction  $y$ ).

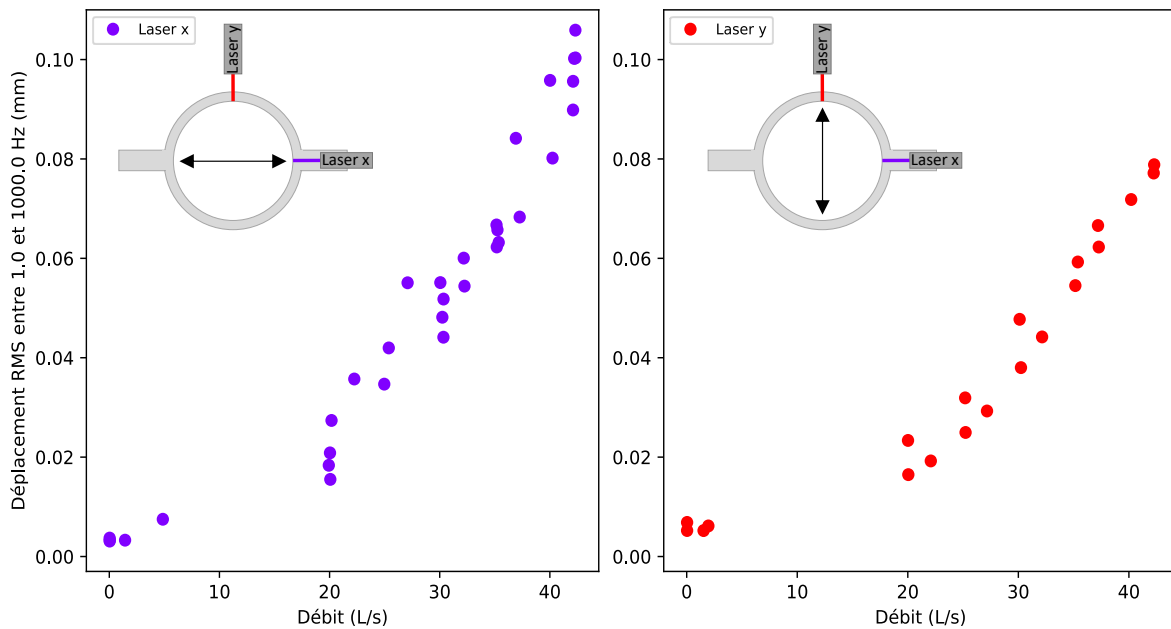


FIGURE 7.5 – Evolution de la valeur RMS de la réponse vibratoire mesurée sur CORVET en fonction du débit (incluant le coefficient correctif théorique de 1.36). Gauche : flexion des languettes dans la direction des admissions ( $x$ ). Droite : direction de flexion des languettes perpendiculaire aux admissions ( $y$ ).

## 7.2 Comparaison aux modèles de la littérature et au chargement issu de la CFD

La réponse vibratoire du panier interne sous chargement turbulent mesurée sur CORVET dans les deux directions d'oscillations possibles peut à présent être comparée aux réponses vibratoires prédites par les modèles de la littérature. Elle peut également être comparée à la réponse vibratoire calculée à partir de chargements globaux (force et moment) issus des simulations CFD sur le panier interne par application de la fonction de transfert 1 DDL de la maquette, dans les deux directions d'oscillations possibles. La figure 7.6 montre la superposition des spectres de déplacement du panier interne, centrés autour de la première fréquence propre du panier. Les coefficients de raideur et masse utilisés dans la fonction de transfert de l'oscillateur équivalent 1 DDL sont ceux identifiés lors de l'analyse modale préliminaire présentée en section 4.8.2.3. Le coefficient d'amortissement utilisé pour la comparaison correspond au coefficient modal typique de 5% déterminé empiriquement, introduit dans l'approche théorique en équation 2.39 et cohérent avec les mesures présentées en figure 7.3. Afin de comparer différentes lois de la littérature et d'étudier la sensibilité de la réponse vibratoire aux paramètres de longueurs de corrélation, on superpose à la fois la courbe de réponse théorique associant spectre de Au-Yang [16] et longueurs de corrélation fournies par Chen et Wambsganss [50] (en vert), mais également la courbe associant spectre et longueurs de corrélation de Au-Yang [16] (en jaune).

On remarque bien, comme attendu, le pic de réponse vibratoire à la première fréquence propre du panier interne sur chacune de ces courbes. La largeur des pics de chacune des courbes est assez cohérente avec l'amortissement théorique de 5% utilisé pour la fonction de transfert du modèle équivalent 1 DDL de la maquette. Curieusement, alors même que la section 6.2 a montré que le chargement turbulent issu des simulations CFD (spectres, vitesse de convection et longueurs de corrélation) est bien plus représentatif du chargement réel dans CORVET que les lois de la littérature, la prédiction de la réponse vibratoire par les lois de la littérature reste proche des mesures. Cette différence assez faible sur la réponse vibratoire finale entre les lois de la littérature et l'expérience est certainement le résultat d'effets de moyennage ou de compensations d'erreurs qui ont bénéficié aux lois de la littérature. On notera par ailleurs qu'étant donné les écarts d'amplitude entre les DSP de pression fluctuante et entre les longueurs de corrélation à 10 Hz identifiés en section 6.2, il n'est pas aberrant d'obtenir *in fine* une prédiction plutôt cohérente de la réponse vibratoire autour de cette fréquence. En revanche, ce ne serait sûrement pas le cas à d'autres fréquences. Cette concordance avec les mesures relève davantage du coup de chance que d'un indicateur de bonne représentativité des lois de la littérature (on rappelle les fortes inhomogénéités du chargement turbulent non prises en compte dans ces lois et leurs écarts d'ordres de grandeurs avec l'expérience soulignés en section 6.2). On constate notamment des écarts particulièrement marqués à basse fréquence entre la courbe jaune issue du spectre et des longueurs de corrélations fournies par Au-Yang [16] et le reste des courbes. Pour rappel, les longueurs de corrélation issues des sources de Au-Yang sont très éloignées des courbes d'identification des longueurs de corrélation expérimentales, en particulier



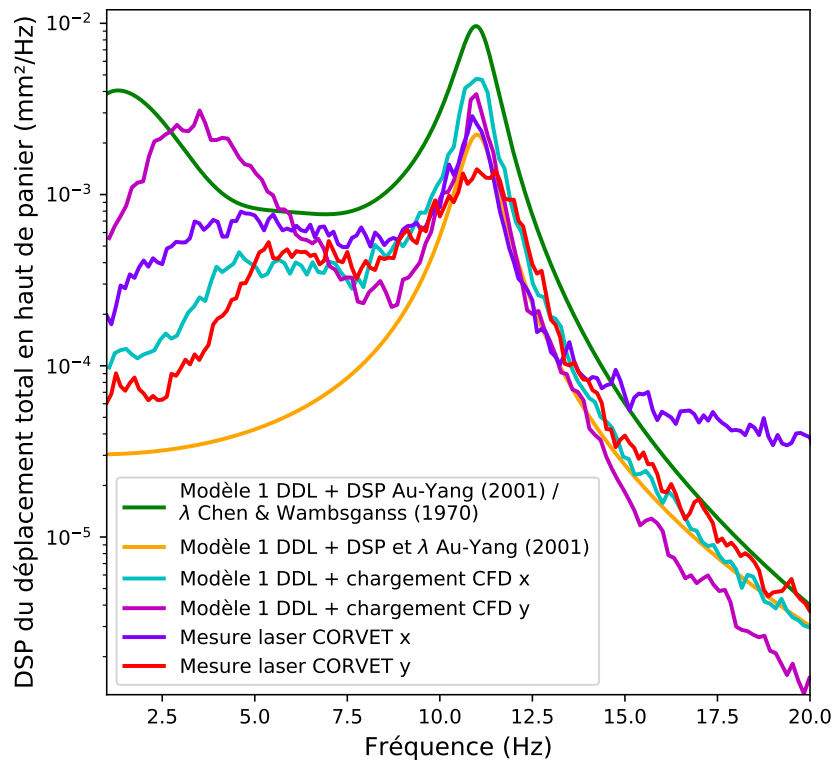


FIGURE 7.6 – DSP du déplacement total en haut de panier au débit nominal de la maquette (42 L/s) : comparaison entre mesures (dans les deux directions d’oscillation  $x$  et  $y$ ), modèle équivalent 1 DDL avec chargements globaux issus de la CFD (dans les deux directions d’oscillation  $x$  et  $y$ ), avec spectre de Au-Yang + longueurs de corrélation de Chen et Wambsganss et avec spectre et longueurs de corrélation de Au-Yang.

à basse fréquence (cf. section 6.2.3.1). Cela explique très certainement la faible amplitude de la réponse vibratoire prédite à basse fréquence par ces lois.

On vérifie bien, par ailleurs, que les chargements globaux issus de la CFD associés au modèle d’oscillateur équivalent 1 DDL de la maquette prédisent raisonnablement bien la réponse vibratoire du panier interne. Les écarts aux courbes expérimentales peuvent être notamment mis en lien avec les amplitudes des spectres de pression issus de la CFD légèrement inférieures aux courbes expérimentales, en particulier à cause des lois de parois utilisées. Les sous-estimations de l’amplitude de la pression fluctuante en CFD étant particulièrement prononcées en partie supérieure de la cuve et plus faible près des jets impactants, il serait pertinent d’évaluer la contribution respective des jets en partie basse et de la convection turbulente en espace annulaire en partie haute de la cuve aux chargements globaux appliqués au panier interne. L’implémentation de ce calcul de chargement par secteur en CFD est en cours et son analyse entrera dans les perspectives de la thèse.

### 7.3 Identification expérimentale de la source acoustique de CORVET

Nous revenons dans cette section au domaine hydroacoustique. Dans la section 5.4, l'évaluation des conditions aux limites amont et aval a permis d'identifier la représentation la plus appropriée de la zone d'essais, via un modèle de Norton équivalent. L'étape suivante, pour une caractérisation exhaustive du comportement hydroacoustique de la zone d'essai, consiste à identifier le modèle équivalent de la source acoustique elle-même. En considérant le modèle de Norton équivalent, la source acoustique peut être représentée par une source équivalente de vitesse fluctuante imposée, en parallèle avec une impédance interne équivalente. À des fins d'appropriation de la méthode d'identification du modèle équivalent de la source acoustique et en attendant l'arrivée de la maquette, la vitesse fluctuante a été identifiée dans la section d'essais avec le diaphragme multi-trous à partir des points de mesure de pression fluctuante en amont ou en aval, comme dans l'équation 5.8. Les mesures ainsi que le modèle équivalent de source de vitesse fluctuante associé au diaphragme multi-trous sont présentés en annexe H.

La même démarche est appliquée une fois la maquette insérée dans la boucle d'essai. Les grandeurs (vitesse et longueur) à sélectionner pour effectuer l'adimensionnement sont moins évidentes que dans le cas du diaphragme multi-trous. La source de bruit acoustique majeure générée par la maquette se situant au niveau de l'impact des jets entrants sur le panier interne, soit les vitesses et longueurs caractéristiques des tuyaux d'admission, soit celles de l'espace annulaire peuvent être utilisées. Elles sont alors respectivement notées  $v_{carac}$  et  $l_{carac}$ .

La figure 7.7 montre l'identification de la source de vitesse fluctuante adimensionnelle imposée par la maquette au reste de la boucle, obtenue pour un débit de 42 L/s, filtrée entre 7 Hz et 35 Hz, avec trois couples différents de mesures de pression fluctuante en amont ou en aval de la zone d'essais, dans les deux configurations de boucle, et avec un adimensionnement par les grandeurs caractéristiques de l'espace annulaire. La figure 7.8 représente les mêmes identifications, avec cette fois un adimensionnement par les grandeurs caractéristiques des admissions.  $V_{deb}$  est la vitesse d'écoulement dans la tuyauterie (amont ou aval en fonction des capteurs utilisés). Les courbes se superposent relativement bien (en ignorant les pics dus aux raies de pompe) en amont comme en aval, ce qui confirme l'uniformité de la vitesse fluctuante dans la zone d'essais à basse fréquence. Des spectres très similaires sont obtenus pour les deux configurations de boucle et pour les deux adimensionnements considérés. Le bruit généré par la maquette CORVET est ainsi identifié et un fit linéaire fournit pour loi correspondante  $\frac{PSD(u)}{V_{deb}^2 \times \frac{l_{carac}}{V_{carac}}} = 4 \times 10^{-11} \left( \frac{f \times l_{carac}}{V_{carac}} \right)^{-4.5}$ .

Cette approche innovante utilisant le modèle équivalent de Norton permet donc une caractérisation simple de la source de bruit insérée dans la boucle d'essai en tant que source de vitesse fluctuante imposée, pour le diaphragme multi-trous comme pour la maquette CORVET. L'utilisation du modèle traditionnel assimilable à l'équivalent de Thévenin de discontinuité de pression fluctuante aurait été beaucoup plus complexe avec de telles conditions aux limites.

Une identification complémentaire de l'impédance interne équivalente (comportement acous-

tique passif) permettrait de conduire à la définition complète du modèle acoustique équivalent de la maquette. Cependant, l'identification de cette impédance interne ne peut être opérée avec les conditions aux limites actuelles de la zone d'essais et nécessiterait des impédances amont et aval franchement différentes.

On note par ailleurs que les valeurs RMS des vitesses fluctuantes ainsi identifiées sont de l'ordre de  $10^{-4}$  à  $10^{-3}$  fois la vitesse débitante statique, ce qui confirme que les fluctuations restent très petites devant la valeur moyenne.

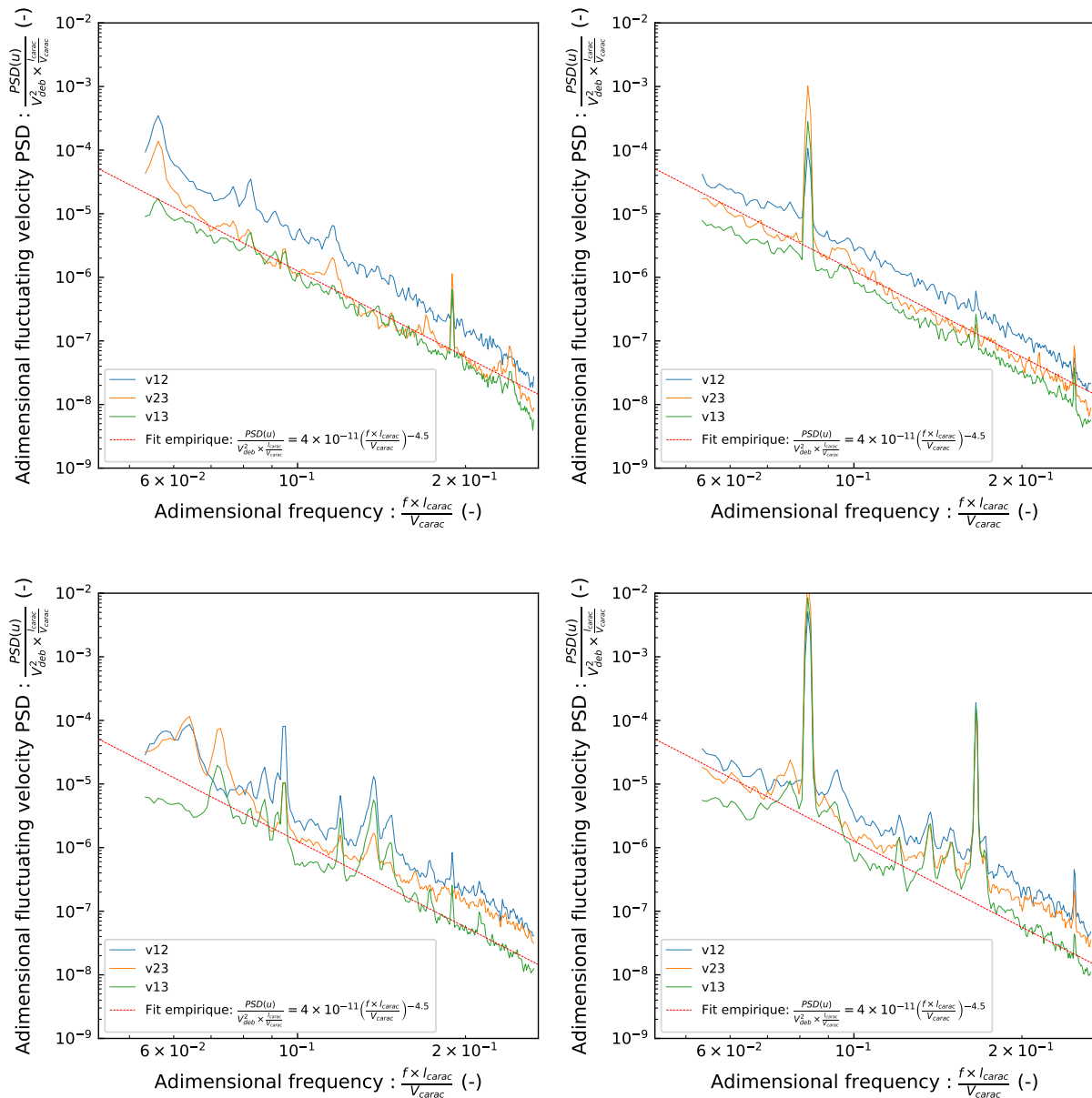


FIGURE 7.7 – Identification de la source de vitesse fluctuante adimensionnelle imposée de la maquette CORVET pour un débit de 42 L/s, en utilisant différents couples de mesures et avec un adimensionnement par les grandeurs caractéristiques de l'espace annulaire ( $v_{carac}$  est la vitesse dans le downcomer et  $l_{carac}$  le diamètre hydraulique de l'espace annulaire, soit le double de l'épaisseur annulaire). Gauche : configuration de boucle ouverte. Droite : configuration de boucle fermée. Bas : amont. Haut : aval.

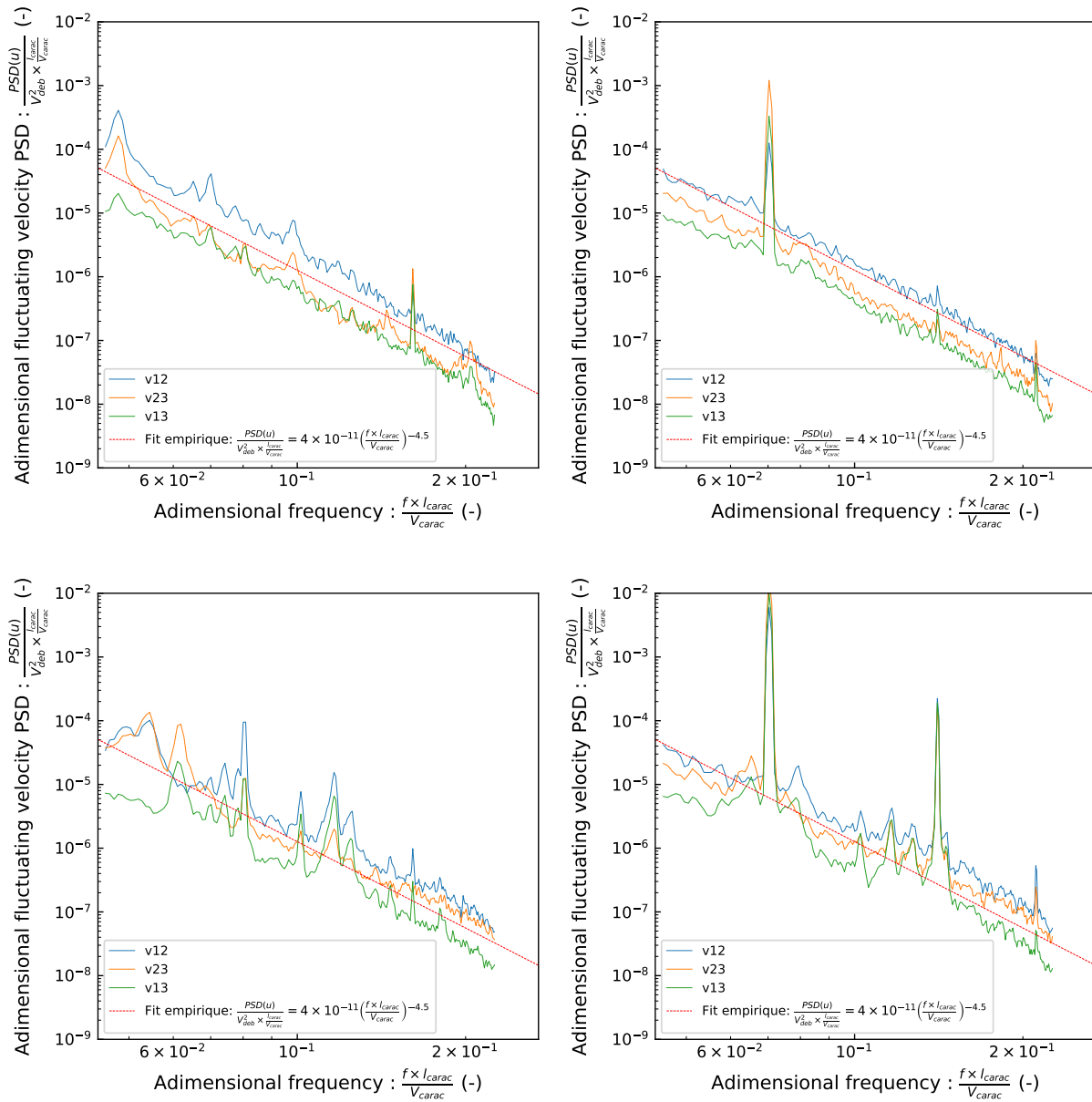


FIGURE 7.8 – Identification de la source de vitesse fluctuante adimensionnelle imposée de la maquette CORVET pour un débit de 42 L/s, en utilisant différents couples de mesures et avec un adimensionnement par les grandeurs caractéristiques des admissions ( $v_{carac}$  est la vitesse dans les admissions et  $l_{carac}$  le diamètre hydraulique du tuyau d'admission). Gauche : configuration de boucle ouverte. Droite : configuration de boucle fermée. Bas : amont. Haut : aval.

## 7.4 Effets de la réponse vibratoire de la structure sur le reste du circuit

La réponse vibratoire du panier interne est également susceptible de générer une rétroaction sur le reste du circuit par effets hydroacoustiques. On cherche ici à voir si des effets de la réponse vibratoire du panier sont visibles, d'abord sur le champ de pression fluctuante dans la cuve, au plus proche de la réponse vibratoire. On cherche également une éventuelle trace des vibrations sur les mesures plus loin dans le circuit, à l'extérieur de la cuve. L'idée est ici de voir sur cette configuration expérimentale très simplifiée si des IFS locales de cuve pourraient générer des effets hydroacoustiques, voire une excitation de la structure par couplage acoustomécanique loin de la cuve. Bien entendu, les résultats exposés ici sur CORVET ne peuvent pas être directement extrapolés à la configuration industrielle bien plus complexe. Néanmoins, cette analyse permet un premier pas vers l'étude d'éventuelles conséquences vibratoires dans le circuit primaire d'IFS de cuve localisées en configuration industrielle.

On commence par rechercher une éventuelle trace de la réponse vibratoire du panier au plus proche des vibrations, en superposant les champs de pression fluctuante mesurés en haut de la cuve (à la hauteur où les mouvements du panier sont les plus importants) sans (supports rigides) et avec (languettes flexibles) oscillations du panier. La figure 7.9 montre le résultat de ces superpositions, à la fois pour des oscillations de panier et mesures de pression fluctuante dans le plan des admissions (graphe de gauche), ainsi que dans la direction perpendiculaire au plan des admissions (graphe de droite). Les points de mesure étudiés ont été sélectionnés dans la direction des oscillations pour optimiser la détectabilité d'une éventuelle trace de vibration du panier.

Outre quelques raies de pompe et du contenu acoustique aux fréquences supérieures à 20 Hz, les courbes sans et avec oscillations du panier se superposent bien de part et d'autre de la fréquence propre du panier interne. Sur le graphe de gauche, un pic est bien identifiable à la première fréquence propre du panier sur la courbe violette correspondant aux mesures de pression fluctuante avec oscillations du panier. Une trace des vibrations du panier est donc bien identifiée pour des oscillations dans le plan des admissions sur le champ de pression fluctuante dans la cuve.

Sur le graphe de droite en revanche, seul un léger contenu supplémentaire est identifié à la première fréquence propre du panier sur la courbe violette. Les vibrations du panier génèrent donc un effet bien moins important sur le champ de pression fluctuante dans la cuve pour des oscillations perpendiculaires au plan des admissions. Cette différence d'effet induit par les vibrations du panier sur le champ de pression fluctuante dans la cuve d'une direction d'oscillations à l'autre n'a pour le moment pas été clairement expliquée. Une première piste pourrait être que la réponse vibratoire du panier est elle-même plus faible dans le plan perpendiculaire aux admissions (direction  $y$ ) que dans le plan des admissions (direction  $x$ ) (voir figure 7.5). La rétroaction associée à une réponse vibratoire plus faible serait alors naturellement plus faible. En

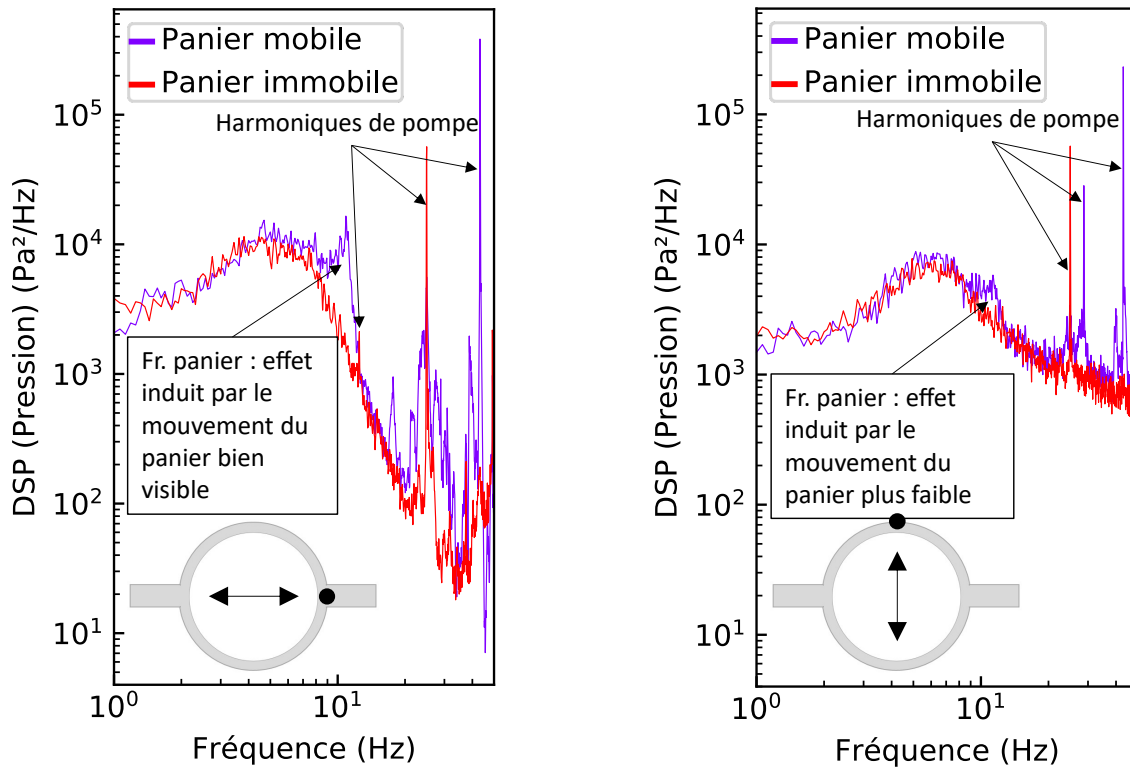


FIGURE 7.9 – Comparaison des mesures de champ de pression fluctuante en haut de cuve sans et avec oscillation du panier interne. Gauche : mesure et oscillations dans le plan des admissions (direction  $x$ ). Droite : mesure et oscillations perpendiculaires au plan des admissions (direction  $y$ ).

revanche, l'hypothèse du fluide capable de s'échapper par les admissions lors d'oscillations dans la direction  $x$  énoncée en section 7.1 irait plutôt à l'encontre de cette rétroaction majeure dans le plan des admission. On rappelle par ailleurs que la vitesse moyenne comme fluctuante est différente entre les deux directions (cf. section 6.2). Il est vraisemblable que cette différence ait une influence sur la rétroaction des vibrations de panier dans la cuve.

Plus loin de la cuve, on étudie l'effet des vibrations de panier interne sur les mesures dans le reste du circuit. Par simple comparaison des spectres de pression fluctuante mesurés en amont ou en aval de la cuve, avec et sans vibrations de panier, aucune réelle trace d'un effet induit par le mouvement du panier n'est cette fois observable. On analyse donc la cohérence entre les mesures de vibrations laser dans le plan des admissions (direction  $x$ ) et les mesures effectuées dans le reste du circuit. Un pic de cohérence peut être observé à la première fréquence propre du panier (autour de 10.9 Hz) à la fois entre laser et mesure de pression fluctuante en triplet aval, et à la fois entre laser et mesures de vitesse acoustique fluctuante en aval pour tous les couples de capteurs du triplet aval (cf. définition et identification de la vitesse acoustique fluctuante en chapitre 5). Cette observation n'est valable qu'en configuration de boucle fermée, et non en boucle ouverte (cf. schéma 3.3 pour un rappel des deux configurations de boucle), et uniquement pour cette direction d'oscillations du panier. La configuration du circuit a donc une importance sur les effets des vibrations de cuve à longue distance dans le reste du circuit. Par ailleurs, cet effet longue distance observable uniquement pour des oscillations de panier dans le plan des

admissions est probablement lié à l'effet direct sur le champ de pression dans la cuve observé en figure 7.9, lui aussi majeur dans le plan des admissions. Ainsi, bien qu'observable uniquement dans certaines configurations d'exploitation de la boucle d'essais, une trace de l'effet induit par le mouvement du panier est bien identifiable en dehors de la cuve dans le reste du circuit. Ces premières observations sur les conséquences hydroacoustiques à grande distance dans le circuit d'IFS locales dans la cuve soulignent la pertinence d'une étude hydroacoustique complète du circuit étudié pour les problématiques vibratoires.

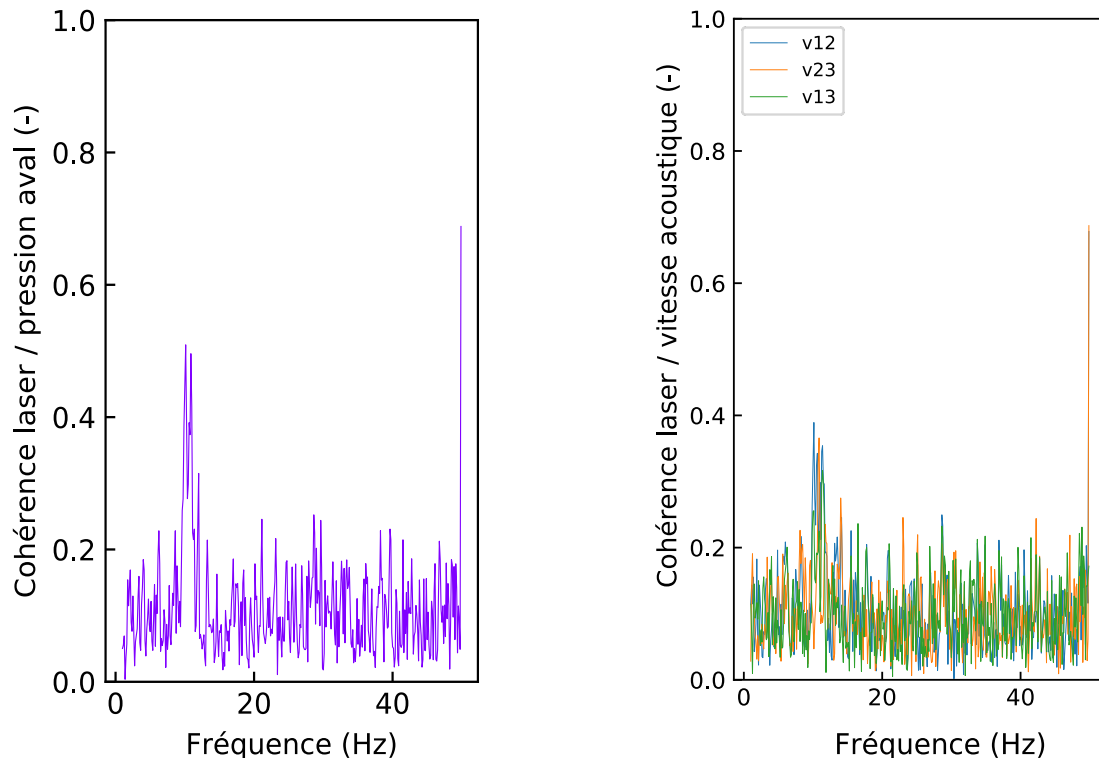


FIGURE 7.10 – Cohérence entre mesures de déplacement laser du panier (direction x) et mesures dans le reste du circuit en boucle fermée à 42 L/s. Gauche : cohérence avec mesures de pression fluctuante aval. Droite : cohérence avec mesures de vitesse fluctuante acoustique avec différents couples de capteurs de pression en triplet aval.





## 8.1 Conclusion

Cette thèse mêlant approches expérimentale et numérique a contribué à une meilleure compréhension des phénomènes physiques en jeu dans les vibrations sous écoulement turbulent en espace annulaire avec admissions impactantes. Un nouveau cas de référence a été élaboré pour la caractérisation du chargement turbulent et de la réponse vibratoire de la structure. On s'intéresse en particulier à une problématique de vibrations de cuves de réacteurs à eau pressurisée, avec des jets impactants en admissions, suivis d'une convection annulaire. Un nouveau banc d'essai a été conçu, fabriqué et exploité en régime turbulent ( $Re \approx 10^5$ ) à cette fin, et des simulations numériques CFD ont été menées conjointement en LES.

Le nouveau cas de référence d'espace annulaire avec admissions impactantes est composé de deux cylindres co-axiaux, le cylindre externe fixe représentant la cuve d'un réacteur à eau pressurisée, et le cylindre interne fixe ou mobile (selon le type de supports utilisé) représentant l'enveloppe de cœur qui contient les internes de cuve d'un réacteur. Deux admissions perpendiculaires à l'axe des cylindres assurent les jets impactants en entrée. L'écoulement turbulent est ensuite convecté dans l'espace annulaire entre les deux cylindres, et est caractérisé grâce à des mesures de pression fluctuante en paroi en expérimental, et des sondes de vitesse et pression en simulations CFD. La réponse vibratoire du cylindre interne est quant à elle mesurée grâce à des capteurs laser de déplacement.

Cette approche couplée essais-simulations a permis d'une part de valider les simulations sur la base des points de mesure. Elle a ensuite permis d'enrichir la compréhension de la trajectoire de l'écoulement grâce à des données supplémentaires issues de la LES et d'identifier des caractéristiques du chargement turbulent en s'affranchissant du contenu acoustique propre aux essais.

La pertinence du modèle de *joint acceptance* initialement proposé par Powell [105] dans les années 1950 pour la représentation du chargement turbulent en espace annulaire avec turbulence

homogène est d'abord testée sur la première configuration idéalisée d'écoulement pleinement développé dans l'espace annulaire. Les limites du modèle de la littérature sont vite atteintes lors de ces analyses. A commencer par la configuration en écoulement pleinement développé, seuls les spectres de pression fluctuante fournis par Chen [48] ou Axisa [21] sont valables. Le spectre fourni par Au-Yang [16], pourtant prétendument associé à une turbulence homogène, apparaît quant à lui plusieurs ordres de grandeurs supérieur aux spectres simulés. La vitesse de convection varie à la paroi entre 0.78 et 0.98 fois la vitesse débitante moyenne, et subit des effets de diffusion progressive des structures tourbillonnaires au sein de l'épaisseur annulaire. La longueur de corrélation longitudinale présente un profil constant avec la fréquence, contrairement aux lois fournies par Chen et Wambsganss [50], et présente une amplitude différente de la loi constante fournie par Au-Yang [16]. Ces observations suggèrent déjà que la notion de turbulence homogène peut présenter des difficultés sur une configuration plus proche de la configuration industrielle.

La physique des phénomènes observés en espace annulaire avec admissions impactantes est très différente de la configuration avec écoulement pleinement développé. Les spectres de pression  $y$  sont supérieurs de plusieurs ordres de grandeur, se rapprochant davantage du spectre fourni par Au-Yang [16], et sont très inhomogènes dans la cuve. La trajectoire de l'écoulement au sein de l'espace annulaire elle-même est très inhomogène, avec principalement une convection dans le plan perpendiculaire aux admissions (vitesse de convection de l'ordre de 4 m/s contre 0 m/s dans le plan des admissions). Différents secteurs de cuve peuvent alors être définis, selon la nature de la turbulence en jeu (zones d'impact, zone de convection, sillages turbulents et zones intermédiaires). La vitesse de convection telle que définie dans le modèle de la littérature n'est parfois pas identifiable dans les zones de forts gradients de la vitesse d'écoulement, qui mériteraient une description adaptée. Une autre limitation concerne les basses fréquences dans les zones de sillage turbulent où des effets à distance peuvent exercer une influence sur les mesures. Les longueurs de corrélation, quant à elles, sont bien plus homogènes que la vitesse de convection, variant en amplitude comme en tendance fréquentielle. Des profils caractéristiques peuvent être différenciés près et loin des jets impactants. Enfin, on montre que l'utilisation d'une loi de longueurs de corrélation proportionnelle à la vitesse de convection, comme fournie dans la littérature, n'est pas adaptée à la configuration étudiée.

Non seulement les paramètres du modèle de la littérature ne peuvent être décrits simplement par des lois génériques et homogènes en tout secteur de cuve, mais leur identification n'est parfois pas possible. Le modèle de *joint acceptance* ne devrait donc en toute logique pas fonctionner pour prédire la réponse vibratoire sous chargement turbulent dans la cuve. Pourtant, on montre finalement que la réponse vibratoire dans la maquette prédite par les calculs purement analytiques tirés des lois de la littérature n'est pas totalement incohérente avec les vibrations réellement mesurées dans la maquette, ou issues des chargements globaux tirés de la CFD. On en déduit que les détails et variations de chacun des paramètres descriptifs du chargement turbulent (spectres de pression fluctuante, longueurs de corrélation et vitesse de convection) subissent certains effets de moyennages qui bénéficient au modèle final de réponse vibratoire de la structure. On notera

par ailleurs que cette prédiction assez réaliste des modèles de la littérature pour la réponse de la structure est valable sur la plage de fréquences proches de la première fréquence propre de la structure testée, mais qu'elle serait probablement moins bonne pour d'autres fréquences. Pour s'affranchir de la complexité d'identification et de la variabilité de chacun de ces paramètres, on suggère plutôt une approche de spectre surfacique de force, ou Densité Spectrale Surfacique de Puissance (DSSP), défini par secteurs de cuve ("patches"), avec homogénéité locale au sein de chaque "patch". Celui-ci inclut de manière transparente l'intégralité des spectres de pression fluctuante, longueurs de corrélation et vitesses de convection. Il a le mérite de simplifier la description du chargement turbulent et de proposer une estimation directe de la force appliquée à la structure, en s'affranchissant de la complexité théorique et pratique de la *joint acceptance*. Il s'adapte par ailleurs à une situation inhomogène, contrairement au modèle de Powell de la littérature. Il doit en revanche être appliqué en toute connaissance de cause concernant les caractéristiques du chargement turbulent, notamment la présence ou non de jets impactants qui ont une influence directe à prendre en compte dans la représentation globale de l'excitation.

Enfin, on montre la présence d'une rétroaction des vibrations du cylindre interne observable sur la pression fluctuante dans la cuve, tandis qu'elle est bien moins marquée à l'extérieur du circuit. La question de la généralisation de cet effet à d'autres fréquences, voire à d'autres modes de structure reste ouverte.

## 8.2 Perspectives

L'objectif scientifique final vers lequel tend ce travail est de décrire de manière prédictive le comportement de la turbulence et le chargement associé dans tous leurs détails, quelle que soit la configuration rencontrée. Les perspectives de cette thèse doivent tendre vers une compréhension plus fine de la trajectoire de l'écoulement, de la convection et du transport des structures turbulentes et une identification des paramètres responsables de ces variations (échelles de turbulence, présence ou non d'un gradient de pression inversé). Il serait nécessaire de réaliser un travail d'appropriation des lois de la turbulence, avant de prétendre à l'élaboration d'un modèle de transport des fluctuations de pression dans un écoulement inhomogène qui soit générique, représentatif et prédictif. Ces différentes lois devraient servir à la construction d'un nouveau modèle de DSSP défini par secteurs de cuve. Cette nouvelle approche nécessiterait néanmoins une étude précise des critères de définition du "patchage" de la surface excitée, en fonction des longueurs de corrélation de l'écoulement et des longueurs caractéristiques des déformées modales concernées. Typiquement, une vérification de la robustesse de cette méthode consisterait en une étude de sensibilité de la DSSP évaluée par "patch" aux dimensions du "patchage" utilisé.

Du point de vue pratique, de nouveaux axes de travail s'ouvrent à cette amélioration de la description du chargement turbulent. Dans la configuration du cas de référence traitée dans cette thèse, cela commencerait par utiliser des outils d'analyse supplémentaires qui permettraient d'apporter de nouveau des angles de perception supplémentaires. Typiquement, l'analyse d'un

film des champs de vitesse et de pression instantanées à partir de plusieurs instants de simulation LES d'intervalle temporel très faible en espace annulaire avec jets impactants permettrait d'apporter de nouvelles pistes de compréhension pour le contenu basse fréquence dans la phase observé dans le plan des admissions en section 6.2.2.3 et dont l'origine n'a pas encore été comprise. Améliorer la description du chargement turbulent dans cette configuration nécessiterait également d'évaluer les influences respectives des jets impactants et de la convection annulaire de la turbulence. L'objectif serait de généraliser le modèle à des géométries plus complexes, avec par exemple un nombre ou une répartition variable d'admissions dans la cuve. Pour ce faire, dans le même esprit que les chargements (forces et moments) globaux identifiés par la CFD, une identification des chargements par secteurs de cuve permettrait de discriminer ces influences respectives.

Outre les essais et simulations réalisées durant ce travail de thèse, des études complémentaires pourraient être menées avec variations de configuration du cas de référence pour appréhender davantage les IFS en espace annulaire. La maquette CORVET, conçue de manière modulaire et modulable, est facilement adaptable à de nouvelles configurations à tester. Les simulations CFD ayant quant à elle déjà été validées sur ce cas de référence, peuvent offrir de nouvelles pistes exploratoires par des modifications élémentaires de la configuration étudiée. L'influence d'une modification du nombre d'admissions dans la cuve sur le chargement turbulent pourrait être étudiée en obstruant une des admissions dans la maquette comme dans les simulations, ou en ajoutant des admissions supplémentaires, avec une répartition variable sur la circonférence de la cuve. Chaque modification de la maquette pourrait être précédée de simulations CFD pour optimiser la disposition des capteurs sur la cuve.

Pour une description plus complète du chargement turbulent dans l'espace annulaire, des essais avec débit variable pourraient également être menés, avec une nouvelle identification des paramètres caractéristiques de pression, de convection et de cohérence pour chaque débit testé.

La réponse vibratoire de la structure peut elle aussi être étudiée dans des configurations différentes en modifiant les supports du cylindre interne et en jouant ainsi sur leur flexibilité. Des essais avec des supports plus flexibles (par exemple les languettes de 10 mm d'épaisseur déjà usinées) engendreraient une rétroaction d'autant plus marquée sur le chargement turbulent, et permettraient d'approfondir l'étude des conséquences vibratoires sur le reste du circuit.

Enfin, pour une étude encore plus complète des IFS de cuve de réacteurs à eau pressurisée, les études pourraient être élargies à la cuve toute entière en intégrant la représentation du retournement en plenum inférieur, qui représente un champ d'étude complet en tant que telle. Il y a également toute une ensemble de réflexions à mener entre l'approche analytique proposée dans cette thèse et des modèles plus complexes, sans aller jusqu'à la représentation complète de tous les détails d'une installation industrielle.

# A

## Différentes stratégies techniques pour diriger l'écoulement entrant vers l'espace annulaire pour la conception initiale - Avantages et inconvénients respectifs

---

### A.1 Membrane flexible avec colonne d'eau optionnelle

La mise en place d'une membrane flexible (figure A.1) reliant le haut du panier interne au haut de la cuve permettrait une étanchéité parfaite. Elle serait composée, pour limiter les perturbations du mouvement du panier interne d'une partie très flexible dans l'interstice (zone bleu clair sur le schéma) et extrémités plus rigides pour la fixation (zones bleu foncé sur le schéma).

Cette membrane permettrait une étanchéité parfaite et dirigerait donc l'intégralité de l'écoulement en entrée vers le bas (direction souhaitée) et s'accompagnerait d'un montage assez simple de la maquette.

Cependant, cette piste semble très difficile à contrôler. Il y a en effet un risque de gonflements non maîtrisés de la membrane vers le haut malgré la colonne d'eau sous l'effet d'une pression inéquilibrée de chaque côté. De plus, aussi fine et flexible soit-elle, la membrane induit un lien physique entre le panier interne et la cuve et par conséquent risque d'impacter le mouvement du cylindre interne notamment par cisaillement de la membrane dans la direction du mouvement. Cette rigidité ajoutée est par ailleurs difficile à quantifier analytiquement.

### A.2 Soufflet flexible

L'utilisation d'un soufflet flexible qui relierait le haut du panier interne au haut de la cuve (figure A.3) permettrait elle aussi une étanchéité parfaite, donc de diriger l'intégralité de l'écoulement en entrée vers le bas (direction souhaitée). Une zone morte serait située au-dessus des entrées, forçant le jet à se diriger vers le bas.

Le montage de la maquette dans cette configuration serait lui aussi assez simple, et cette fois l'usinage serait plus facile. Un remplacement du soufflet pourrait être réalisé facilement si

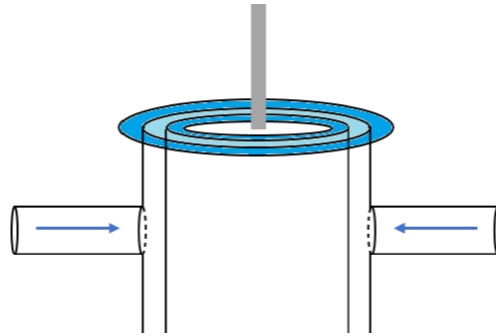


FIGURE A.1 – Schéma de l'utilisation d'une membrane flexible pour diriger les jets entrants vers le bas dans la maquette.

besoin.

Cependant, de nouveau, il serait possible que ce soufflet génère une rigidité ajoutée difficilement caractérisable. De plus, celui-ci risquerait de se déformer par déséquilibre des pressions de chaque côté. Cela générerait une force exercée par l'eau sur le soufflet impactant le mouvement du cylindre interne.

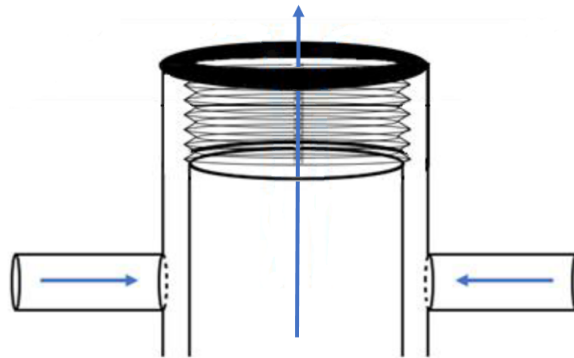


FIGURE A.2 – Schéma de l'utilisation d'un soufflet flexible pour diriger les jets entrants vers le bas dans la maquette.

### A.3 Vasque

Une piste plus originale serait une géométrie de "vasque lévitante" au sommet de l'espace annulaire (figure A.3). Le coefficient de perte charge au sommet de l'espace annulaire serait augmenté par réduction de l'épaisseur annulaire au-dessus du panier. Le panier interne pourrait "léviter" grâce au film d'eau formé par la fuite entre les deux vasques externe et interne prolongeant les deux cylindres.

La nouveauté en termes de points forts pour cette piste est l'absence d'élément d'étanchéité physique qui serait susceptible de modifier la rigidité du système d'accroche du cylindre interne.

Le montage de la maquette serait également simple. De plus, on pourrait diminuer autant qu'on le souhaite l'épaisseur de l'espace annulaire entre les deux vasques, donc augmenter la perte de charge autant qu'on le souhaite par rapprochement des deux vasques sans gêner le mouvement du panier interne, puisque la forme des vasques est dans le prolongement de la trajectoire vibratoire du panier interne. Enfin, aucune augmentation de rigidité du panier interne ne serait générée par le film d'eau formé par la fuite : l'effort serait exercé vers le haut, perpendiculairement aux vibrations, et contribuerait à faire « léviter » le cylindre interne plutôt que d'être exercé dans la direction des vibrations.

Pour autant, le fonctionnement de cette vasque en lui-même représente une complexité technique : l'entrée en lévitation du panier interne devrait pouvoir s'effectuer malgré la présence des languettes dont la longueur est fixée.

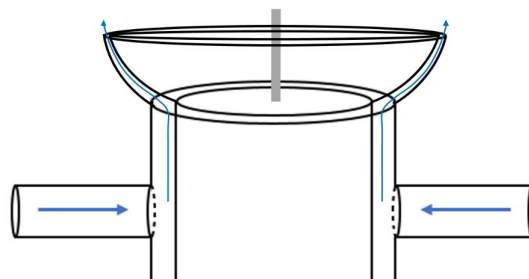


FIGURE A.3 – Schéma de l'utilisation d'une vasque lévitante pour diriger les jets entrants vers le bas dans la maquette.

## A.4 Joint droit

Un joint droit en haut de panier interne (figure A.4) permettrait, toujours sans générer de lien physique entre le panier et la cuve, d'obtenir une fuite bien mieux contrôlée. Le diamètre annulaire serait simplement réduit en haut de panier interne (deux zones entourées en rouge sur la figure), défini comme étant le déplacement maximal observable en haut du panier interne pour un déplacement maximal en bas de panier interne (cas pénalisant avec collision entre les deux cylindres en bas de panier).

Aucun élément d'étanchéité physique ne serait susceptible de modifier la raideur du système d'accroche du cylindre interne. Le montage serait très simple.

Cependant, le jeu ne peut pas être aussi faible qu'on le souhaite : les contraintes de réglage nous obligent à limiter notre jeu à un minimum de 0.5 mm. Or, ce joint droit risque de ne pas générer une perte de charge assez importante avec un tel jeu sur une longueur maximale définie par la distance entre le haut des admissions et le haut du panier interne. On remarque par ailleurs que, dans la configuration proposée dans la figure A.4, une force verticale vers le haut pourrait être exercée par l'eau sur la partie horizontale du joint directement relié au panier interne. Cela pourrait avoir pour effet de soulever le panier interne, ce qui pourrait perturber

leur mouvement. Il serait donc plus judicieux de disposer ce joint sur la partie externe de l'espace annulaire et de le fixer à la cuve et non au panier interne.

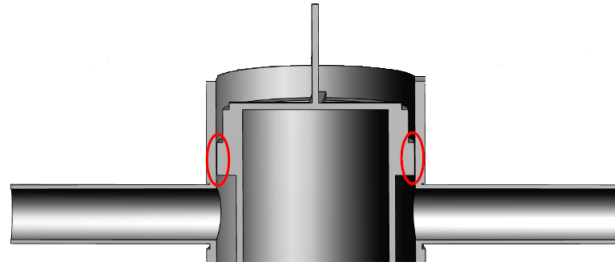


FIGURE A.4 – Dessin de l'utilisation d'un joint droit pour diriger les jets entrants vers le bas dans la maquette.

## A.5 Chicanes

La piste des chicanes (figure A.5) est une version améliorée de la piste du joint droit précédente. En effet, elle permet, tout en réduisant le jeu en haut d'espace annulaire comme le fait le joint droit, d'augmenter davantage le coefficient de perte de charge correspondant sur une longueur similaire. En effet, ces chicanes généreraient une perte de charge similaire à un joint droit sur une longueur égale à la longueur linéaire totale du chemin accidenté emprunté par l'écoulement.

Cependant, un dernier obstacle se pose. Le montage de la maquette serait alors bien plus complexe du fait de la présence de chicanes des deux côtés de l'espace annulaire. Celle-ci rendent impossible une insertion directe du panier interne par l'extrémité haute de la cuve (les chicanes s'entrechoqueraient). Le remplacement des chicanes si nécessaire serait également complexe pour la même raison. Enfin, le même problème de poussée verticale de l'eau sur les chicanes fixées au panier interne peut se poser, ce qui pourrait perturber son mouvement.

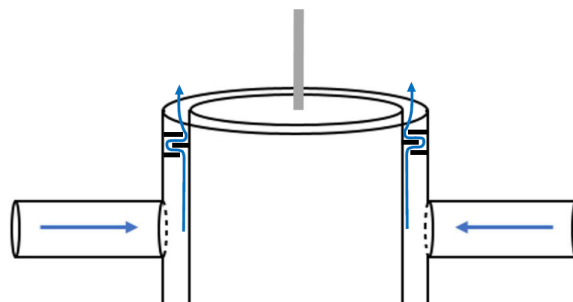


FIGURE A.5 – Schéma de l'utilisation de chicanes pour diriger les jets entrants vers le bas dans la maquette.



## A.6 Joint labyrinthe à jeu rallongé

Finalement, l'utilisation d'un joint labyrinthe à jeu rallongé (figure A.6) fixé sur la cuve est la meilleure piste permettant de répondre à ces contraintes en augmentant significativement la perte de charge du chemin dans lequel il est placé tout en ne créant aucun contact entre le panier interne et le cylindre externe.

Le réglage et le montage s'avèrent en effet bien plus simples que pour le système de chicanes car ce joint est situé uniquement sur un côté de l'espace annulaire. De plus, son système de chambre permet une perte de charge supérieure à celle d'un joint droit par augmentation de la longueur linéaire du chemin emprunter par l'écoulement et par la création de recirculation dans ces chambres. Aucune force verticale n'est exercée par l'eau sur le cylindre interne puisque le joint est fixé à la cuve qui est fixe. Le risque d'effet de rigidité ajoutée par le film d'eau dans le jeu est également inférieur à celui d'un joint droit car la surface étroite des tranches des cloisons est inférieure à la surface étroite verticale tout le long du canal de fuite du joint droit.

Reste seulement à vérifier qu'un tel joint sur une longueur maximale fixée entre le haut des admissions et le haut du panier interne puisse générer une perte de charge assez importante pour dépasser la perte de charge totale du chemin que nous souhaitons faire emprunter à l'écoulement. De ce recensement d'avantages/inconvénients des différentes propositions évoquées pour diriger l'écoulement vers le bas de la cuve, ressort cette proposition de joint labyrinthe qui semble être un bon compromis car comporte beaucoup d'avantages et peu d'inconvénients. C'est donc cette proposition qui est favorisée. Le dimensionnement de ce joint est détaillé en section 3.2.6.



FIGURE A.6 – Dessin de l'utilisation d'un joint labyrinthe à jeu rallongé pour diriger les jets entrants vers le bas dans la maquette.



# B

## Caractéristiques techniques des systèmes de mesure et acquisition utilisés

Type	Fournisseur	Référence	Quantité	Sensibilité	Plage de mesure	Incertitude
Capteurs de pression fluctuante	PCB Piezotronics	S113B28	32	14.5 mV/kPa	$\pm 689.4$ kPa à $\pm 10$ V	0.007 kPa
Capteurs laser de déplacement	Keyence	LK-H150	2	1 V/mm	150 mm $\pm 40$ mm	0.25 $\mu$ m
Débitmètres	\	IFM5080K IFC080	1	105.7 mV/(L/s)	0 – 94 L/s	\
Accéléromètres	PCB Piezotronics	356A17	4	500 mV/g	$\pm 10$ g sur [0.5 – 3000] Hz	$\leq 5\%$
Marteau de choc	PCB Piezotronics	086B01	1	11.2 mV/N	\	\
Capteur différentiel de pression	Krohne	Optibar DP3050	1	0.1 mV/Pa	16 bars	0.065%
Boîtiers d'acquisition	SAIS	DT 9857E-16	3 $\times$ 16 voies	\	\	\

TABLE B.1 – Caractéristiques des systèmes de mesure et d'acquisition.



C

Liasse de plans de CORVET

---











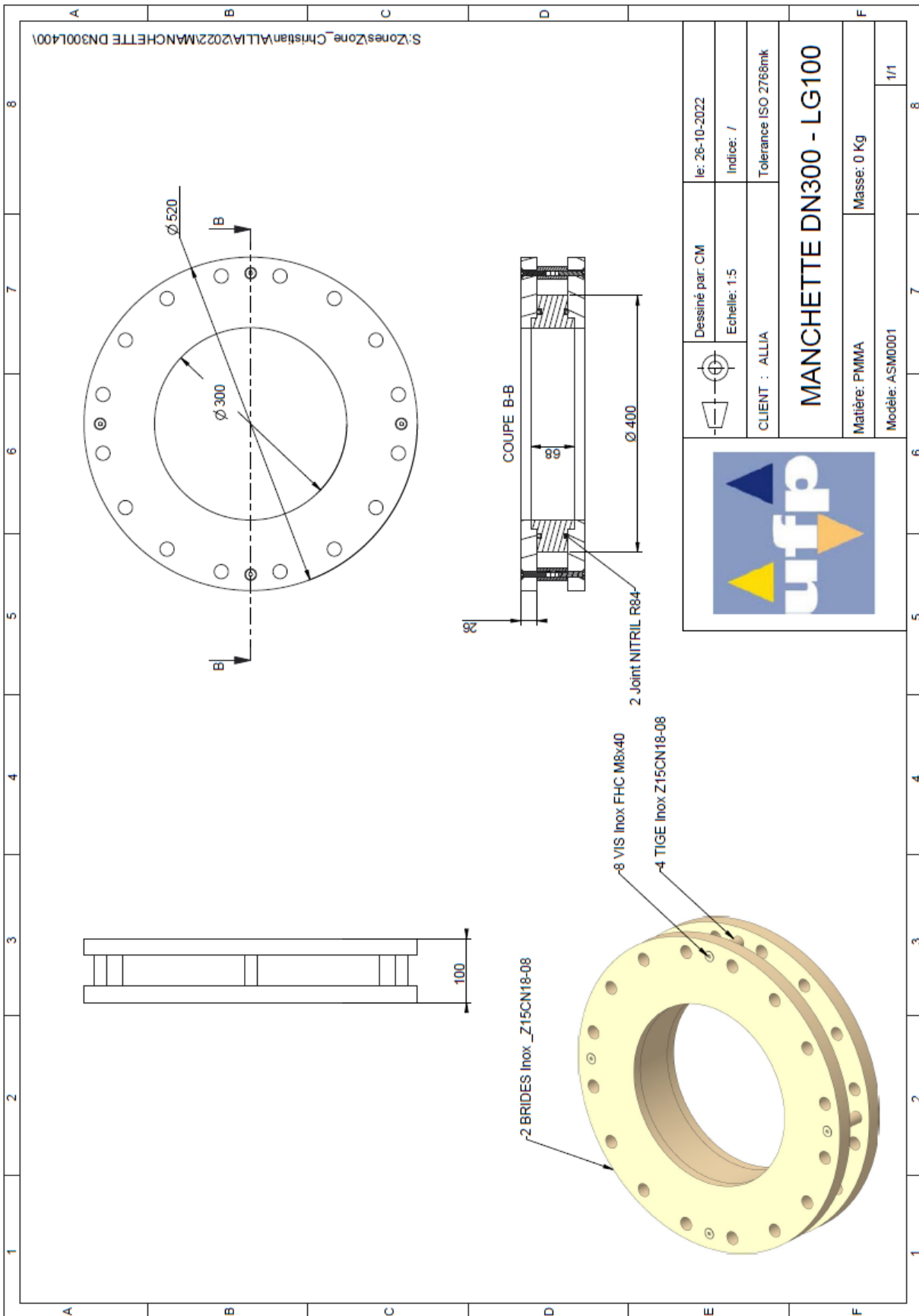


FIGURE C.5 – Plans de la manchette PMMA de la maquette assemblée.

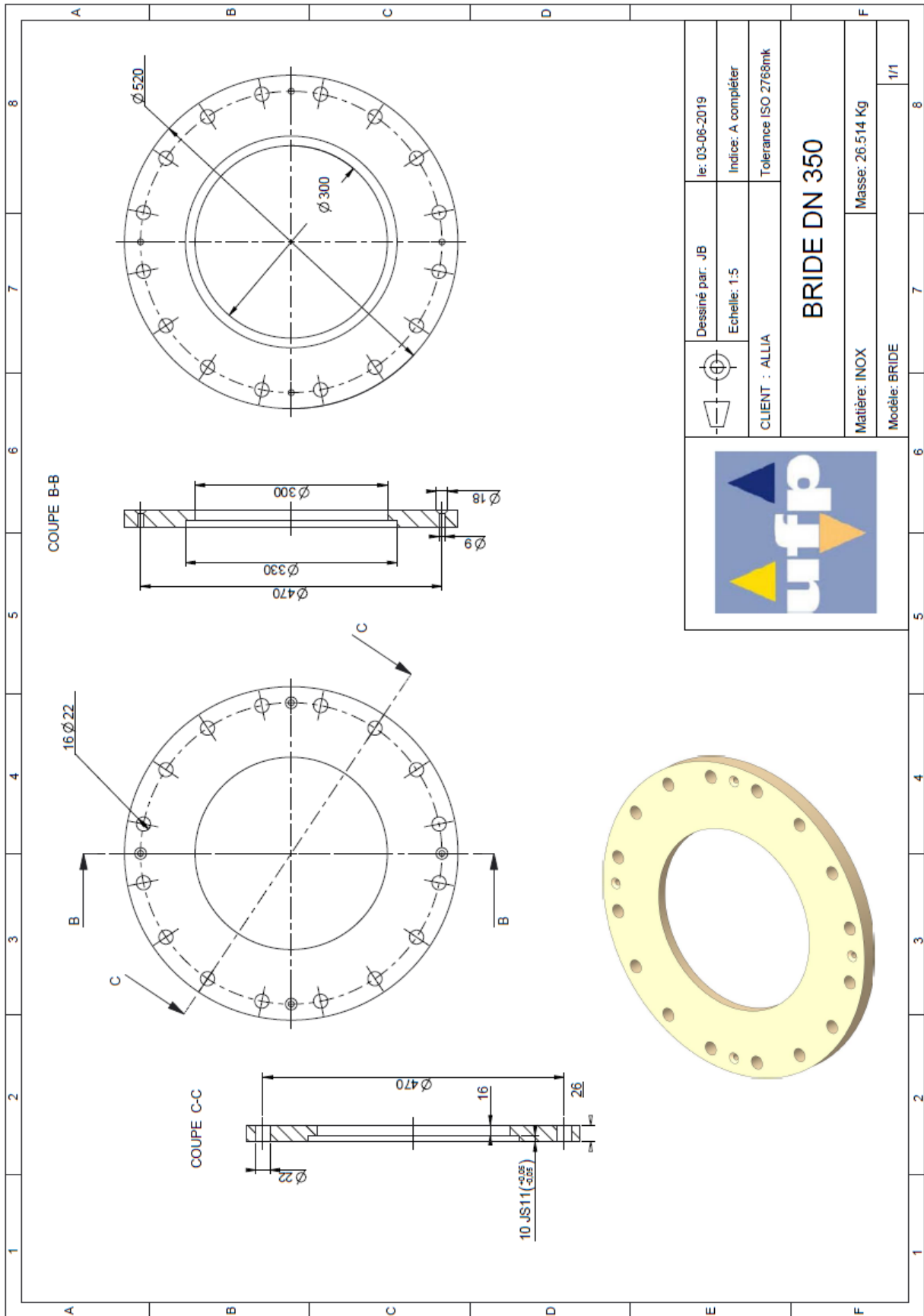


FIGURE C.6 – Plans des brides de la manchette PMMA de la maquette.



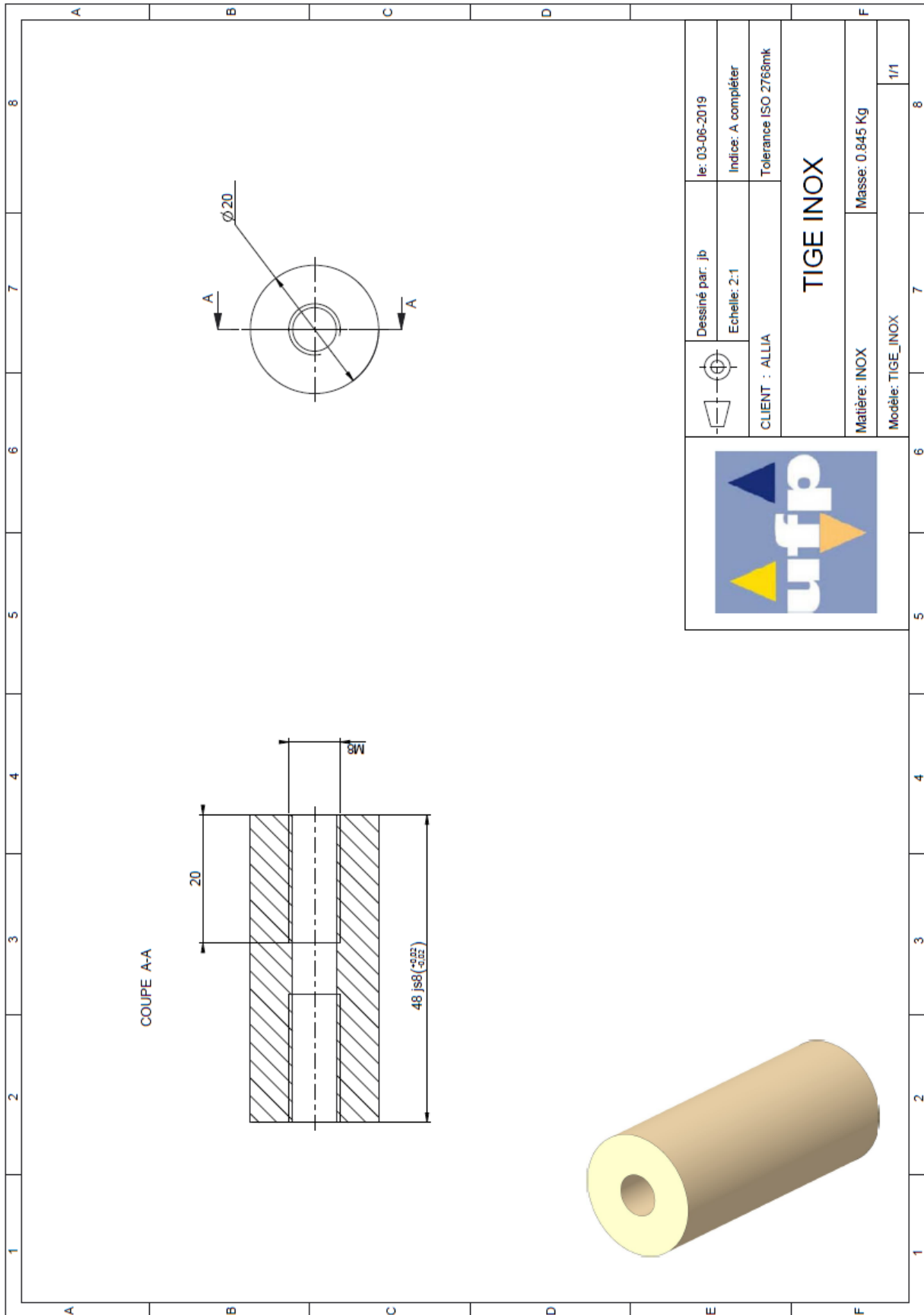


FIGURE C.8 – Plans des tirants de la manchette PMMA de la maquette.

















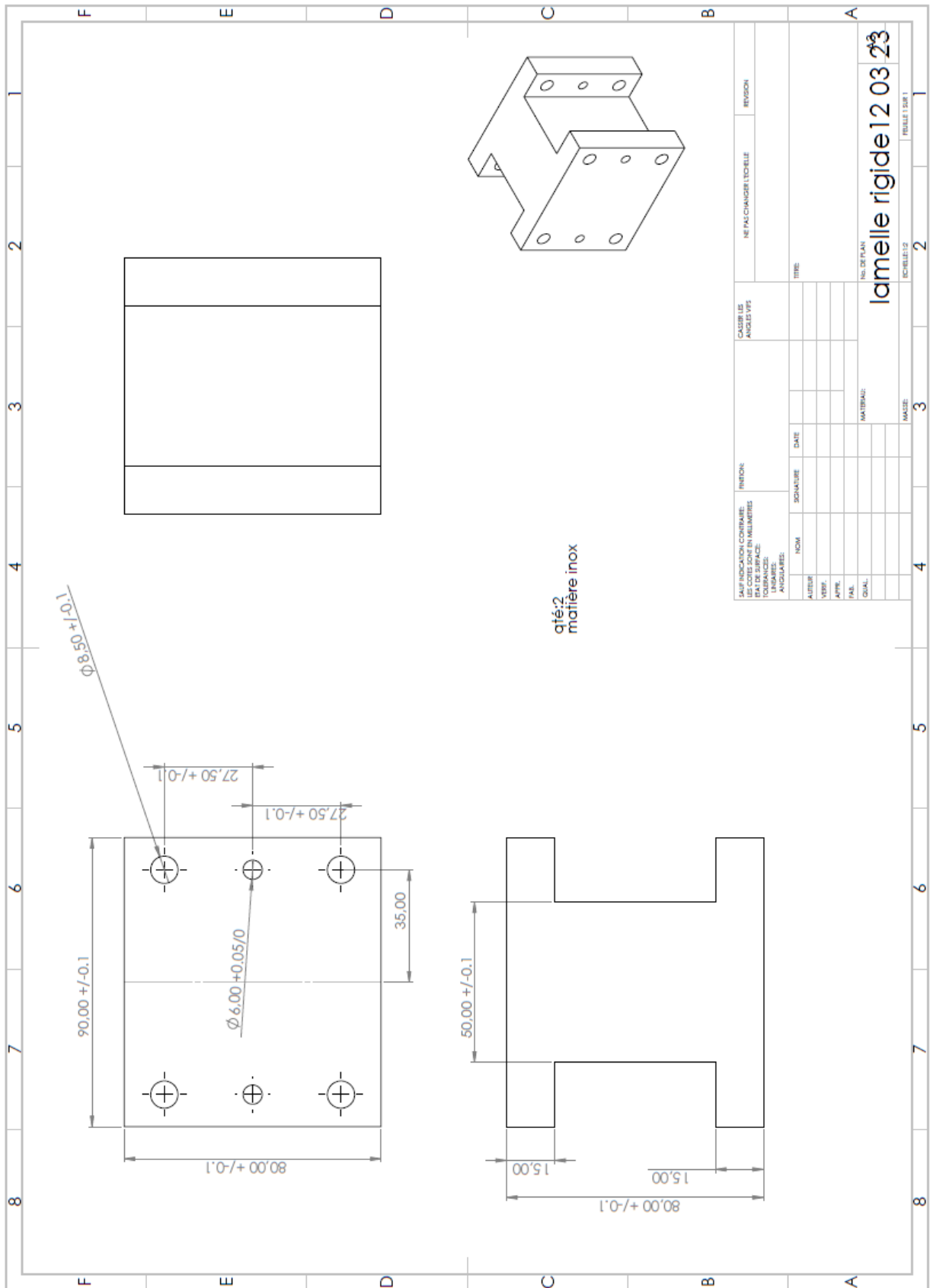


FIGURE C.16 – Plans des languettes rigides de la maquette.

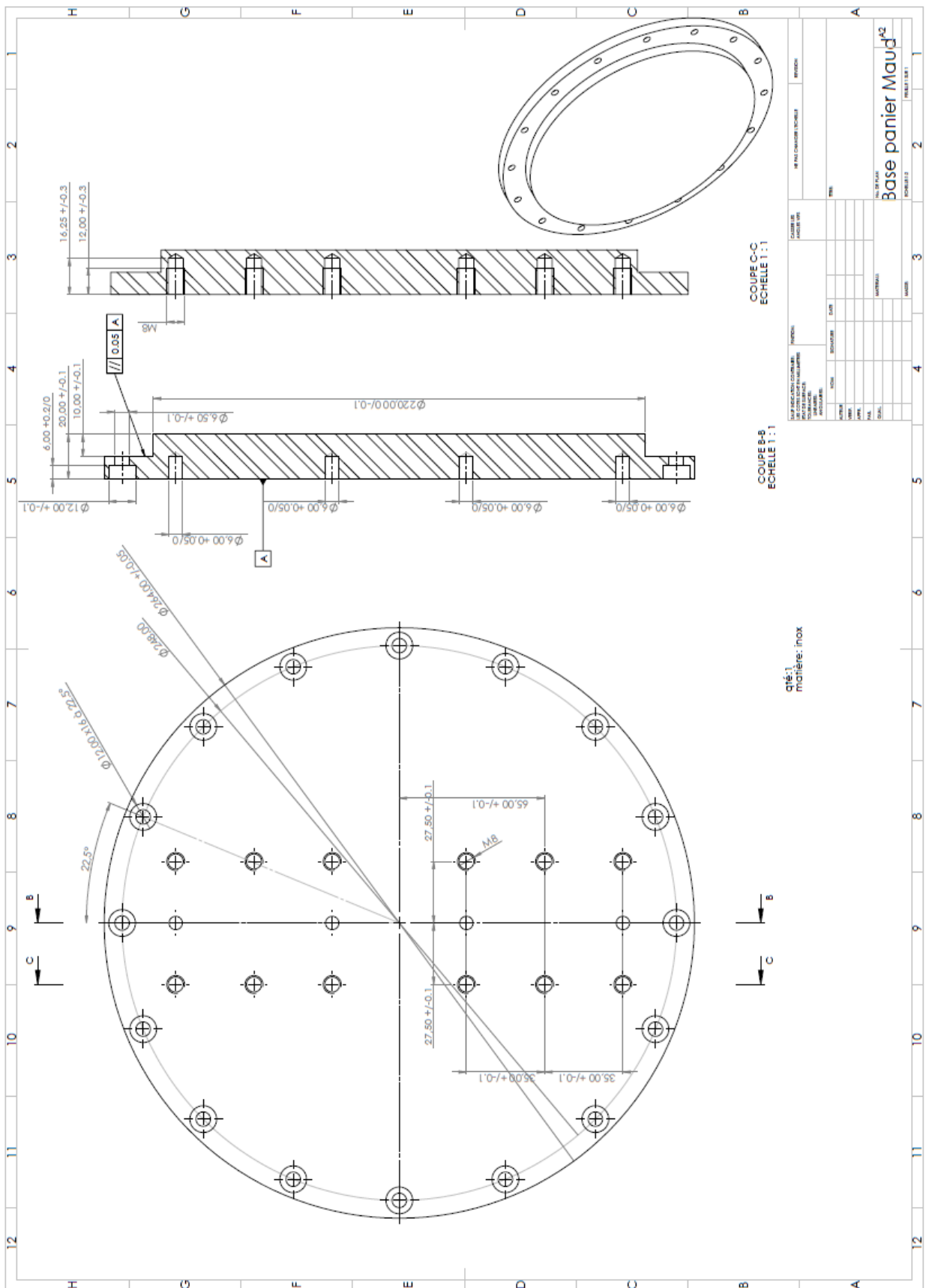


FIGURE C.17 – Plans de la base du panier interne de la maquette.



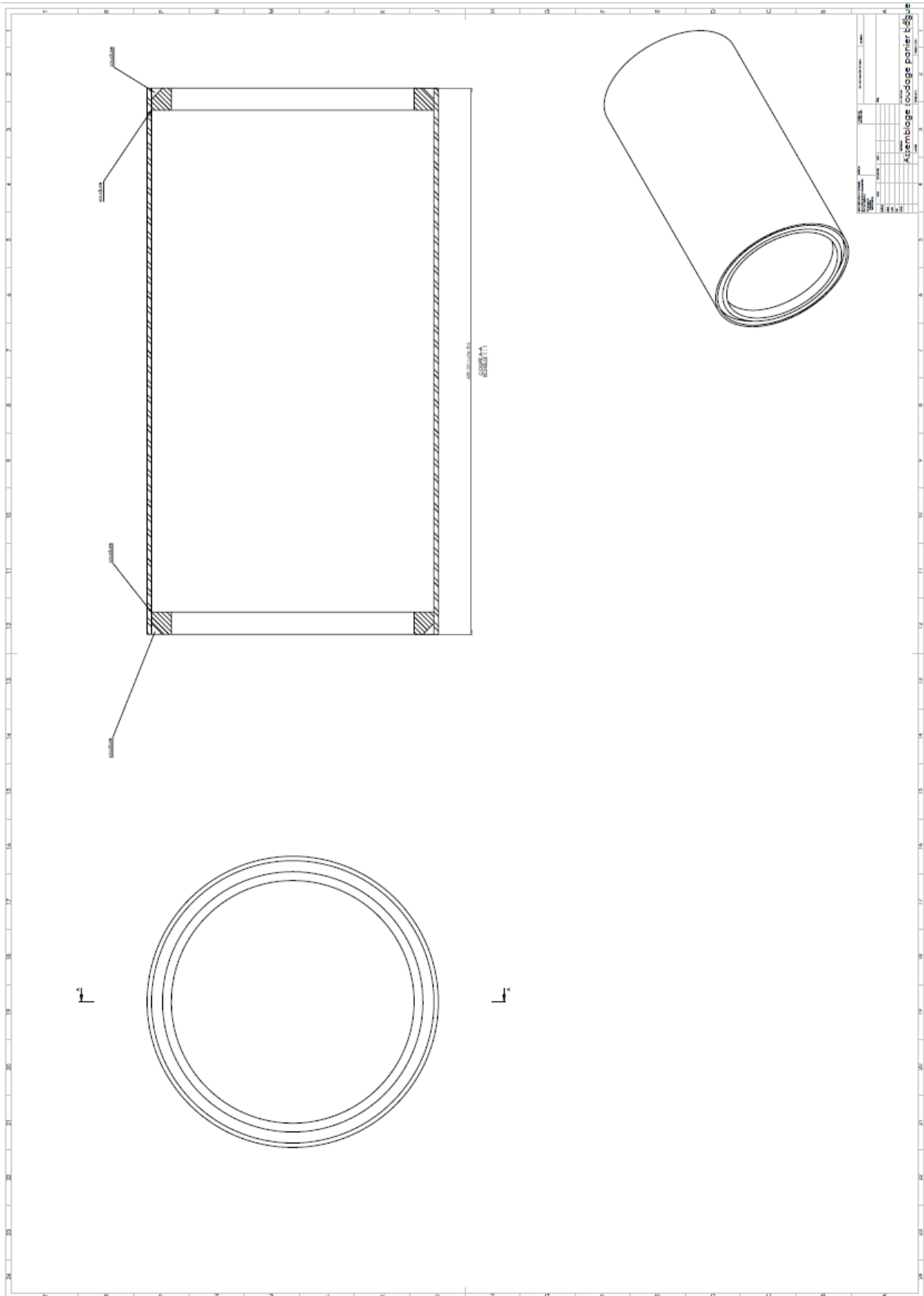


FIGURE C.19 – Plans de soudage du panier interne de la maquette.







# D

## Test de sensibilité au maillage pour les simulations CFD d'espace annulaire avec jets impactants

---

Bien que les fortes similarités entre les simulations et les essais présentées en chapitre 6 prouvent la bonne représentativité physique de simulations avec le maillage initial à 40 millions de mailles, un test de sensibilité au maillage a été réalisé. On procède alors à la comparaison des résultats issus du maillage initial à 40 millions de mailles, et issus du maillage raffiné à 109 millions de mailles, tous deux présentés en section 4.7.2. Une partie de ces comparaisons est présentée ci-dessous.

La figure D.1 montre la comparaison des spectres de pression fluctuante obtenus à partir des deux maillages. Elle fait référence à la figure initiale 6.21. Chaque graphe correspond à une position circonférentielle  $\varphi$  fixée, et comporte plusieurs courbes à différentes positions longitudinales  $z$ . Les traits pleins correspondent au maillage à 40 millions de mailles utilisé pour le travail de thèse, et les pointillés correspondent au maillage raffiné à 109 millions de mailles.

On constate bien la bonne superposition des courbes pleines et pointillées. Seules les hautes fréquences (au-delà de 100 Hz), supérieures à la plage d'intérêt étudiée dans cette thèse (autour de 10 Hz) voient leurs courbes s'éloigner de plus d'un facteur 2 en DSP. Le rapport maximal entre les courbes des deux maillages est d'environ 13 à 700 Hz en DSP, soit un rapport d'amplitude de pression d'environ 3.6. Autour de 10 Hz, le rapport entre les courbes ne dépasse pas 1.3 en DSP, soit un rapport d'amplitude de pression d'environ 1.15, ce qui reste très raisonnable pour notre étude.

La figure D.2 montre cette fois la comparaison des paramètres caractéristiques du chargement turbulent obtenus à partir des deux maillages, en haut de cuve, sur le cylindre externe, à  $90^\circ$  des admissions. Le graphe de gauche représente l'identification de la vitesse de convection (cf. figure initiale 6.29) à partir de la phase entre différents couples de sondes. Le graphe de droite représente quant à lui l'identification de la longueur de corrélation longitudinale (cf. figure initiale 6.39) à partir de la cohérence entre les mêmes différents couples de sondes. De même qu'en figure D.1, les traits pleins correspondent au maillage à 40 millions de mailles utilisé pour le travail de thèse, et les pointillés correspondent au maillage raffiné à 109 millions de mailles.

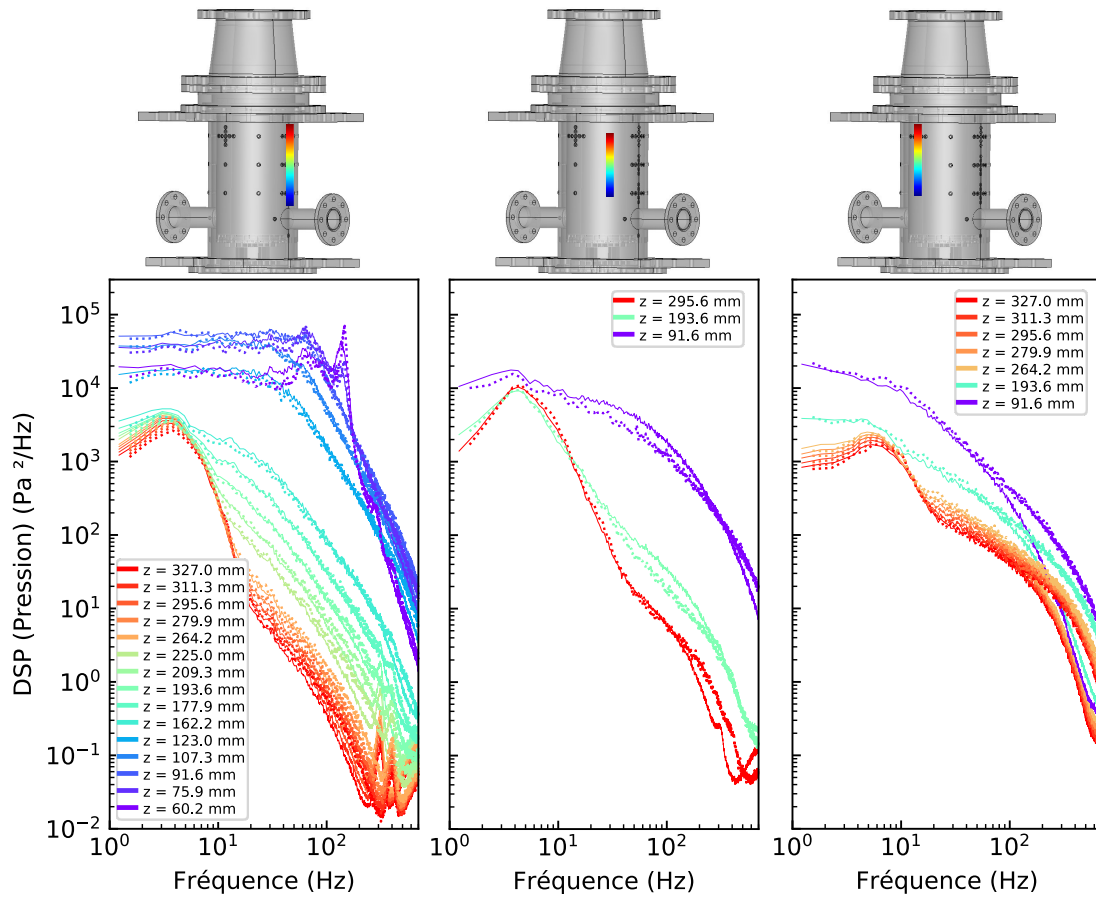


FIGURE D.1 – LES : Superposition des courbes d'évolution longitudinale de la pression fluctuante à trois positions circonférentielles  $\varphi$  différentes pour les deux maillages testés. Traits pleins : maillage initial, utilisé pour la thèse. Traits pointillés : maillage raffiné. Gauche : dans le plan des admissions ( $\varphi = 0^\circ$ ). Milieu : à ( $\varphi = 45^\circ$ ) des admissions. Droite : à ( $\varphi = 90^\circ$ ) des admissions.

On constate une nouvelle fois la bonne superposition des courbes pleines et pointillées, bien que les longueurs de corrélation et vitesse de convection soient issues de plusieurs opérations sur les champs bruts de pression fluctuante tirés des simulations. La grande similarité des résultats issus des deux maillages est donc robuste.

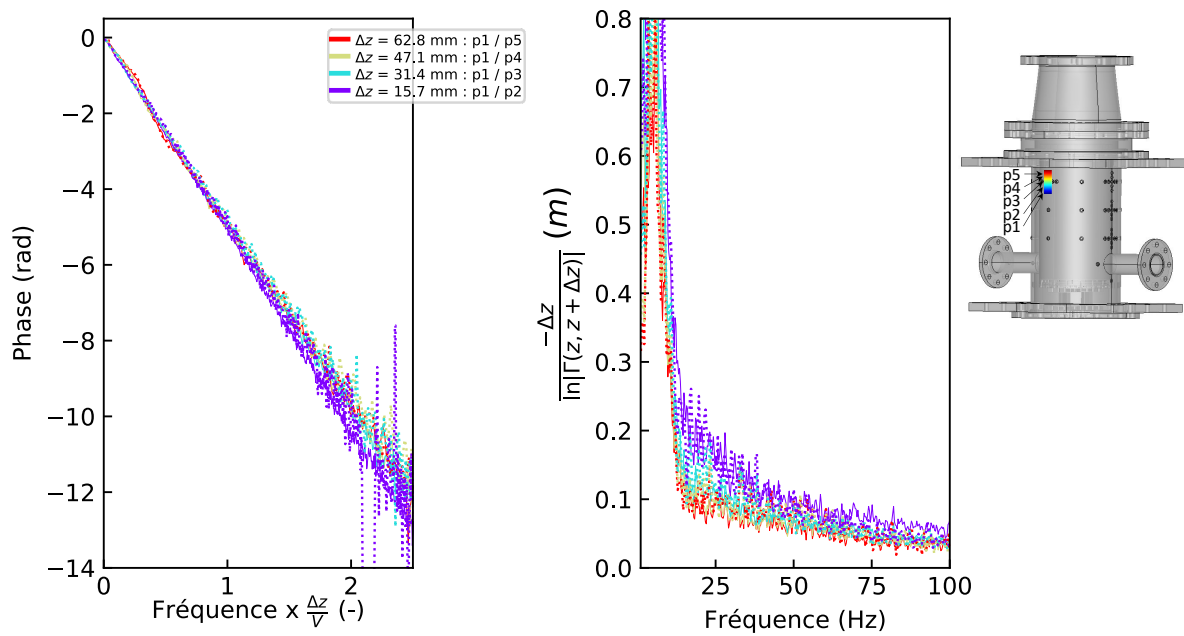


FIGURE D.2 – LES : Superposition des courbes d'identification des paramètres caractéristiques du chargement turbulent pour les deux maillages testés, pour différents couples de sondes sur le cylindre externe en haut de cuve à 90° des admissions. Traits pleins : maillage initial, utilisé pour la thèse. Traits pointillés : maillage raffiné. Gauche : identification de la vitesse de convection  $U_c$  à partir de la phase. Droite : identification de la longueur de corrélation longitudinale.



# E

## Identification des coefficients de masse et raideur à partir des mesures de fonction de transfert à l'extrémité du panier - Approche de Rayleigh

---

### E.1 Notations

Point d'ancrage des languettes au cylindre : **A**

Centre de gravité du cylindre : **G**

Point d'attaque du marteau de choc : **C**

Longueur des languettes :  $L$

Hauteur du cylindre :  $H$

Inertie de flexion des languettes ;  $I$

Direction de l'axe du cylindre :  $z$

Tous les mouvements se font dans le plan  $xz$

### E.2 Cinématique du cylindre

Le cylindre étant un corps solide, le déplacement de chacun de ses points peut se calculer à partir de celui du centre de gravité  $x_G$  et de la rotation autour du centre de gravité  $\theta_G$ .

Rotation identique en tous points du cylindre :

$$\theta_{\mathbf{A}} = \theta_{\mathbf{G}} = \theta_{\mathbf{C}} \quad (\text{E.1})$$

Déplacements dépendant du point :

$$x_{\mathbf{G}} = x_{\mathbf{A}} + \frac{H}{2}\theta_G = x_{\mathbf{C}} - \frac{H}{2}\theta_G \quad (\text{E.2})$$

### E.3 Dynamique du cylindre

Pour tout type de chargement du cylindre, les efforts et moments équivalents au niveau de **A** peuvent être obtenus par les principes généraux de la mécanique des solides.

Résultante des efforts identique en tous points du cylindre :

$$F_{\mathbf{A}} = F_{\mathbf{G}} = F_{\mathbf{C}} = F \quad (\text{E.3})$$

Moments résultants dépendant du point d'application :

$$M_{\mathbf{A}} = M_{\mathbf{G}} + \frac{H}{2}F = M_{\mathbf{C}} + HF \quad (\text{E.4})$$

Les deux équations qui précèdent sont valables aussi bien en statique qu'en dynamique, elles permettent de faire le lien entre des efforts appliqués en un point du cylindre et ceux transmis au niveau du point d'accroche aux languettes.

### E.4 Déformation des languettes : cas d'un encastrement à leur base

Pour varier les approches, on part des équations de poutre en statique, et plus précisément de  $EIx'' = M$  (loi de comportement), de la relation entre effort tranchant et moment fléchissant, et de l'uniformité de l'effort tranchant dans les sections non soumises à des efforts extérieurs. La déformée d'une poutre uniforme encastree à une extrémité et subissant un effort et un moment à son autre extrémité peut alors s'écrire comme un polynôme du troisième degré. La condition d'encastrement permet de faire disparaître les deux premiers termes et il reste :

$$x(z) = \frac{M_0}{EI} \frac{z^2}{2} - \frac{F}{EI} \frac{z^3}{6} \quad (\text{E.5})$$

qu'on peut également écrire à partir du torseur au point d'accroche (en  $z = L$ ) :

$$\begin{aligned} x(z) &= \frac{M_L + FL}{EI} \frac{z^2}{2} - \frac{F}{EI} \frac{z^3}{6} \\ \theta(z) &= \frac{M_L + FL}{EI} z - \frac{F}{EI} \frac{z^2}{2} \end{aligned} \quad (\text{E.6})$$



Les relations de RDM s'en déduisent :

$$\begin{aligned}
 x_L &= \frac{M_L + FL}{EI} \frac{L^2}{2} - \frac{F}{EI} \frac{L^3}{6} \\
 &= \frac{M_L}{EI} \frac{L^2}{2} + \frac{F}{EI} \frac{L^3}{3} \\
 \theta_L &= \frac{M_L + FL}{EI} L - \frac{F}{EI} \frac{L^2}{2} \\
 &= \frac{M_L}{EI} L + \frac{F}{EI} \frac{L^2}{2}
 \end{aligned} \tag{E.7}$$

NB : on doit pouvoir vérifier que c'est l'inverse de la matrice de raideur.

## E.5 Raideur de flèche sous sollicitation statique en C

On applique à présent un effort tranchant statique  $F$  au point **C**. La déformation qui en résulte peut être calculée à partir du torseur d'effort en **A** :  $\{F, M_A = HF\}$ .

Les relations de RDM deviennent :

$$\begin{aligned}
 x_L &= \frac{FL^2}{6EI} (3H + 2L) \\
 \theta_L &= \frac{FL}{2EI} (2H + L)
 \end{aligned} \tag{E.8}$$

de sorte que la flèche en **C** vaut :

$$\begin{aligned}
 x_C &= x_A + H\theta_G \\
 &= \frac{FL^2}{6EI} (3H + 2L) + \frac{FLH}{2EI} (2H + L)
 \end{aligned} \tag{E.9}$$

Selon le modèle de languettes d'Euler, la raideur de flèche en haut du cylindre s'exprime alors comme :

$$\frac{F}{x_C} = \frac{1}{3HL + L^2 + 3H^2} \frac{3EI}{L} \tag{E.10}$$

Application numérique avec les coefficients utilisés lors du design :

$H = 530$  mm (avec prise en compte du socle de 15 mm entre languettes et cylindre)

$L = 50$  mm

$E = 2.1 \times 10^{11}$  Pa

$I = 2.5 \times 10^{-8}$  m<sup>4</sup>

$\frac{F}{x_C} = 3.5 \times 10^5$  N/m

A comparer avec la raideur de translation en extrémité de panier identifiée par la mesure :  
 $\frac{F}{x_C} = 1.6 \times 10^5 \text{ N/m}$ .

## E.6 Réponse dynamique sous sollicitation haute fréquence en C

On applique à présent un effort tranchant dynamique  $F$  au point  $C$ , en supposant cette fois que l'inertie l'emporte suffisamment devant la raideur pour négliger cette dernière. Tout se passe comme si on appliquait un torseur  $\left\{F, \frac{H}{2}F\right\}$  au centre de gravité du cylindre, qui répondrait selon les équations dynamiques du solide :

$$\begin{aligned}\ddot{x}_G &= \frac{F}{m} \\ \ddot{\theta}_G &= \frac{FH}{2J_G}\end{aligned}\tag{E.11}$$

L'accélération en  $C$  qui en résulte peut être calculée comme :

$$\begin{aligned}\ddot{x}_C &= \ddot{x}_G + \frac{H}{2}\ddot{\theta}_G \\ &= \frac{F}{m_{cyl}} + \frac{FH^2}{4J_G}\end{aligned}\tag{E.12}$$

Selon la dynamique du solide, l'inertie du cylindre engendre une "masse de flèche" en haut du cylindre égale à :

$$\frac{F}{\ddot{x}_C} = \frac{1}{\frac{1}{m_{cyl}} + \frac{H^2}{4J_G}}\tag{E.13}$$

Application numérique avec les coefficients utilisés lors du design :

$$m_{cyl} = 40 \text{ kg}$$

$$H = 515 \text{ mm}$$

$$\begin{aligned}J_G &= \frac{\rho\pi R_{int}^2 H}{12} (3R_{int}^2 + H^2) - \frac{\rho\pi(R_{int} - ep_{panier})^2 (H - h_{couvercles})}{12} (3(R_{int} - ep_{panier})^2 + (H - h_{couvercles})^2) \\ &= 1.8 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-2}\end{aligned}$$

$$\frac{F}{\ddot{x}_C} = 16.2 \text{ kg}$$

A comparer avec la masse équivalente identifiée par la mesure en extrémité de panier :  $\frac{F}{\ddot{x}_C} = 11.7 \text{ kg}$

## E.7 Réponse au marteau en C avec languettes encastrées

Le test au marteau de choc fournit une fonction de transfert résonante qui, selon la démarche de type Rayleigh employée, est associée à une raideur apparente définie par (E.10) et une masse apparente définie par (E.13).

# F

Plans de la phase de caractérisation acoustique de la  
boucle d'essai

---



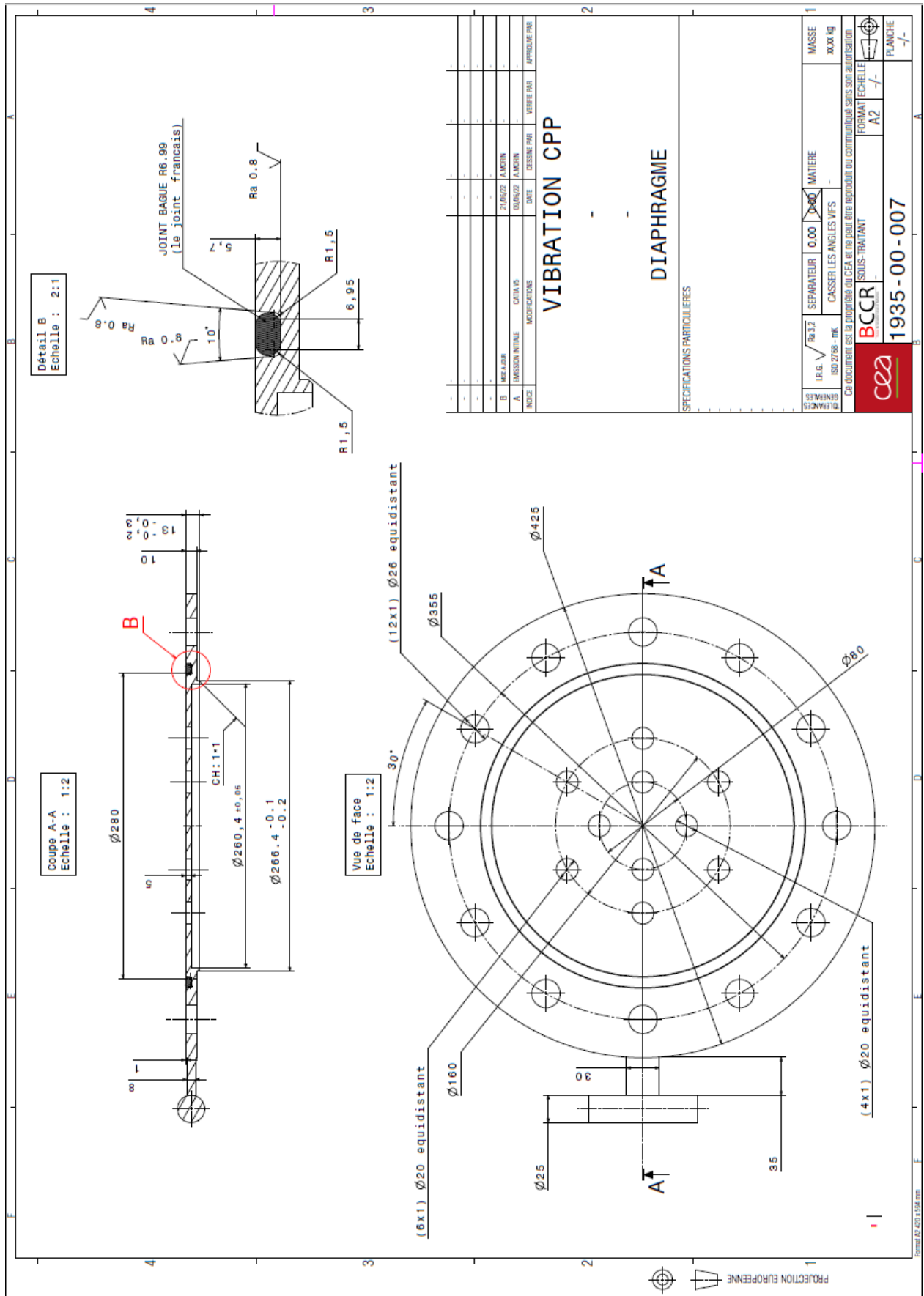


FIGURE F.2 – Plans du diaphragme multi-trous utilisé pour la caractérisation de la boucle.



# G

## Détail des calculs du spectre de force de pression dans l'épaisseur annulaire

---

On détaille ici les calculs des deux intégrales intervenant dans l'expression 6.1 du spectre de force de pression, et dont les approximations pour un volume fluide assez grand sont données en équations 6.2 et 6.3.

On commence par calculer la première intégrale dans la direction  $z$ . En introduisant les variables adimensionnelles  $Z = \frac{z-z_0}{\lambda_z}$ , avec  $z_0$  une position longitudinale fixée, et  $\Omega = \frac{\omega\lambda_z}{U_c}$ , cette première intégrale devient :

$$\iint e^{-\frac{i\omega(z-z')}{U_c}} e^{-\frac{|z-z'|}{\lambda_z}} dz dz' = \lambda_z^2 \iint e^{-i\Omega(Z-Z')} e^{-|Z-Z'|} dZ dZ'$$

En introduisant la limite supérieure adimensionnelle  $\tilde{H}$  de  $Z$ , et en séparant la première intégrale en deux termes :

$$\int e^{-\frac{i\omega(z-z')}{U_c}} e^{-\frac{|z-z'|}{\lambda_z}} dz dz' = \lambda_z^2 \int_0^{\tilde{H}} \left( \int_0^Z e^{-i\Omega(Z-Z')} e^{-(Z-Z')} dZ' + \int_Z^{\tilde{H}} e^{-i\Omega(Z-Z')} e^{(Z-Z')} dZ' \right) dZ$$

$$\int e^{-\frac{i\omega(z-z')}{U_c}} e^{-\frac{|z-z'|}{\lambda_z}} dz dz' = \lambda_z^2 \int_0^{\tilde{H}} \left( \int_0^Z e^{(1+i\Omega)(Z'-Z)} dZ' + \int_Z^{\tilde{H}} e^{(-1+i\Omega)(Z'-Z)} dZ' \right) dZ$$

$$\iint e^{-\frac{i\omega(z-z')}{U_c}} e^{-\frac{|z-z'|}{\lambda_z}} dz dz' = \lambda_z^2 \int_0^{\tilde{H}} \frac{1 - e^{-(1+i\Omega)Z}}{1 + i\Omega} + \frac{e^{(-1+i\Omega)(\tilde{H}-Z)} - 1}{-1 + i\Omega} dZ$$

$$\iint e^{-\frac{i\omega(z-z')}{U_c}} e^{-\frac{|z-z'|}{\lambda_z}} dz dz' = \lambda_z^2 \int_0^{\tilde{H}} \frac{1 - e^{-(1+i\Omega)Z}}{1 + i\Omega} + \frac{1 - e^{-(1-i\Omega)(\tilde{H}-Z)}}{1 - i\Omega} dZ$$

$$\iint e^{-\frac{i\omega(z-z')}{U_c}} e^{-\frac{|z-z'|}{\lambda_z}} dz dz' = \frac{\lambda_z^2}{1+\Omega^2} \int_0^{\tilde{H}} \left\{ \left(1 - e^{-(1+i\Omega)Z}\right) (1 - i\Omega) \right. \\ \left. + \left(1 - e^{-(1-i\Omega)(\tilde{H}-Z)}\right) (1 + i\Omega) \right\} dZ$$

$$\iint e^{-\frac{i\omega(z-z')}{U_c}} e^{-\frac{|z-z'|}{\lambda_z}} dz dz' = \frac{\lambda_z^2}{1+\Omega^2} \int_0^{\tilde{H}} \left\{ 2 - (1 - i\Omega)e^{-(1+i\Omega)Z} - (1 + i\Omega)e^{-(1-i\Omega)(\tilde{H}-Z)} \right\} dZ$$

$$\iint e^{-\frac{i\omega(z-z')}{U_c}} e^{-\frac{|z-z'|}{\lambda_z}} dz dz' = \frac{\lambda_z^2}{1+\Omega^2} \left\{ 2H + \frac{1 - i\Omega}{1 + i\Omega} \left[ e^{-(1+i\Omega)Z} \right]_0^{\tilde{H}} - \frac{1 + i\Omega}{1 - i\Omega} \left[ e^{-(1-i\Omega)(\tilde{H}-Z)} \right]_0^{\tilde{H}} \right\}$$

$$\iint e^{-\frac{i\omega(z-z')}{U_c}} e^{-\frac{|z-z'|}{\lambda_z}} dz dz' = \frac{\lambda_z^2}{1+\Omega^2} \left\{ 2H + \frac{1 - i\Omega}{1 + i\Omega} \left( e^{-(1+i\Omega)\tilde{H}} - 1 \right) - \frac{1 + i\Omega}{1 - i\Omega} \left( 1 - e^{-(1-i\Omega)\tilde{H}} \right) \right\}$$

$$\iint e^{-\frac{i\omega(z-z')}{U_c}} e^{-\frac{|z-z'|}{\lambda_z}} dz dz' = \frac{\lambda_z^2}{1+\Omega^2} \left\{ 2H + \frac{1 - i\Omega}{1 + i\Omega} \left( e^{-(1+i\Omega)\tilde{H}} - 1 \right) + \frac{1 + i\Omega}{1 - i\Omega} \left( e^{-(1-i\Omega)\tilde{H}} - 1 \right) \right\}$$

$$\iint e^{-\frac{i\omega(z-z')}{U_c}} e^{-\frac{|z-z'|}{\lambda_z}} dz dz' = \frac{\lambda_z^2}{(1+\Omega^2)^2} \left\{ 2H(1+\Omega^2) + (1 - i\Omega)^2 \left( e^{-(1+i\Omega)\tilde{H}} - 1 \right) \right. \\ \left. + (1 + i\Omega)^2 \left( e^{-(1-i\Omega)\tilde{H}} - 1 \right) \right\}$$

$$\iint e^{-\frac{i\omega(z-z')}{U_c}} e^{-\frac{|z-z'|}{\lambda_z}} dz dz' = \frac{\lambda_z^2}{(1+\Omega^2)^2} \left\{ 2H(1+\Omega^2) + e^{-\tilde{H}} \left( (1 - i\Omega)^2 e^{-i\Omega\tilde{H}} + (1 + i\Omega)^2 e^{i\Omega\tilde{H}} \right) \right. \\ \left. - (1 - i\Omega)^2 - (1 + i\Omega)^2 \right\}$$

$$\iint e^{-\frac{i\omega(z-z')}{U_c}} e^{-\frac{|z-z'|}{\lambda_z}} dz dz' = \frac{\lambda_z^2}{(1+\Omega^2)^2} \left\{ 2H(1+\Omega^2) + e^{-\tilde{H}} \left( (1 - i\Omega)^2 e^{-i\Omega\tilde{H}} + (1 + i\Omega)^2 e^{i\Omega\tilde{H}} \right) \right. \\ \left. + 2\Omega^2 - 2 \right\}$$



$$\iint e^{-\frac{i\omega(z-z')}{U_c}} e^{-\frac{|z-z'|}{\lambda_z}} dz dz' = \frac{2\lambda_z^2}{(1+\Omega^2)^2} \left\{ \tilde{H}(1+\Omega^2) + e^{-\tilde{H}} \left( (1-\Omega^2) \cos \Omega \tilde{H} - 2\Omega \sin \Omega \tilde{H} \right) + \Omega^2 - 1 \right\}$$

$$\iint e^{-\frac{i\omega(z-z')}{U_c}} e^{-\frac{|z-z'|}{\lambda_z}} dz dz' = \frac{2\lambda_z^2 \tilde{H}}{(1+\Omega^2)^2} \left\{ (1+\Omega^2) + \frac{e^{-\tilde{H}}}{\tilde{H}} \left( (1-\Omega^2) \cos \Omega \tilde{H} - 2\Omega \sin \Omega \tilde{H} \right) + \frac{\Omega^2 - 1}{\tilde{H}} \right\}$$

$$\boxed{\iint e^{-\frac{i\omega(z-z')}{U_c}} e^{-\frac{|z-z'|}{\lambda_z}} dz dz' = \frac{2\lambda_z^2 \tilde{H}}{(1+\Omega^2)^2} \left\{ 1 + \frac{e^{-\tilde{H}}}{\tilde{H}(1+\Omega^2)} \left( (1-\Omega^2) \cos \Omega \tilde{H} - 2\Omega \sin \Omega \tilde{H} \right) + \frac{\Omega^2 - 1}{\tilde{H}(1+\Omega^2)} \right\}.}$$

On calcule ensuite la deuxième intégrale dans la direction  $\varphi$ . En introduisant les variables adimensionnelles  $\phi = r \frac{\varphi - \varphi_0}{\lambda_\varphi}$ , cette deuxième intégrale devient :

$$\iint e^{-r \frac{|\varphi - \varphi'|}{\lambda_\varphi}} rd\varphi rd\varphi' = \lambda_\varphi^2 \iint e^{-|\phi - \phi'|} d\phi d\phi'$$

En introduisant les limites adimensionnelles inférieure  $\tilde{m}in$  et supérieure  $\tilde{m}ax$  de  $\phi$ , et en séparant la première intégrale en deux termes :

$$\iint e^{-r \frac{|\varphi - \varphi'|}{\lambda_\varphi}} rd\varphi rd\varphi' = \lambda_\varphi^2 \int_{\tilde{m}in}^{\tilde{m}ax} \left( \int_{\tilde{m}in}^{\phi} e^{-(\phi - \phi')} d\phi' + \int_{\phi}^{\tilde{m}ax} e^{(\phi - \phi')} d\phi' \right) d\phi$$

$$\iint e^{-r \frac{|\varphi - \varphi'|}{\lambda_\varphi}} rd\varphi rd\varphi' = \lambda_\varphi^2 \int_{\tilde{m}in}^{\tilde{m}ax} \left[ e^{-\phi} (e^{\phi} - e^{\tilde{m}in}) + e^{\phi} (-e^{-\tilde{m}ax} + e^{-\phi}) \right] d\phi$$

$$\iint e^{-r \frac{|\varphi - \varphi'|}{\lambda_\varphi}} rd\varphi rd\varphi' = \lambda_\varphi^2 \int_{\tilde{m}in}^{\tilde{m}ax} \left[ 2 - e^{\tilde{m}in - \phi} - e^{\phi - \tilde{m}ax} \right] d\phi$$

$$\iint e^{-r \frac{|\varphi - \varphi'|}{\lambda_\varphi}} rd\varphi rd\varphi' = \lambda_\varphi^2 \left[ 2(\tilde{m}ax - \tilde{m}in) + e^{\tilde{m}in} (e^{-\tilde{m}ax} - e^{-\tilde{m}in}) - e^{-\tilde{m}ax} (e^{\tilde{m}ax} - e^{\tilde{m}in}) \right]$$

$$\iint e^{-r \frac{|\varphi - \varphi'|}{\lambda_\varphi}} rd\varphi rd\varphi' = \lambda_\varphi^2 \left[ 2(\tilde{m}ax - \tilde{m}in) + 2e^{\tilde{m}in - \tilde{m}ax} - 2 \right]$$

$$\boxed{\iint e^{-r \frac{|\varphi - \varphi'|}{\lambda_\varphi}} rd\varphi rd\varphi' = 2\lambda_\varphi^2 \left[ \Delta\phi + e^{-\Delta\phi} - 1 \right]},$$

avec  $\Delta\phi = r \frac{\Delta\varphi}{\lambda_\varphi}$ .



# H

## Identification du modèle équivalent de source de vitesse fluctuante associé au diaphragme multi-trous : prise en main de la méthode

---

En attendant l'arrivée de la maquette dans nos locaux et pour s'approprier la méthode d'identification du modèle équivalent de la source acoustique insérée dans la boucle d'essais Gascogne, des premières mesures ont été effectuées avec le diaphragme multi-trous.

La figure H.1 montre un exemple d'identification de la source de vitesse fluctuante adimensionnelle imposée par le diaphragme multi-trous, obtenue pour un débit de 40 L/s, filtrée entre 5 Hz et 35 Hz, avec trois couples différents de mesures de pression fluctuante en amont de la zone d'essais et en configuration de boucle fermée.  $V_{deb}$  et  $V_{trou}$  sont les vitesses d'écoulement respectivement dans la tuyauterie et dans les trous du diaphragme,  $f$  est la fréquence et  $ep_{diaph}$  est l'épaisseur du diaphragme. Les courbes se superposent relativement bien et un spectre similaire est obtenu en aval, ce qui confirme l'uniformité de la vitesse fluctuante dans la zone d'essai à basse fréquence. Le bruit généré par le diaphragme multi-trous est ainsi identifié et un fit linéaire fournit pour loi correspondante  $\frac{PSD(u)}{V_{deb}^2 \times \frac{ep_{diaph}}{V_{trou}}} = 2 \times 10^{-11} \left( \frac{f \times ep_{diaph}}{V_{trou}} \right)^{-2.7}$ . Cette approche innovante utilisant le modèle équivalent de Norton permet donc une caractérisation simple de la source de bruit insérée dans la boucle d'essai en tant que source de vitesse fluctuante imposée.

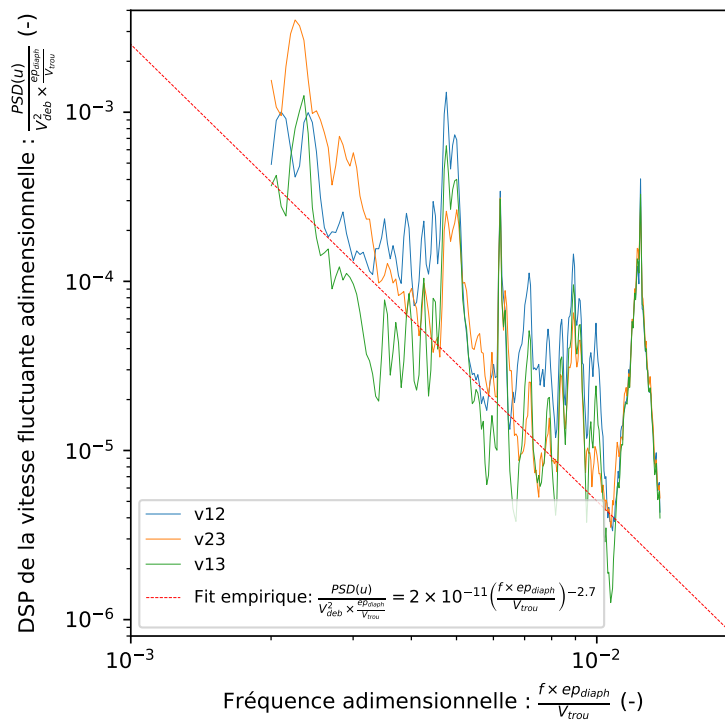


FIGURE H.1 – Identification de la source de vitesse fluctuante adimensionnelle imposée par le diaphragme multi-trous : vitesse fluctuante amont en configuration de boucle fermée pour un débit de 40 L/s, en utilisant différents couples de mesures.

## Bibliographie

---

- [1] M. ABOM. "Measurement of the scattering-matrix of acoustical two-ports." *Mechanical Systems and Signal Processing* 5 (1991), p. 89-104.
- [2] M. ABOM et H. BODEN. "Error analysis of two-microphone measurements in ducts with flows". *Journal of the Acoustical Society of America* 83 (1988), p. 2429-2438.
- [3] I. AFGAN et al. "Large eddy simulation of the flow around single and two side-by-side cylinders at subcritical Reynolds numbers." *Physics of Fluids* 23 (2011).
- [4] N. K. AGARWAL et M. K. BULL. "Acoustic wave propagation in a pipe with fully developed turbulent flow". *Journal of Sound and Vibration* 132 (1989), p. 275-298.
- [5] L. ALLIEVI. "Teoria generale del moto perturbato dell'acqua nei tubi in pressione." *Annali della Societa degli Ingegneri ed Architetture Italiani* (1902).
- [6] E. ALTSTADT, M. SCHEFFLER et F.P. WEISS. "Component vibration of VVER-reactors – diagnostics and modelling." *Progress in Nuclear Energy* 29.3-4 (1995), p. 129-138.
- [7] E. ALTSTADT et F.P. WEISS. "Finite-element based vibration analysis of WWER-440 type reactors." *Annals of Nuclear Energy* 26.12 (1999), p. 1037-1052.
- [8] A. ANGOT. *Compléments de mathématiques à l'usage des ingénieurs de l'électrotechnique et des télécommunications. 6ème édition.* Masson, 1972.
- [9] J. ANTUNES, X. DELAUNE et P. PITEAU. "Time-domain modeling of the random vibrations of tubes subjected to turbulence-conveying flows." *Proceedings of the ASME 2011 Pressure Vessels Piping Division Conference, PVP2011, July 17-21, 2011, Baltimore, Maryland, USA* (2011).
- [10] J. ANTUNES et al. "A new method for the generation of representative time-domain turbulence excitations." *Journal of Fluids and Structures* (2015), p. 1-19.
- [11] J. ANTUNES et al. "Time-domain modeling of the random vibrations of tubes subjected to turbulence-conveying flows." *Proceedings of the 10th International Conference on Flow-Induced Vibration and Flow-Induced Noise (FIV-2012)* (2012).
- [12] G.A. ARAUZ, S.F. FERRARELLO et P.H. SCHMITZER. "Piping System Evaluation ASME Pressure Vessels and Piping Systems Conference." *Symposium on Recent Advances in Structural Dynamics* (1987), p. 124-130.

- 
- [13] F.N. ARCHAMBEAU, N. MÉCHITOUA et M. SAKIZ. "Code\_Saturne : a Finite Volume Code for the Computation of Turbulent Incompressible Flows." *International Journal on Finite Volumes* (2004).
- [14] M. K. AU-YANG. "Pump-induced acoustic pressure distribution in an annular cavity bounded by rigid walls." *Journal of Sound and Vibration* 62.4 (1979), p. 577-591.
- [15] M. K. AU-YANG, B. BRENNEMAN et D. RAJ. "Flow-induced vibration test of an advanced water reactor model Part 1" turbulence-induced forcing function". *Nuclear engineering and design* 157.1-2 (1995), p. 93-109.
- [16] M.K. AU-YANG. *Flow-Induced Vibration of Power and Process Plant Components, A Practical Notebook*. American Society of Mechanical Engineers, 2001.
- [17] M.K. AU-YANG. "Response of reactor internals to fluctuating pressure forces." *Nuclear Engineering and Design* 35.3 (1975), p. 361-375.
- [18] M.K. AU-YANG et W.H. CONNELLY. "A computerized method for flow-induced random vibration analysis of nuclear reactor internals." *Nuclear Engineering and Design* 42.2 (1977), p. 257-263.
- [19] M.K. AU-YANG et K.B. JORDAN. "Dynamic pressure inside a PWR – A study based on laboratory and field test data." *Nuclear Engineering and Design* 58.1 (1980), p. 113-125.
- [20] Y. AUREGAN et R. STAROBINSKI. "Determination of acoustic energy dissipation / production potentiality from the acoustic transfer functions of a multiport." *Acustica united with Acta Acustica*. 85.6 (1999), p. 788-792.
- [21] F. AXISA. *Modélisation des systèmes mécaniques – Tome 4, Vibrations sous écoulements*. Hermes Science Publications., 2001.
- [22] F. AXISA et J. ANTUNES. *Modelling of mechanical systems : Fluid Structure Interaction*. T. 3. Elsevier, 2006.
- [23] F. AXISA, J. ANTUNES et B. VILLARD. "Random excitation of heat exchanger tubes by cross-flows." *Journal of Fluids and Structures* 4.3 (1990), p. 321-341.
- [24] E. BAGHERI, B.C. WANG et Z. YANG. "Influence of domain size on direct numerical simulation of turbulent flow in a moderately curved concentric annular pipe." *Physics of Fluids* 32.6 (2020).
- [25] H.P. BAKEWELL. "Longitudinal Space-Time Correlation Function in Turbulent Airflow." *The Journal of the Acoustical Society of America* 35.6 (1963), p. 936-937.
- [26] H.P. BAKEWELL. "Narrow-Band Investigations of the Longitudinal Space-Time Correlation Function in Turbulent Airflow." *The Journal of the Acoustical Society of America* 36.1 (1964), p. 146-148.
- [27] H.P. BAKEWELL. "Turbulent wall-pressure fluctuations on a body of revolution." *Journal of the Acoustical Society of America* 43.6 (1968), p. 1358-1363.

- 
- [28] H.P. BAKEWELL et al. "Wall Pressure Correlations in Turbulent Pipe Flow." *U. S. Navy Underwater Sound Laboratory AD-283683* (1962).
- [29] G.A. BANYAY et G.A. MEYER. "Synopsis - The Comprehensive Vibration Assessment Program (CVAP) for AP1000 Reactor Internals." *CAV WORKSHOP Wednesday, April 30th, 2014, Westinghouse* (2014).
- [30] M. J. R. BARDELEBEN et D. S. WEAVER. "Estimation of the acoustic scattering matrix for a centrifugal pump." *ASME International Mechanical Engineering Congress Exposition*. T. 36592. 2002, p. 809-819.
- [31] J.S. BENDAT et A.G. PIERSOL. *Random Data - Analysis and Measurement Procedures. 2ème édition*. Wiley-Interscience, 1986.
- [32] S. BENHAMADOUCHE. "On the use of (U)RANS and LES approaches for turbulent incompressible single phase flows in nuclear engineering applications." *Nuclear Engineering and Design* 312 (2017), p. 2-11.
- [33] S. BENHAMADOUCHE, M. ARENAS et W.J. MALOUF. "Wall-resolved Large Eddy Simulation of a flow through a square-edged orifice in a round pipe at  $Re = 25,000$ ." *Nuclear Engineering and Design* 312 (2017), p. 128-136.
- [34] S. BENHAMADOUCHE et al. "Experimental and Numerical Study of the Turbulent Flow through a Simplified PWR Guide Plate at  $ReH=30,000$ ." *The 19th International Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermalhydraulics, NURETH-19, Virtual Meeting, March 6-11, 2022* (2022).
- [35] H. BERRO et P. MOUSSOU. "Vibration spectrum of a water pipe under the effect of unsteady fluid loading." *Proceedings of the ASME 2015 Pressure Vessels & Piping Division Conference, Boston*. (2012).
- [36] W. K. BLAKE. *Mechanics of Flow-Induced Sound and Vibration V1 : Complex flow-structure interactions*. T. 2. Academic Press, 2017.
- [37] W. K. BLAKE. *Mechanics of Flow-Induced Sound and Vibration V1 : General Concepts and Elementary Sources*. T. 1. Elsevier, 2012.
- [38] R. D. BLEVINS. *Flow Induced Vibration*. Krieger Publishing Company. 1989.
- [39] R. D. BLEVINS. *Formulas for Natural Frequency and Mode Shape*. Krieger Publishing Company, Malabar, FL, Réimpression 2001. Édition d'origine 1979. 1979.
- [40] A. BOYER et J.F. LAURO. *Groupe moto-pompe primaire N4, 7e campagne d'essai sur la BEPRE de Gennevilliers - Etude du comportement hydro-acoustique de la pompe*. Note EDF R&D. 1993.
- [41] B. BRENNEMAN. "Random vibrations due to small-scale turbulence with the coherence integral method." *ASME Journal of Vibration Acoustics, Stress, and Reliability in Design* 109 (1987), p. 158-161.

- 
- [42] M.K. BULL. "Wall-Pressure Associated with Subsonic Turbulent Boundary Layer Flow." *Journal of Fluid Mechanics* 28 (1967), p. 719-754.
- [43] T. BURTON et al. "Chapitre 2 : The Wind Resource, page 27". *Wind energy handbook*. John Wiley & Sons, 2011.
- [44] J.C. CARRE et al. "PWR internals vibrational mode shapes calculation and tests." *Progress in Nuclear Energy* 1.1 (1977), p. 353-362.
- [45] A CASTIGLIANO. *Théorie de l'équilibre des systèmes élastiques et ses applications*. Negro, Turin. 1879.
- [46] *Cell size at the wall*. code\_saturne. URL : [https://www.code-saturne.org/cms/sites/default/files/file\\_attach/BPG/BPG-3-Cell-Size-At-The-Wall.pdf](https://www.code-saturne.org/cms/sites/default/files/file_attach/BPG/BPG-3-Cell-Size-At-The-Wall.pdf) (visité le 30/01/2023).
- [47] J.A. CHADHA. "Acoustic Source Properties of Governor Valves. Flow-Induced Vibration of Power Plant Components." *PVP-41 ASME* (1980), p. 125-138.
- [48] S.S. CHEN. *Flow-Induced Vibration of Circular Cylindrical Structures*. Rapp. tech. No. ANL-85-51. Argonne National Laboratory, 1985.
- [49] S.S. CHEN et M.W. WAMBSGANSS. "Parallel-Flow Induced Vibration of Fuel Rods." *Nuclear engineering and design* 18.2 (1972), p. 253-278.
- [50] S.S. CHEN et M.W. WAMBSGANSS. "Response of a flexible Rod to Near-field flow Noise." *ANL-7685* (1970), p. 5-31.
- [51] J.M. CLINCH. "Measurements of the wall pressure field at the surface of a smooth-walled pipe containing turbulent water flow." *Journal of Sound and Vibration* 9.3 (1969), p. 398-419.
- [52] J.M. CLINCH. "Prediction and measurement of vibrations induced in thin-walled pipes by the passage of internal turbulent water flow." *Journal of Sound and Vibration* 12 (1970), p. 429-451.
- [53] J.M. CLINCH. *Study of vibrations induced in thin-walled pipes under varying flow conditions*. Rapp. tech. NASA, 1967.
- [54] G. M. CORCOS. *Pressure Fluctuations in Shear Flows*. University of California, Institute of Engineering Research, 1962.
- [55] G. M. CORCOS. "The structure of the turbulent field in boundary layers flows". *Journal of Fluid Mechanics* 18 (1964), p. 353-378.
- [56] G.M. CORCOS. "Resolution of Pressure in Turbulence". *The Journal of the Acoustical Society of America* 35.2 (1963), p. 192-199.
- [57] A.G. DAVENPORT. "How can we simplify and generalize wind loads?" *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 54 (1995), p. 657-669.
- [58] P. O. A. L. DAVIES. "Practical flow duct acoustics." *Journal of Sound and Vibration* 124.1 (1988), p. 91-115.



- 
- [59] L. DIVARET. “Caractérisation des forces fluides s’exerçant sur un faisceau de cylindres oscillant latéralement en écoulement axial.” Thèse de doct. ENSTA ParisTech, 2014.
- [60] H.L. DRYDEN. “A review of the statistical theory of turbulence.” *Quarterly of Applied Mathematics* 1.1 (1943), p. 7-42.
- [61] M.R. DUBOURG et al. “Model experimentation and analysis of flow-induced vibrations of PWR internals.” *Nuclear Engineering and Design* 27.3 (1974), p. 315-333.
- [62] M. ESMAILZADEH et A.A. LAKIS. “Response of an open curved thin shell to a random pressure field arising from a turbulent boundary layer.” *Journal of Sound and Vibration* 331.2 (2012), p. 345-364.
- [63] M. ESMAILZADEH et al. “Prediction of the response of a thin structure subjected to a turbulent boundary-layer-induced random pressure field.” *Journal of Sound and Vibration* 328.1-2 (2009), p. 109-128.
- [64] Y. FOURNIER, C. VURPILOT et Béchaud C. “Evaluation of fluid flow in the lower core of a PWR with Code\_Saturne.” *Nuclear Engineering and Design* 237.15-17 (2007), 1729–1744.
- [65] N. FÉVRIER. “Présentation HCTISN - Point d’information sur la situation de l’EPR en France.” 2022. URL : [http://www.hctisn.fr/IMG/pdf/04\\_presentation\\_hctisn\\_v02.pdf](http://www.hctisn.fr/IMG/pdf/04_presentation_hctisn_v02.pdf).
- [66] M-C. GAUFFRE, S. BENHAMADOUCHE et P-B. BADEL. “Wall-Modeled Large Eddy Simulation of the Flow Through PWR Fuel Assemblies at  $Re_H = 66\ 000$  - Validation on CALIFS Experimental Setup.” *Nuclear Technology* 206.2 (2020), p. 255-265.
- [67] M. GERADIN et D. J. RIXEN. *Mechanical vibrations : theory and application to structural dynamics. 3ème édition*. John Wiley et Sons, 2015, p. 109-110.
- [68] R. J. GIBERT. *Vibrations des structures - Interactions avec les fluides - Sources d’excitation aléatoires*. Eyrolles, Paris, 1988.
- [69] M. HARRISON. “Pressure fluctuations on the Wall adjacent to a Turbulent Boundary Layer.” *David Taylor Model Basin Rept.* 1260 (1958).
- [70] R.T. HARTLEN et W. JASTER. “main Stream Vibration Driven Flow. Acoustic excitation.” *Practical Experience with Flow-Induced Vibrations Symposium, Karlsruhe, September 3-6 1979, Springer-Verlag* (1980).
- [71] H. HASSIS. “Noise caused by cavitating butterfly and monovar valves.” *Journal of Sound and Vibration* 225 (1999), p. 515-526.
- [72] G. C. J. HOFMANS et al. “Aeroacoustic response of a slit-shaped diaphragm in a pipe at low helmholtz number, 1 : quasi-steady results.” *Journal of Sound and Vibration* 244.1 (2001), p. 35-36.
- [73] K. R. HOLLAND et P. O. A. L. DAVIES. “Practical flow duct acoustics.” *Journal of Sound and Vibration* 230 (2000), p. 915-932.

- [74] I.E. IDEL'CIK. *Mémento des pertes de charge*. Collection de la Direction des Etudes et Recherches d'Electricité de France, 1969.
- [75] IRSN. *Dossiers d'options des principaux équipements sous pression nucléaires destinés aux futurs réacteurs EPR2*. 28 nov. 2023. URL : <https://www.irsn.fr/sites/default/files/documents/expertise/avis/2021/Avis-IRSN-2021-00049.pdf>.
- [76] IRSN. *Retour d'expérience des projets d'EPR dans le monde - Réponse à la saisine de la CNDP du 12 juillet 2022*. 28 nov. 2023. URL : [https://www.irsn.fr/sites/default/files/documents/expertise/rapports\\_expertise/surete/IRSN%202022%20Rapport%20technique%20CNDP%20REX%20EPR%20dans%20le%20monde.pdf](https://www.irsn.fr/sites/default/files/documents/expertise/rapports_expertise/surete/IRSN%202022%20Rapport%20technique%20CNDP%20REX%20EPR%20dans%20le%20monde.pdf).
- [77] N. JOBERT et al. "Flow Induced Vibrations for Reactor Internals of PWR : Less Art, More Science." *Proceedings of the 20th International Conference on Structural Mechanics in Reactor Technology. Int. Ass. for SMiRT* 1883 (2009).
- [78] A. JOLY. "Forces fluides stationnaires exercées sur un cylindre déformé en écoulement axial et confiné-application au dimensionnement sismique des assemblages combustibles." Thèse de doct. Université Paris Saclay (COmUE), 2018.
- [79] M. KOCHER et al. "Acoustic characterization of a test loop". *Proceedings of the 13th International Conference on Flow-Induced Vibration, 2024* (2024).
- [80] A. KOLMOGOROV. "The local structure of turbulence in incompressible viscous uid for very large Reynolds' numbers." *Dokl. Akad. Nauk SSSR* 30 (1941), p. 301.
- [81] S. KOTTAPALLI et al. "Hydrodynamic and acoustic pressure fluctuations in water pipes due to an orifice : Comparison of measurements with Large Eddy Simulations." *Journal of Sound and Vibration* 529 (2022), p. 116882.
- [82] R. LAGRANGE, L. PLADO COSTANTE et M. KOCHER. *Turbulence-Induced Vibration in Annular Flow of a Rigid Cylinder Mounted on a Cantilever Beam*. En cours de publication.
- [83] R. LAGRANGE et M.A. PUSCAS. "Viscous Theory for the Vibrations of Coaxial Cylinders : Analytical Formulas for the Fluid Forces and the Modal Added Coefficients." *Journal of Applied Mechanics* 90.6 (2023).
- [84] R. LAGRANGE et al. "Modal added-mass matrix of an elongated flexible cylinder immersed in a narrow annular fluid, considering various boundary conditions. New theoretical results and numerical validation." *Journal of Fluids and Structures* 114 (2022), p. 103754.
- [85] A.A. LAKIS et M.P. PAIDOUSSIS. "Prediction of the response of a cylindrical shell to arbitrary or boundary-layer-induced random pressure fields." *Journal of Sound and Vibration* 25.1 (1972), p. 1-27.
- [86] R.P. LETENDRE et al. *Vibration Analysis Plan for the AP1000 Comprehensive Vibration Assessment Program (CVAP), Non-Proprietary*. Rapp. tech. WCAP-17534-NP, APP-CVAP-GES-002, Revision 0. Westinghouse.

- 
- [87] J. LI et al. “Joint Acceptance Attenuation Factor of Integrated Pressure with Unsteady Pressure-Sensitive Paint Measurements.” *AIAA SCITECH 2023 Forum* (2023), p. 0637.
- [88] M. LI, M. LI et Y. SUN. “Effects of turbulence integral scale on the buffeting response of a long-span suspension bridge.” *Journal of Sound and Vibration* 490 (2021), p. 115-721.
- [89] M J Lighthill. “On sound generated aerodynamically. i general theory”. *Proceedings of the Royal Society of London*. 1952, p. 564-587.
- [90] J MAX. *Méthodes et techniques de traitement du signal et applications aux mesures physiques*. Masson , 3ème édition. 1981.
- [91] H. F. MAYER. “Ueber das Ersatzschema der Verstärkerröhre.” *Telegraphen- und Fernsprech-Technik* 15 (1926), p. 335-337.
- [92] A. MOHANY et S. ZIADA. “Flow-excited acoustic resonance of two tandem cylinders in cross-flow.” *Journal of Fluids and Structures* 21.1 (2005), p. 103-119.
- [93] P. MOIN. “Revisiting Taylor’s hypothesis.” *Journal of Fluid Mechanics* 640 (2009), p. 1-4.
- [94] J. MORLIER. “Notes sur l’identification modale.” ISAE/Supaero. URL : [https://personnel.isae-superaero.fr/IMG/pdf/LectureNote\\_.pdf](https://personnel.isae-superaero.fr/IMG/pdf/LectureNote_.pdf).
- [95] P. MOUSSOU et M. KOCHER. “CFD investigation of the turbulent pressure spectra and correlation lengths inside a coaxial cylinders channel.” *Proceedings of the 13th International Conference on Flow-Induced Vibration, 2024* (2024)).
- [96] T.M. MULCAHY. *Scale modeling flow-induced vibrations of reactor components*. Rapp. tech. Argonne National Lab.(ANL), Argonne, IL (United States), 1982.
- [97] E. NAUDASCHER et D. ROCKWELL. *Flow-Induced Vibrations : An Engineering Guide*. Rotterdam : A.A. Balkema. 1994.
- [98] E. L. NORTON. *Design of finite networks for uniform frequency characteristic*. Rapp. tech. No. TM26-0-1860. Bell Laboratories, 1926.
- [99] M. P. NORTON et M. K. BULL. “Mechanisms of the generation of external acoustic radiation from pipes due to internal flow disturbances”. *Journal of Sound and Vibration* 94 (1984), p. 105-146.
- [100] *Note interne*.
- [101] *Note interne*.
- [102] M.P. PAÏDOUSSIS. *Fluid-structure interactions : slender structures and axial flow, Volume 2. 2ème édition*. Academic press. 2016.
- [103] T. PAYEN. *AVIS IRSN N° 2022-00094 : EPR de Flamanville : Vibration de la ligne d’expansion du pressuriseur – Examen du dossier de justification de l’ajout d’un amortisseur dynamique (TMD)*. 3 mai 2022. URL : <https://www.irsnn.fr/FR/expertise/avis/2022/Documents/mai/Avis-IRSN-2022-00094.pdf>.
- [104] A. D. PIERCE. *Acoustics : an introduction to its physical principles and applications*. Springer, 2019.

- [105] A POWELL. "On the Fatigue Failure of Structures due to Vibrations Excited by Random Pressure Fields." *The Journal of the Acoustical Society of America* 30.12 (1958), p. 1130-1135.
- [106] Lord RAYLEIGH. *The Theory of Sound*. The Macmillan Company (réimprimé en 1945 par Dover Publications). T. 1. 1877.
- [107] J.R. REAVIS. "Vibration Correlation for Maximum Fuel-Element Displacement in Parallel Turbulent Flow." *Nuclear Science and Engineering* 38.1 (1969), p. 63-69.
- [108] G. REETHOF. "Turbulence-generated noise in pipe flow." *Annual Review of Fluid Mechanics* 10.1 (1978), p. 333-367.
- [109] U.S. Nuclear regulatory commission office of nuclear regulatory RESEARCH. *Regulatory guide 1.20 - Comprehensive vibration assessment program for reactor internals during preoperational and startup testing*. URL : <https://www.nrc.gov/docs/ML1605/ML16056A338.pdf>.
- [110] A. RIBES et C. CAREMOLI. "Salomé platform component model for numerical simulation." *31st Annual International Computer Software and Applications Conference (COMP-SAC 2007), Beijing, China, 2007* (2007), p. 553-564.
- [111] H.S. RIBNER. "The generation of sound by turbulent jets." *Advances in Applied Mechanics* 8 (1964), p. 103-182.
- [112] S. W. RIENSTRA et A. HIRSCHBERG. *An introduction to Acoustics*. University of Eindhoven, 2013.
- [113] W. RITZ. "Theorie der Transversalschwingungen einer quadratische Platte mit freien Rändern." *Annalen der Physik* 28 (1909), p. 737-786.
- [114] W. RITZ. "Über eine neue Methode zur Lösung gewisser Variationsprobleme der mathematischen Physik." *Journal für Reine und Angewandte Mathematik* 135 (1908), p. 1-61.
- [115] U. ROHDE et al. "Fluid mixing and flow distribution in a primary circuit of a nuclear pressurized water reactor-Validation of CFD codes." *Nuclear Engineering and Design* 237 (2007), p. 1639-1655.
- [116] C. ROUBY. "Cours de mécanique des structures élancées." 2022.
- [117] G. RZENTKOWSKI et S. ZBROJA. "Experimental characterization of centrifugal pumps as an acoustic source at the blade-passing frequency." *Journal of Fluids and Structures* 14.4 (2000), p. 529-558.
- [118] H.H. SCHLOEMER. "Effects of Pressure Gradients on Turbulent-Boundary- Layers Wall-Pressure Fluctuations." *The journal of the acoustical society of America* 42.1 (1967), p. 93-113.
- [119] D.Y. SHENG et M. SEID. "Towards the development of a full-scale transient CFD model to simulate the static and dynamic in-core mass flux distribution in a classical German PWR." *Proceedings of the NURETH-16, Chicago, IL, USA* (2015).

- 
- [120] E. J. SKUDRZYK et G. P. HADDLE. "Noise Production in a Turbulent Boundary Layer by Smooth and Rough Surfaces." *The journal of the acoustical society of America* 32.1 (1960), p. 19-34.
- [121] SNCT. *CODAP2020*. URL : <http://codes.snctpublications.com/fr/content/codap%C2%AE-division-1-2020-0>.
- [122] G. I. TAYLOR. "Statistical theory of turbulence." *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences* 151.873 (1935), p. 421-444.
- [123] G. I. TAYLOR. "The spectrum of turbulence." *Proceedings of the Royal Society of London. Series A-Mathematical and Physical Sciences* 164.919 (1938), p. 476-490.
- [124] P. TESTUD et al. "The whistling potentiality of an orifice in a confined flow using an energetic criterion." *Journal of Sound and Vibration* 325(4-5) (2009), p. 769-780.
- [125] Ph. TESTUD et al. "Noise generated by cavitating single-hole and multi-hole orifices in a water pipe." *Journal of Fluids and Structures* 23.2 (2007), p. 163-189.
- [126] *The Open Source Integration Platform for Numerical Simulation*. Salomé. URL : <https://www.salome-platform.org> (visité le 02/02/2023).
- [127] L. C. THÉVENIN. "Sur un nouveau théorème d'électricité dynamique." *Comptes rendus hebdomadaires des séances de l'Académie des Sciences* 97 (1883), p. 159-161.
- [128] C.W.S. TO. "The acoustic simulation and analysis of complicated reciprocating compressor piping systems, i. analysis technique and parameter matrices of acoustic elements." *Journal of Sound and Vibration* 96.2 (1984), p. 175-194.
- [129] J.B. VERNON. *Linear Vibration theory : generalized properties and numerical methods*. New-York : Wiley. 1967.
- [130] Th. VON KARMAN et C.C. LIN. "On the concept of similiarity in the theory of isotropic turbulence." *Reviews of Modern Physics* 21.3 (1949).
- [131] Th. VON KARMAN et C.C. LIN. "On the statistical theory of isotropic turbulence." *Advances in applied mechanics* 2 (1951), p. 1-19.
- [132] W. A. VONWINKLE. "Some Measurements of Longitudinal Space-Time Correlations of Wall Pressure Fluctuations in Turbulent Pipe Flow." *U. S. Navy Underwater Sound Laboratory* 526 (1961).
- [133] W.W. WILLMARTH et C.E. WOOLDRIDGE. "Measurements of the Fluctuating Pressure at the Wall beneath a Thick Turbulent Boundary Layer." *Journal of Fluid Mechanics* 14.2 (1962), p. 187-210.
- [134] E.J. WILSON. *AP1000 Comprehensive Vibration Assessment Program (CVAP) Measurement Test and Inspection Plan, Non-Proprietary*. Rapp. tech. No. WCAP-17584-NP, APP-CVAP-T6P-101, Revision 0. Westinghouse.

**Titre :** Vibrations sous chargement turbulent en géométrie cylindrique avec admissions impactantes - Application à un espace annulaire de cuve de réacteur à eau pressurisée.

**Mots clés :** vibrations sous écoulement, maquette analytique, chargement turbulent, interaction fluide-structure, joint acceptance, espace annulaire.

**Résumé :** Les cuves de réacteurs à eau pressurisée subissent des vibrations, dues notamment à l'écoulement dans l'espace séparant la cuve de l'enveloppe de cœur : leur compréhension et leur maîtrise constituent un enjeu tant scientifique que de sûreté. La description conventionnelle de ces vibrations repose sur un spectre de pression fluctuante de référence, des longueurs de corrélation longitudinales et circumférentielles, et l'élaboration d'un chargement modal sur la base de l'intégrale de *joint acceptance*. Elle suppose une pression turbulente homogène sur la surface du cylindre interne, hypothèse *a priori* non adaptée à la configuration industrielle, avec la présence de trois ou quatre branches d'admission.

Via une démarche couplée expérimentale – numérique, l'objectif est de quantifier les conséquences de cette simplification et d'améliorer la représentation du chargement, en s'appuyant sur un cas de référence élémentaire, constitué de deux cylindres co-axiaux soumis à deux jets impactants perpendiculaires à l'axe des cylindres. Sur une maquette en

eau modulable conçue à cet effet, après la caractérisation, au moyen de capteurs de pression fluctuante en paroi, du chargement turbulent avec cylindre interne fixe, les vibrations obtenues en disposant le cylindre interne sur des languettes flexibles sont analysées : la forte inhomogénéité des vitesses de convection (entre 0 et 4 m/s), ainsi que des spectres de pression fluctuante (plusieurs ordres de grandeur selon la fréquence) et de leurs longueurs de corrélation (évolutions différentes selon la fréquence et variations du simple au double) numériquement prédite, est effectivement observée, selon un accord calculs-essais particulièrement remarquable.

L'ensemble des résultats d'essais et de simulations LES constitue ainsi un cas-test de référence bien documenté de vibrations sous écoulement turbulent en espace annulaire avec admissions impactantes. Il servira de base pour des modélisations numériques et un moyen d'essai représentant des configurations plus complexes.

**Title :** Vibrations under turbulent loading in cylindrical geometry with impinging inlets - Application to a pressurized water reactor vessel annular gap.

**Keywords :** flow-induced vibration, experimental case test, turbulent forcing, fluid-structure interaction, joint acceptance, annular gap.

**Abstract :** Pressurized water reactor vessels are prone to vibrations, due in particular to the flow in the gap between the vessel and the core barrel : understanding and controlling them is both a scientific and a safety issue. The conventional description of these vibrations is based on a reference fluctuating pressure spectrum, on longitudinal and circumferential correlation lengths, and on a modal forcing based on the *joint acceptance* integral. It assumes a homogeneous turbulent pressure on the inner cylinder surface, which is *a priori* not adapted to the industrial configuration, with three or four inlet branches.

Using a coupled experimental-numerical approach, the aim is to quantify the consequences of this simplification and improve the representation of forcing, based on an elementary reference case consisting of two co-axial cylinders submitted to two impinging jets perpendicular to the cylinder axis. On a modular

water mock-up built-up for that purpose, after characterizing the turbulent forcing with a fixed inner cylinder using fluctuating wall pressure sensors, the vibrations obtained by arranging the inner cylinder on flexible plates are analyzed : the strong inhomogeneity of convection velocities (between 0 and 4 m/s), as well as of fluctuating pressure spectra (several orders of magnitude depending on frequency) and of their correlation lengths (different evolutions with frequency and variations up to a factor two) numerically predicted, is actually observed, with a particularly remarkable calculation-test agreement. These LES simulation and test results thus constitute a well-documented reference test case for flow-induced vibrations in annular gap configurations with impinging inlets. It will be a basis for future numerical modelling and experimental mock-ups representing more complex configurations.