

Table des matières

Remerciements	iii
Notations principales	xi
Introduction	1
1 Contexte industriel	5
1.1 Réacteurs à eau pressurisée	5
1.2 L'assemblage combustible	6
1.3 Tenue au séisme de l'assemblage combustible	8
1.4 Amortissement sous écoulement axial	9
1.5 Objectifs de la thèse	12
2 Forces fluides dans une configuration simplifiée	15
2.1 État de l'art : structures élancées sous écoulement axial	15
2.2 FICEL : une configuration simplifiée pour tester le modèle TLP	19
2.3 Modèle TLP dans la configuration FICEL	20
2.3.1 Notations	20
2.3.2 Force potentielle de Lighthill : théorie des corps élancés	21
2.3.3 Force visqueuse de Taylor-Divaret : hypothèse 2D	22
2.3.3 (a) Force de Taylor-Païdoussis	23
2.3.3 (b) Force de Taylor-Divaret	24
2.3.3 (c) Discussion sur la valeur du coefficient c_N	25
2.3.3 (d) Estimation du coefficient de traînée en situation confinée	25
2.3.4 Bilan : un modèle à trois coefficients	27
3 Dispositif expérimental	29
3.1 Conception et réalisation d'une maquette	29
3.1.1 Essais en soufflerie	29
3.1.2 Choix préliminaires	30
3.1.2 (a) Géométrie	30
3.1.2 (b) Degrés de liberté	30
3.1.2 (c) Mesures de force	32
3.1.3 Dimensions	32
3.1.3 (a) Diamètre et pas, nouveau convergent	32
3.1.3 (b) Longueur	32

3.1.4	Vitesse d'écoulement et nombre de Reynolds	33
3.1.5	Support du cylindre, dispositifs de réglage	33
3.1.5 (a)	Mesure de force et support	33
3.1.5 (b)	Translation et rotation	34
3.1.5 (c)	Flexion	34
3.1.6	Matériaux et épaisseurs	37
3.1.6 (a)	Matériau des cylindres	37
3.1.6 (b)	Épaisseur des cylindres, masse totale et flèche sous poids propre	38
3.1.6 (c)	Matériau des cloisons	39
3.1.7	Instrumentation	39
3.1.7 (a)	Efforts résultants : balance	39
3.1.7 (b)	Vitesse d'écoulement	40
3.1.8	Assemblage de la maquette	41
3.1.8 (a)	Pointes	41
3.1.8 (b)	Cylindres périphériques	42
3.1.8 (c)	Cylindre central	42
3.1.9	Bilan	44
3.2	Modèle numérique de la maquette	46
3.2.1	Motivations	46
3.2.2	Simulations RANS	46
3.3	Caractérisation de l'écoulement dans la maquette FICEL	50
3.3.1	Écoulement incident : taux de turbulence et inhomogénéités	50
3.3.2	Champ de vitesse en configuration alignée	51
4	Résultats	55
4.1	Forces globales	55
4.1.1	Notations et démarche	55
4.1.2	Traînée	57
4.1.3	Rotation	59
4.1.3 (a)	Efforts pertinents, prédiction du modèle TLP	59
4.1.3 (b)	Portance	59
4.1.3 (c)	Moment	61
4.1.3 (d)	Efforts théoriquement nuls	61
4.1.3 (e)	Bilan	61
4.1.4	Translation	62
4.1.4 (a)	Efforts pertinents, prédiction du modèle TLP	62
4.1.4 (b)	Portance	62
4.1.4 (c)	Moment	62
4.1.4 (d)	Efforts théoriquement nuls	62
4.1.4 (e)	Bilan	64
4.1.5	Flexion	64
4.1.5 (a)	Efforts pertinents, prédiction du modèle TLP	64
4.1.5 (b)	Portance	65

4.1.5 (c) Moment	65
4.1.5 (d) Efforts théoriquement nuls	67
4.1.5 (e) Bilan	67
4.2 Forces locales	67
4.2.1 Notations et démarche	67
4.2.2 Traînée	68
4.2.3 Rotation	68
4.2.4 Translation	69
4.2.5 Flexion	70
4.3 Discussion	71
4.3.1 Traînée constante	71
4.3.2 Portance en rotation : peu d'influence du confinement	71
4.3.3 Pas de raideur fluide en translation	71
4.3.4 Pas de relation simple entre vitesse axiale et pression dans une section	71
4.3.5 Pertinence du modèle TLP pour une déformation quelconque	74
4.3.6 Rôle des couches limites	75
5 Conclusion	77
5.1 Rappel des résultats essentiels	77
5.2 Cas d'un assemblage combustible	78
5.2.1 Estimation des forces d'après des résultats expérimentaux	78
5.2.2 Recalage du modèle TLP	79
5.2.3 Résultats	80
5.2.4 Discussion	81
5.3 Perspectives	81
Annexes	83
A Dynamique d'un cylindre flexible en écoulement axial	85
A.1 Modèle TLP de forces fluides en dynamique	85
A.1.1 Force de Lighthill	85
A.1.2 Force de Taylor-Divaret	87
A.2 Dynamique d'un cylindre appuyé à ses extrémités	88
A.2.1 Principe des puissances virtuelles	89
A.2.2 Approche à un mode	91
A.2.3 Approche à plusieurs modes : couplage par les forces fluides	92
A.2.4 Équation du mouvement	94
B Cas de la flexion	95
B.1 Calcul de la flèche	95
B.2 Expression de la déformée	96
B.3 Efforts fluides résultants	97
B.3.1 Portance	97

B.3.2 Moment	97
C Données techniques	99
Bibliographie	103

Notations principales

C_i	coefficient de force fluide globale : $F_i / (1/2 \rho U^2 DL)$	[-]
$C_i(x)$	coefficient de force fluide locale : $f_i(x) / (1/2 \rho U^2 D)$	[-]
C_L	coefficient de portance	[-]
C_D	coefficient de traînée	[-]
C_N	coefficient de force normale	[-]
C_T	coefficient de force tangentielle	[-]
c_L	coefficient de Divaret : $C_L = -c_L \alpha_z$	[-]
c_N	$C_N = -c_N \alpha_z$ et $c_N = c_L + C_D$	[-]
C_{Mi}	coefficient de moment : $C_{Mi} = M_i / (1/2 \rho U^2 DL^2)$	[-]
D	diamètre du cylindre	[m]
D_h	diamètre hydraulique (éq. 2.18)	[m]
F	force résultante	[N]
$f(x)$	densité linéique de force	[N/m]
L	longueur du cylindre	[m]
M	moment résultant	[N.m]
Re	nombre de Reynolds : UD_h/ν	[-]
S	section du cylindre : $\pi D^2/4$	[m ²]
u	vitesse locale dans la direction principale de l'écoulement	[m/s]
U	vitesse débitante : moyenne de u dans une section	[m/s]
w	déplacement transverse d'une section de cylindre	[m]
w'	dérivée spatiale de w , angle local	[-]
\dot{w}	dérivée temporelle de w	[m/s]
x	abscisse le long du cylindre, origine au centre (fig. 3.18)	[m]
\tilde{x}	abscisse, origine à l'extrémité amont du cylindre : $\tilde{x} = x - L/2$	[m]
Z	déplacement du cylindre en translation	[m]
α_z	angle de rotation du cylindre	[rd]
δ	flèche à l'extrémité du cylindre	[m]
λ_c	coefficient de perte de charge (éq. 2.17)	[-]
ν	viscosité cinématique du fluide	[m ² /s]
ρ	masse volumique du fluide	[kg/m ³]
χ	coefficient de masse ajoutée (éq. 2.6)	[-]

Introduction

Sûreté nucléaire, séisme et société

Cette thèse se termine en 2018, alors que le premier réacteur nucléaire de troisième génération de type EPR vient de démarrer sa production, à Taishan en Chine, et qu'en France la programmation pluriannuelle de l'énergie (PPE) doit façonner l'avenir énergétique du pays. L'énergie nucléaire est évidemment l'une des questions centrales de cette PPE, avec, au-delà des avantages manifestes de cette source d'énergie (fiabilité, compétitivité, production bas carbone), toutes les passions qu'elle suscite. Sur la gestion des déchets nucléaires, et sur la sûreté des réacteurs en fonctionnement. Sept ans après l'accident de Fukushima, la société attend plus que jamais des garanties de sûreté au plus haut niveau, avec une sensibilité particulière à la problématique du séisme. Rappeler qu'à Fukushima la mise en sécurité des réacteurs suite au séisme a bien fonctionné, mais que c'est le tsunami qui a provoqué les défaillances ayant engendré l'accident, n'est pas suffisant. Les ingénieurs se doivent d'apporter des réponses aux inquiétudes de la société, même quand ils doutent de leur pertinence technique. Les concepteurs de voitures autonomes se confronteront rapidement à ce type de questions : alors qu'en 2018 les premiers accidents mortels provoqués par ces véhicules sont déjà apparus, invoquer l'amélioration générale de la sécurité routière apportée par cette technologie prometteuse ne suffira peut-être pas à désarmer la méfiance de la société, cristallisée sur certains cas exceptionnels. EDF, exploitant responsable, soumis à une obligation de transparence, et dont les orientations stratégiques sont liées aux objectifs que lui fixent les pouvoirs publics, réévalue sans cesse la sûreté de ses installations. Dans le contexte évoqué ci-dessus, la thématique de la tenue au séisme des centrales est l'un des aspects importants de ces réévaluations.

Les centrales nucléaires en France

Les 58 réacteurs d'EDF en exploitation en France en 2018 sont des réacteurs à eau pressurisée (REP). Cette conception d'origine américaine est importée en France à partir des années 1960 suite à la création de la Franco-Américaine de Constructions Atomiques (Framatome). Un prototype de 300 MW est d'abord mis en service en 1967 à Chooz dans les Ardennes. Après l'abandon de la filière française uranium naturel graphite gaz en 1969¹, les deux premiers REP de la longue série des 900 MW sont construits à Fessenheim, en Alsace (mise en service en 1977), suivis de près par les quatre REP de Bugey (Ain). Début 1980, trente réacteurs sont en construction. Sont mis en service, de 1980 à 1993, 28 réacteurs 900 MW (Blayais, Chinon,

1. Source : http://fr.wikipedia.org/wiki/Uranium_naturel_graphite_gaz, consulté le 1^{er} juillet 2018.

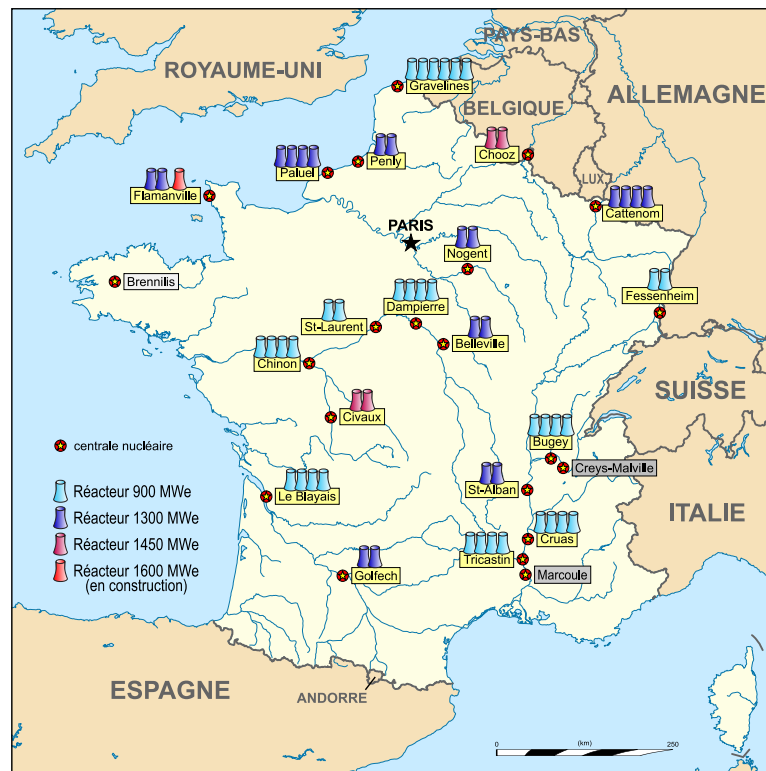


Fig. 1 – Carte des centres nucléaires de production d'électricité en France en 2018. Source : Wikipédia³.
Note : chaque réacteur est symbolisé par une tour aéroréfrigérante, même pour les réacteurs non équipés de tours.

Cruas, Dampierre, Gravelines, Saint-Laurent, Tricastin) et 20 réacteurs 1300 MW (Flamanville, Paluel, Saint-Alban puis Belleville, Cattenom, Golfech, Nogent, Penly). Les quatre derniers réacteurs du parc actuellement en exploitation, d'une puissance électrique de 1450 MW chacun, sont mis en service à la fin des années 90 à Chooz et Civaux², voir la carte en figure 1.

Conception et marges de dimensionnement

La technologie REP, qui a beaucoup évolué depuis ses débuts, est basée sur une conception remontant aux années cinquante [85]. Elle a pris son essor à une époque où l'outil informatique était plus limité qu'aujourd'hui, ce qui ne permettait pas la connaissance aussi détaillée qu'on peut désormais avoir des conditions de fonctionnement de ses différents composants. Même lorsque les inconnues sont nombreuses, l'ingénieur doit aboutir à un concept fonctionnel et robuste. Il dimensionne les structures qu'il conçoit en appliquant des méthodes éprouvées, et applique des coefficients de sécurité afin de prendre en compte les incertitudes liées à ces méthodes. De trop faibles marges de dimensionnement peuvent mener à la rupture, la structure n'étant alors pas robuste à des cas de chargement non prévus. La ruine du terminal 2E de l'aéroport de Roissy Charles-de-Gaulle le 23 mai 2004 en est une illustration : la commission d'enquête administrative avait observé en février 2005 qu'il s'agis-

2. Sources : [41] et http://fr.wikipedia.org/wiki/Liste_des_réacteurs_nucléaires_en_France, consulté le 1^{er} juillet 2018.

3. http://commons.wikimedia.org/wiki/File:Nuclear_power_plants_map_France-fr_2.svg, consulté le 1^{er} juillet 2018.

sait de « l'effondrement d'une structure dont la réserve de résistance initiale était faible »⁴. Aussi, les centrales nucléaires ont été conçues en prenant des marges de dimensionnement importantes. Dans le cadre des réévaluations de sûreté des centrales, quantifier ces marges de dimensionnement doit permettre de prioriser les actions pour améliorer leur sûreté. Car n'oublions pas que l'ingénieur doit proposer des solutions sûres, viables techniquement mais aussi économiquement.

Pertinence de l'approche expérimentale

En cas de manque d'informations, l'ingénieur peut certes prendre des marges de dimensionnement, mais il peut aussi chercher à collecter de nouvelles données. En 2018, malgré l'arrivée à maturité des méthodes numériques déterministes et l'avènement de l'intelligence artificielle, l'approche expérimentale reste le moyen privilégié de produire des données primaires fiables. Par ailleurs, la confrontation au réel qu'impose le processus expérimental a la vertu de susciter une compréhension poussée des phénomènes physiques et de leur origine. Après tout, nos centrales, bien qu'ayant à gagner en efficacité grâce au numérique, restent des machines thermiques bien réelles que nous ne pouvons convenablement exploiter sans en avoir une compréhension pratique approfondie.

Plan de la thèse

Ces quelques remarques préliminaires ont planté le décor de cette thèse, qui a pour objet de contribuer à améliorer la précision des calculs de tenue au séisme de l'assemblage combustible. Ce composant essentiel des centrales est le siège de la réaction nucléaire et donc de la libération de chaleur qui va permettre de produire de l'électricité. La chaleur est récupérée par un écoulement d'eau le long de l'assemblage ; prévoir son comportement sous séisme est donc un problème d'interaction fluide-structure.

Le rôle et les caractéristiques de l'assemblage combustible sont décrits en détail au chapitre 1. Ce chapitre relate aussi l'historique industriel de la prise en compte des forces fluides dans le dimensionnement sismique des assemblages combustibles. Il annonce ensuite l'ambition de la thèse : arriver à une description satisfaisante des forces fluides dans une configuration simple mais transposable au cas industriel. Le chapitre 2 propose une telle configuration, après avoir fait un tour d'horizon des études académiques pouvant aider à résoudre la question industrielle. Un modèle de forces fluides adapté à cette configuration est alors construit à partir de la littérature. Cette thèse est avant tout expérimentale, et le chapitre 3 détaille les caractéristiques d'un banc d'essai spécialement mis en place pour tester cette configuration. Sont exposées aussi dans ce chapitre les méthodes utilisées dans un modèle numérique similaire à la maquette. Les résultats, présentés au chapitre 4, sont l'occasion d'illustrer les bénéfices qu'on peut tirer d'une bonne synergie entre simulations numériques et essais. Ces résultats sont mis en regard du modèle semi-empirique décrit au chapitre 2. Le chapitre 5, enfin, récapitule les résultats essentiels de la thèse et propose un exemple d'application au cas industriel.

4. <http://www.lemoniteur.fr/article/rapport-berthier-le-scenario-de-la-catastrophe-roissy-terminal-2e-une-structure-trop-fragile.359824>, consulté le 10 juillet 2018.

1

Contexte industriel

Dans ce premier chapitre, la problématique industrielle est abordée pas à pas, pour aboutir à une formulation claire des objectifs de la thèse. Le composant assemblage combustible est remis dans son contexte, puis décrit en détail. Les ingrédients du calcul de tenue au séisme de ce composant sont ensuite indiqués, et une large place est faite à l'historique de la prise en compte des effets d'interaction fluide-structure. C'est au regard de cet historique que les objectifs industriels de la thèse sont identifiés.

1.1 Réacteurs à eau pressurisée

Une centrale nucléaire n'est rien d'autre qu'une machine thermique produisant de l'électricité par détente de vapeur sous pression à travers une turbine. Les centrales thermiques classiques utilisent la combustion comme source de chaleur primaire pour produire de la vapeur ; dans une centrale nucléaire, c'est la réaction en chaîne de fission de l'uranium qui assure ce rôle.

Comme mentionné en introduction, les réacteurs en exploitation en France sont de type *réacteur à eau pressurisée* (REP), et cette technologie est majoritaire dans le nucléaire civil à l'échelle du monde. Dans un REP, la réaction nucléaire se produit au niveau des *assemblages combustibles*, qui sont au nombre de 200 environ, soit une puissance électrique moyenne d'un peu moins de 7 MW par assemblage. Ils constituent ensemble le *cœur* du réacteur. Situés dans la *cuve* (figure 1.2), ils sont exposés à un écoulement d'eau qui, par convection, récupère la chaleur libérée par la réaction nucléaire. Cette eau chaude, 300 °C environ mais à l'état liquide car sous pression (155 bar, d'où le nom de ce type de réacteur), après avoir gagné une trentaine de degrés dans le cœur, est acheminée vers des échangeurs thermiques appelés *générateurs de vapeur*. Ils font l'interface entre le *circuit primaire*, où l'eau est partout à l'état liquide, et le *circuit secondaire*, comprenant des portions en vapeur, des portions en eau

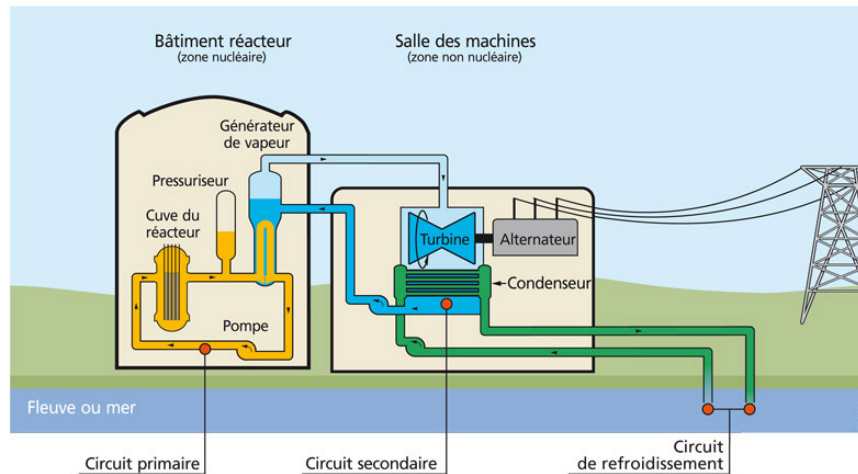


Fig. 1.1 – Schéma de principe d'un réacteur à eau pressurisée. Source : IRSN ¹.

liquide et des portions diphasiques (voir figure 1.1). La cuve et les générateurs de vapeur sont confinés à l'intérieur du bâtiment réacteur. Le circuit secondaire sort du bâtiment réacteur pour rejoindre la salle des machines, où se trouvent la turbine et l'alternateur qui produit l'électricité.

1.2 L'assemblage combustible

Le composant qui nous intéresse ici est l'assemblage combustible (figure 1.3). C'est un objet élancé, disposé verticalement, d'environ 4 m de haut et 20 cm de côté. Plus précisément, il s'agit d'un faisceau de 17x17 *crayons combustibles*, constitués eux-mêmes d'une gaine en acier renfermant les pastilles d'uranium. Un certain nombre de crayons sont remplacés par des *tubes guides*, prévus pour l'insertion à travers l'assemblage combustible des *barres de contrôle* en bore. Assemblées en une *grappe* (figure 1.4a), elles permettent de réguler voire stopper la réaction en chaîne. Par assemblage, on compte 264 crayons et 25 tubes guides.

L'écoulement d'eau permettant de récupérer la chaleur de la réaction nucléaire se fait dans le sens de la longueur, du pied à la tête de l'assemblage combustible. Le cas de mécanique des fluides auquel on a affaire ici appartient donc à la famille des écoulements axiaux, par opposition aux écoulements transverses comme on peut en rencontrer couramment dans les échangeurs thermiques, par exemple.

La vitesse moyenne entre les crayons combustibles, ou *vitesse débitante*, vaut environ 5 m/s. Tous les demi-mètres, une *grille entretoise* assure la cohésion d'ensemble de l'assemblage et, grâce à des ailettes, crée de la turbulence dans l'écoulement afin de favoriser l'échange de chaleur entre le crayon et l'eau ; c'est pourquoi on l'appelle aussi *grille de mélange*.

L'assemblage est posé sur un *embout inférieur*. Le contact permanent avec la plaque inférieure est assuré par la plaque supérieure, qui exerce une forte pression sur les ressorts

1. http://www.irsn.fr/FR/connaissances/Installations_nucleaires/Les-centrales-nucleaires/reacteurs-nucleaires-France, consulté le 1^{er} juillet 2018.

2. [http://en.wikipedia.org/wiki/EPR_\(nuclear_reactor\)](http://en.wikipedia.org/wiki/EPR_(nuclear_reactor)), consulté le 1^{er} décembre 2016.

3. Source des photos : photocenter.edf.com, © EDF – Damien Charfeddine et Sophie Brandstrom.

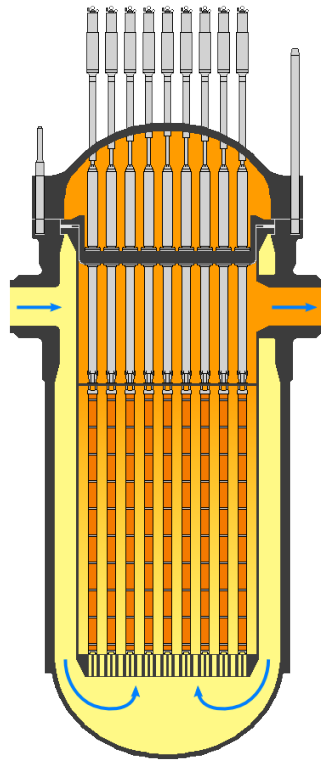


Fig. 1.2 – Cuve de réacteur à eau pressurisée schématisée, avec assemblages combustibles. Source : Wikipédia².

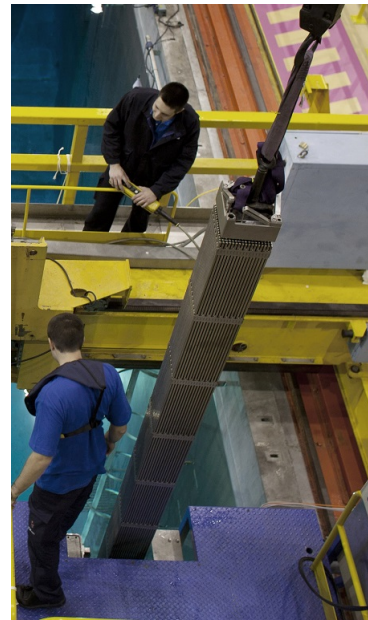
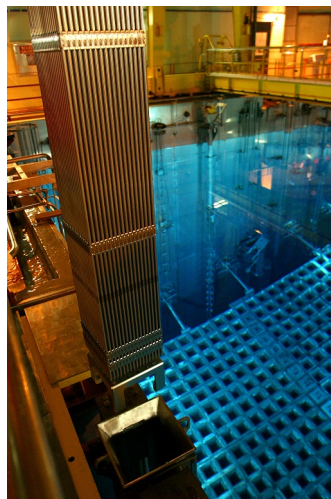
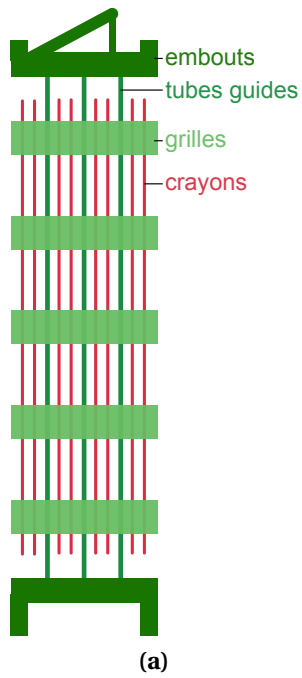


Fig. 1.3 – Assemblage combustible : (a) représentation schématisée de la structure ; (b) mise en eau, centrale de Saint-Alban ; (c) centre de formation de Chalon-sur-Saône³.

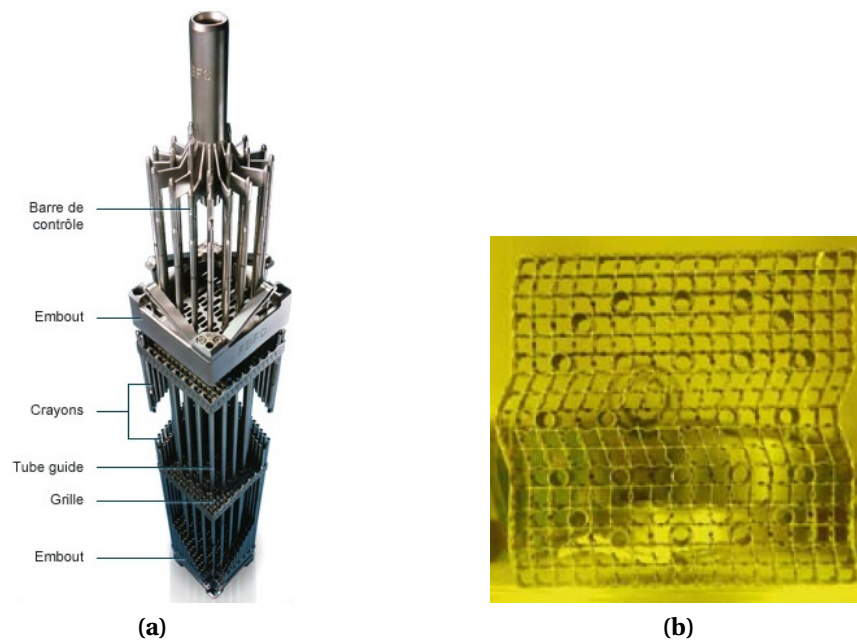


Fig. 1.4 – Composants d'un assemblage combustible : (a) grappe de barres de contrôle avec assemblage⁴ ; (b) grille déformée lors d'un essai de flambement [104].

de l'*embout supérieur*. Sans cela, les importantes pertes de charge à travers les crayons et les grilles soulèveraient l'assemblage, qui pèse un peu moins d'une tonne.

1.3 Tenue au séisme de l'assemblage combustible

En cas de séisme, la priorité est de stopper la réaction en chaîne. Les grappes sont libérées et les barres de contrôle tombent par gravité dans les assemblages combustibles. Le temps de chute est d'autant plus court que les tubes guides, et donc les assemblages, sont rectilignes. Il reste maîtrisé tant que les grilles entretoises ne flambent pas sous l'effet des chocs avec les grilles voisines (figure 1.4b), par suite des secousses sismiques transmises via le bâtiment réacteur à la cuve. Le critère de tenue au séisme des assemblages combustibles est donc un critère en forces de choc entre les grilles. Ces forces sont estimées pour des chargements sismiques dimensionnants, et comparées à la limite de flambement des grilles.

Estimer les forces de choc entre grilles sur un cœur complet sous écoulement serait trop coûteux expérimentalement. La tenue au séisme est donc évaluée par calcul réglementaire. Le calcul est effectué sur une seule rangée d'assemblages, la plus longue du cœur [46], ce qui est considéré comme conservateur. Le comportement dynamique de la structure est modélisé par un assemblage de poutres et de ressorts (typiquement, modèle bi-poutre ou poutre de Timoshenko) avec des paramètres recalés par essais vibratoires en air [72].

Les phénomènes d'interaction fluide-structure entre les secousses des assemblages et l'écoulement d'eau du circuit primaire ne sont pas négligeables. Ils sont pris en compte dans le calcul de tenue au séisme via des termes inertiels [10,83] et par l'ajout d'un coefficient d'amortissement fluide sur les modes propres de structure intervenant dans le calcul dyna-

4. Source : <http://www.aveva.com/FR/activites-807/la-fabrication-des-assemblages-de-combustible.html>, consulté le 5 décembre 2016.

mique [99]. La présente thèse doit contribuer à améliorer ce modèle de forces fluides, en particulier sur l'amortissement fluide. Cela doit permettre, dans une démarche de sûreté nucléaire, de mieux connaître les marges de dimensionnement.

1.4 Amortissement sous écoulement axial

L'amortissement fluide a fait l'objet de nombreuses études, des années 1970 à aujourd'hui. Des travaux mentionnant l'amortissement fluide sur une structure élancée sous écoulement axial, en l'occurrence un cylindre flexible, sont publiés à la fin des années 1960 et au début des années 1970 par deux contributeurs importants en interaction fluide-structure, discipline alors naissante : M. P. Païdoussis [60] côté canadien et S.-S. Chen [11,14] côté américain. Ces études sont plutôt fondamentales mais visent notamment des applications sur le combustible nucléaire. Païdoussis étudie plutôt les instabilités à grande vitesse d'écoulement, tandis que Chen met l'accent sur les phénomènes d'amortissement fluide à plus faible vitesse. Il remarque alors leur caractéristique principale : l'amortissement fluide augmente avec la vitesse d'écoulement. Païdoussis et Chen proposent d'emblée un modèle semi-empirique pour représenter les forces fluides s'exerçant sur les structures élancées en écoulement axial, se basant sur des travaux britanniques des années 50 et 60 [38,48,94] sur lesquels nous reviendrons au prochain chapitre.

Les premiers résultats publiés d'essais sur une maquette échelle 1 d'assemblage combustible complet sous écoulement apparaissent en 1979 [89]. Menés par l'entreprise américaine Babcock & Wilcox, ils confirment les prévisions de Chen : les oscillations libres d'un assemblage initialement tiré en son centre puis lâché font apparaître un amortissement important sous écoulement (figure 1.5), d'un facteur allant jusqu'à 4 par rapport aux essais en eau stagnante. Les auteurs notent que la température de l'eau, contrairement à la vitesse d'écoulement, a peu d'effet sur l'amortissement fluide.

Des essais sur modèles réduits [93] puis sur assemblage combustible complet [40] sont conduits une dizaine d'années plus tard par Mitsubishi au Japon, avec des conclusions similaires et quelques nouvelles informations. Mentionnons notamment :

- la bonne adéquation, sur les valeurs d'amortissement fluide, entre des essais sur table vibrante (veine et maquette excitées dynamiquement) et des essais de lâcher en veine fixe [93] ;
- l'identification des contributions respectives des crayons et des grilles entretoises dans l'amortissement fluide [40] : un coefficient de force d'amortissement fluide linéique est attribué à chaque crayon⁵ et à chaque cellule de grille ; le coefficient de grille (0,55) est sept fois plus important que celui des crayons (0,08) ;
- la cohérence entre les essais sur modèle réduit (faisceaux de 3x3 ou 5x5 crayons) et les essais échelle 1 [40] : les coefficients de crayon et de grille obtenus sur les modèles réduits permettent de prédire les résultats obtenus avec une maquette d'assemblage à l'échelle ;
- la valeur conséquente de l'amortissement fluide sur assemblage complet [40] : à vitesse

5. Il s'agit du coefficient c_N du paragraphe 2.3.3.

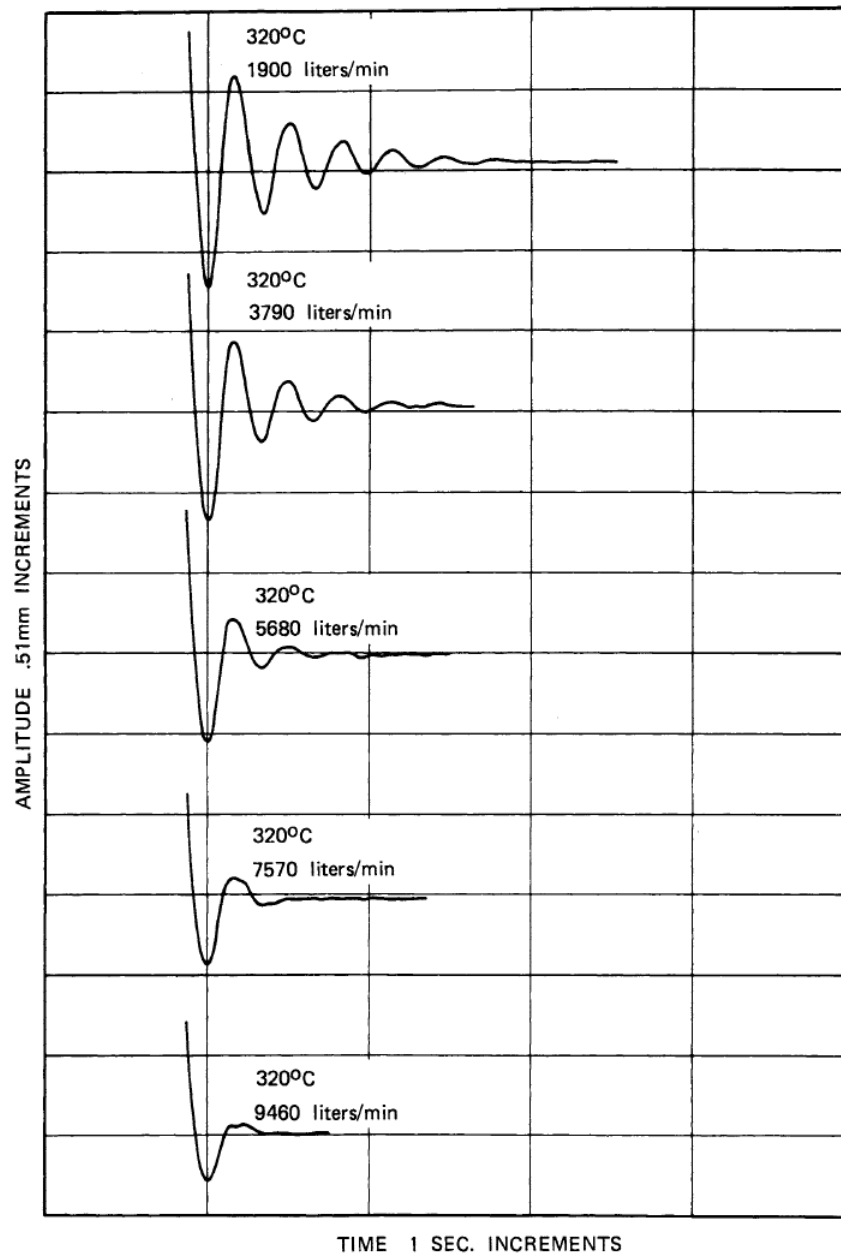


Fig. 1.5 – Mise en évidence de l'amortissement sous écoulement axial, par Stokes & King en 1979 [89] : réponse d'un assemblage combustible à un essai de lâcher pour différentes vitesses d'écoulement.

d'écoulement nominale (5 m/s), l'amortissement vaut environ 40 % (taux d'amortissement critique).

Dans les années 1980, l'analyse de mesures de neutronique sur des réacteurs en fonctionnement au Japon et aux États-Unis permet de retrouver des taux d'amortissement du même ordre de grandeur (20–30 %) sur le premier mode de flexion des assemblages, pour de faibles amplitudes de vibration [18,33].

La communauté française (CEA, Framatome puis EDF), à partir de 1991, commence par observer elle aussi ce fort amortissement fluide sur des modèles réduits et s'inquiète de ne pas disposer de modèle simple pour l'expliquer [32]. Puis elle élabore des modèles assez complexes, tout en restant consciente du manque de données expérimentales pour valider ces modèles [6], notamment sur la représentation proposée pour la force d'amortissement fluide. Elle adopte donc la stratégie de recalage de modèle issue du Japon [40] : le terme d'amortissement fluide, dans le modèle théorique, est associé à un coefficient dont la valeur est déterminée d'après le comportement vibratoire de l'assemblage observé lors d'essais sous écoulement.

Dans les années 2000, une nouvelle génération d'essais voit le jour, avec pour but de quantifier précisément l'amortissement fluide et ainsi de rendre les calculs de tenue au séisme plus réalistes. Une campagne d'essais sur maquette d'assemblage à l'échelle est réalisée aux États-Unis par Westinghouse et publiée en 2006 [52]. Il s'agit à nouveau d'essais de lâcher, et les auteurs évoquent la difficulté à déterminer l'amortissement par la méthode classique du décrément logarithmique, l'amortissement étant si fort que les oscillations disparaissent en moins d'une période. Ils basent donc leur estimation sur le rapport entre le déplacement initial et le premier pic de la réponse temporelle. Par cette méthode, ils trouvent des taux d'amortissement allant jusqu'à 60 % en condition de fonctionnement nominal, ce qui est un peu plus élevé mais comparable, d'après eux, à d'autres références [17,32,89].

Il semble que les réflexions de la fin des années 2000 sur ce sujet aient abouti, côté américain, à une procédure normalisée de mesure de l'amortissement sous écoulement axial. En témoigne une note Mitsubishi de 2013, dont une version publique est disponible sur le site web de la *Nuclear Regulatory Commission* [53]. Des essais de lâcher sont réalisés sur l'assemblage à certifier, en variant trois paramètres (déplacement initial, débit et température de l'eau), et en réalisant trois essais pour chaque jeu de paramètres. Un amortissement fluide dépendant de l'amplitude de déplacement est déduit de ces essais. Il sert de donnée d'entrée aux calculs de tenue au séisme.

Côté français, les difficultés des essais de lâcher précédemment mentionnées mènent à la mise en place d'un nouveau dispositif expérimental : l'assemblage sera désormais soumis à une excitation quasi-harmonique grâce à un vérin hydraulique asservi en déplacement [17] (boucle Hermes, figure 1.6). La mesure de force au niveau de ce vérin permet d'obtenir une courbe de réponse en gain et en phase et donc d'identifier l'amortissement fluide, pour le premier mode [56] (figure 1.7) voire pour les suivants [4]. Pour accéder aux modes suivants, le vérin est relié non plus à la grille centrale mais à une grille dans la partie supérieure de l'assemblage [82].

Les campagnes d'essais réalisées au CEA Cadarache visent par ailleurs à approfondir les questions suivantes.

- Couplage entre assemblages voisins : un réseau de 3x3 maquettes réduites d'assemblage combustible est soumis à un écoulement axial et l'assemblage central est sollicité dynamiquement. Les forces induites sur les voisins de l'assemblage central sont du même ordre de grandeur, que l'on considère les voisins dans la direction du mouvement ou ceux dans la direction transverse [80].
- Représentativité des essais par rapport à la situation en cœur : la plupart des essais visant à déterminer l'amortissement d'écoulement axial sont réalisés en plaçant un assemblage unique dans une veine aux parois plus ou moins proches de l'assemblage. L'assemblage est donc entièrement cloisonné, alors qu'en cœur ses voisins constituent des parois moins étanches. Par ailleurs, le bypass entre l'assemblage et les parois de la veine d'essai est plus large que l'espace entre deux assemblages : il doit laisser suffisamment de place aux oscillations forcées. Typiquement, le bypass dans les essais a une largeur de 10 à 20 mm [56,81], tandis que l'espace entre deux assemblages en cœur est inférieure à 2 mm. Il se produit dans ces bypass des phénomènes qui ne sont pas forcément pertinents pour la transposition aux conditions de confinement en cœur, comme par exemple un effet de raideur fluide [76,81].

En 2009, Ricciardi *et al.* [79] développent une approche de milieux poreux, qui intègre le modèle de forces fluides couramment utilisé pour les structures flexibles en écoulement axial, mais le complète afin de respecter les spécificités de l'assemblage combustible. Sont notamment pris en compte les écoulements transverses au sein de l'assemblage. L'ambition est de disposer d'un modèle permettant de décrire le couplage entre assemblages. Cette approche théorique est implémentée numériquement, et confrontée à des résultats expérimentaux sur une configuration à deux maquettes réduites d'assemblage. Afin de pouvoir l'appliquer aux essais avec un seul assemblage confiné, Ricciardi et Boccaccio enrichissent cette approche dans des publications ultérieures [75,82]. Pour mieux décrire l'écoulement dans les bypass, ils introduisent une loi de pertes de charge variables selon la largeur du bypass, et prennent en compte un retard de phase par rapport aux mouvements de l'assemblage. Ricciardi peut alors réaliser des études paramétriques exhaustives par simulation numérique, sur différentes configurations [76–78].

1.5 Objectifs de la thèse

En 2015, une étude menée au sein d'EDF [71] a cherché à déterminer les forces fluides stationnaires s'exerçant sur un assemblage combustible déformé statiquement. En utilisant les mesures réalisées sur la boucle Hermes au CEA, la répartition des forces fluides locales a été obtenue par résolution d'un problème inverse à partir des données de déformation de l'assemblage sous écoulement et d'un modèle mécanique décrivant le comportement de structure de l'assemblage.

Les résultats sont partiellement interprétables à la lumière de la représentation des forces fluides construite pour les essais dynamiques (cf. section précédente et chapitre suivant).

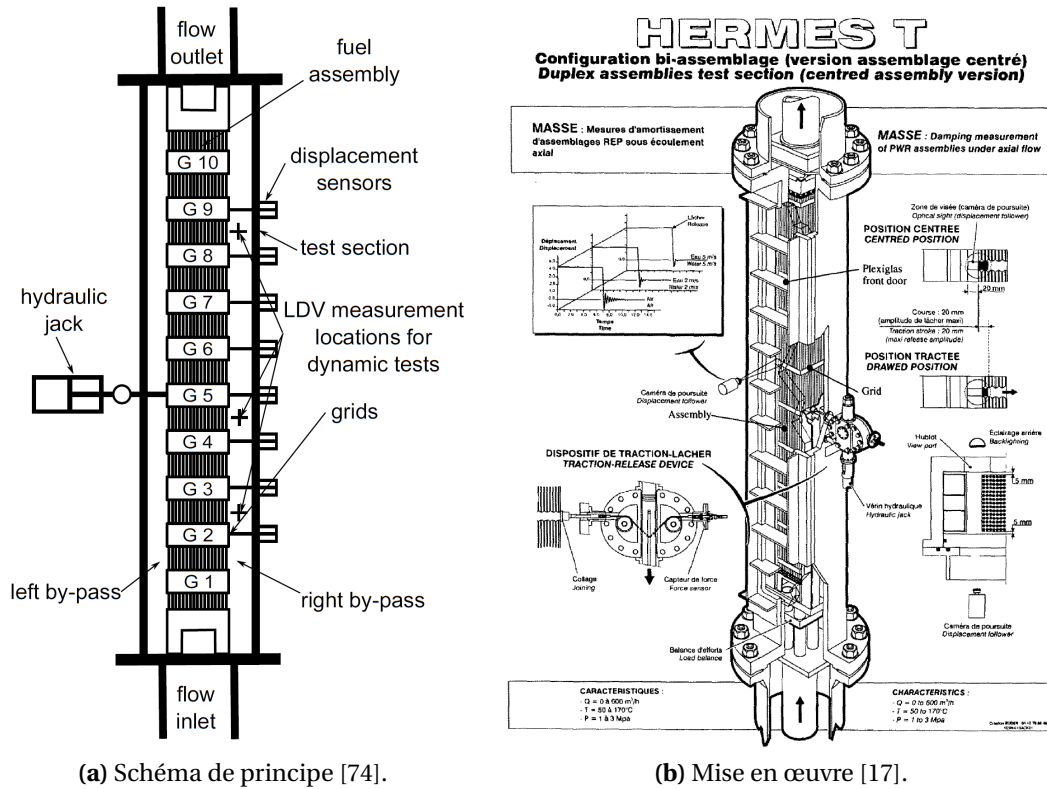


Fig. 1.6 – Essais de sollicitation dynamique d'un assemblage combustible sous écoulement réalisés au CEA Cadarache sur la boucle Hermes.

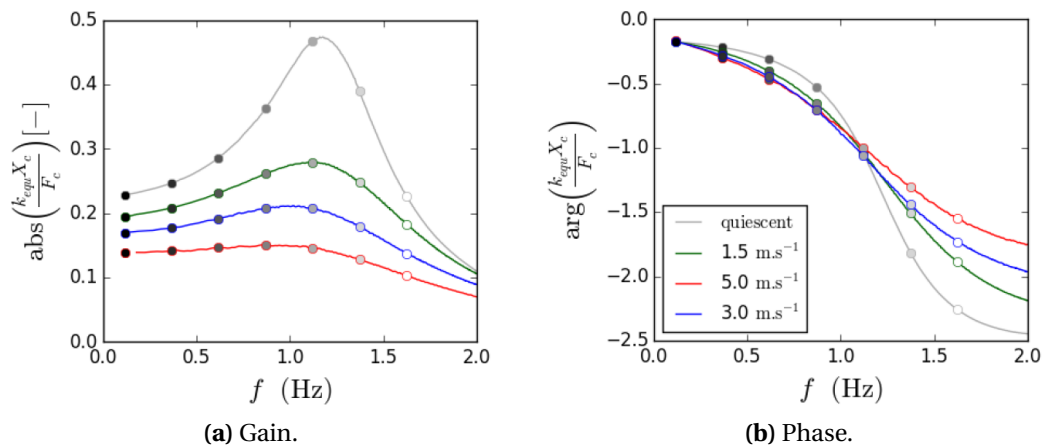


Fig. 1.7 – Fonction de transfert entre force exercée sur l'assemblage et déplacement de la grille centrale, en fluide stagnant et pour différentes vitesses d'écoulement [56].

Néanmoins, le rapport conclut que l'image des forces fluides qui s'y dessine « nécessite des études et des expériences complémentaires pour être affinée et validée ». C'est ce besoin qui est à l'origine de la présente thèse.

L'assemblage combustible est un objet complexe, aussi bien du point de vue fluide que du point de vue structure. Aussi, les paramètres gouvernant les essais sont difficiles à contrôler, ce qui mène à une répétabilité passable des résultats quantitatifs d'une campagne à l'autre. D'où l'idée de conduire des essais dans une configuration simplifiée, avec un nombre réduit de paramètres facilement contrôlables. La première mission de cette thèse consiste donc à définir une telle configuration, à la fois simple et transposable à l'objet industriel. Les résultats doivent ensuite permettre de consolider ou amender les modèles de force fluide utilisés pour l'assemblage combustible.

Cette configuration simplifiée est aussi une bonne occasion de valider les méthodes numériques mises en œuvre habituellement pour simuler les écoulements en cœur. Il s'agit notamment de vérifier que le modèle de turbulence choisi est adapté pour estimer les forces fluides. Ces méthodes pourront alors être appliquées avec une confiance accrue pour simuler des situations inaccessibles expérimentalement car trop coûteuses, par exemple le cas d'un réseau de 3x3 assemblages combustibles complets.

2

Forces fluides dans une configuration simplifiée

Le chapitre précédent a abouti sur l'expression du besoin suivant : disposer d'une expérience simplifiée dans laquelle déterminer les forces fluides locales de manière détaillée, avec l'objectif de pouvoir transposer la représentation des forces fluides ainsi obtenue au cas d'un assemblage combustible réel. Afin d'être pertinent dans la définition de cette configuration simplifiée, il semble judicieux de commencer par faire un tour d'horizon de la littérature scientifique correspondant à la problématique industrielle. C'est l'objet de la première section de ce chapitre. La deuxième section introduit une telle configuration, et la troisième décrit le modèle de force fluide que la littérature existante suggère pour la configuration envisagée.

2.1 État de l'art : structures élancées sous écoulement axial

Le cas industriel présenté au chapitre précédent appartient, d'un point de vue scientifique, à la tradition de l'étude des structures élancées et flexibles en écoulement axial. Cette tradition, portée principalement par l'école de Païdoussis, se base sur des travaux réalisés dans les années 1950 et au début des années 1960 par trois scientifiques britanniques. Taylor, en 1952 [94], propose un modèle pour la force fluide visqueuse, en s'inspirant des études de tenue au vent des câbles et en distinguant différents cas de rugosité de la paroi du cylindre. L'expression retenue pour cette force par les auteurs ultérieurs est, selon les propres mots de Taylor, « entièrement spéculative » : il ne dispose pas alors de données expérimentales pour valider ce modèle aux faibles angles d'incidence ($\alpha < 10^\circ$)¹. Il applique ce modèle à l'étude de

1. Les seules données expérimentales dont Taylor dispose sont issues d'une référence que nous n'avons pas retrouvée (Relf & Powell, 1917), donnant la portance et la traînée sur un cylindre droit, incliné par pas de 10° . Il faudra attendre les travaux d'Ersdal & Faltinsen en 2006 [29], confirmés et affinés en 2014 par Divaret *et al.* [24] pour avoir des données plus fines aux faibles angles.

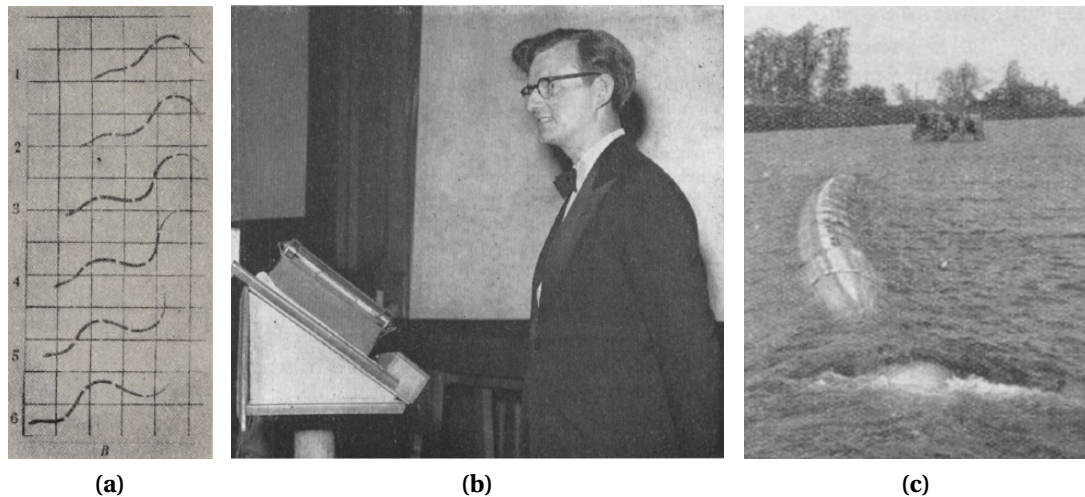


Fig. 2.1 – Contributions fondatrices pour les structures élancées en écoulement axial : (a) clichés de nage de serpent réalisés par Gray et reproduits par Taylor [94] ; (b) Lighthill donnant une leçon sur la théorie des corps élancés à l'*Institution of Mechanical Engineers* [47] ; (c) prototype de barge flexible, par Hawthorne [38].

la nage des animaux aquatiques élancés (figure 2.1a). En 1960, Lighthill (figure 2.1b) étudie à son tour ce sujet [47,48], mais avec une approche différente de celle de Taylor. Il s'inspire plutôt du domaine de l'aérodynamique supersonique des objets pointus [43,57,101], et donne une expression de la force fluide potentielle, dans le cadre de la théorie des corps élancés (*slender body theory*). En sommant ces deux termes, potentiel pour Lighthill et visqueux pour Taylor, Hawthorne [38] établit en 1961 la première équation du mouvement d'un cylindre flexible en écoulement axial et note sa similitude avec celle d'une conduite flexible (écoulement externe vs écoulement interne). Il l'applique à la conception d'une barge flexible permettant de transporter, par voie maritime ou fluviale, des fluides plus légers que l'eau (figure 2.1c).

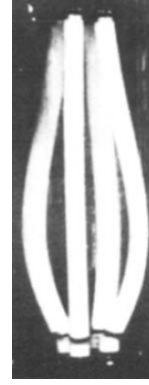
En 1966, Païdoussis reprend et approfondit l'approche théorique de Hawthorne, cette fois avec un objectif d'application au combustible nucléaire. Il explore la stabilité de l'équation du mouvement en variant les conditions aux limites (cylindre appuyé ou encastré à ses extrémités, voire libre à l'extrémité aval) [59]. Il confronte les prédictions de son modèle à des résultats d'essais sur un cylindre seul, peu confiné [60] (figure 2.2a). Il observe un accord satisfaisant entre essais et théorie sur les seuils d'instabilité (vitesse d'écoulement critique prédite avec une erreur inférieure à 25 %), mais note des écarts plus importants sur les caractéristiques du mouvement au-delà de ces seuils (amplitude de flambement, fréquence et amplitude de flottement).

Les équations de Païdoussis deviennent par la suite, entre autres, un objet de curiosité mathématique. Un certain nombre d'auteurs vont réécrire ces équations dans des configurations similaires ou différentes (par exemple pour le cas d'un fil en écoulement axial, donc sans rigidité de flexion), et mener des études théoriques de stabilité sur celles-ci [27,44,45,58,68,95–97].

En 1973, Païdoussis [61] donne une nouvelle version de ses équations, pour le cas d'un cylindre confiné : il y incorpore un terme de pertes de charge dans la conduite, et introduit un



(a) Cylindre seul encastré-libre, premier mode de flambement [66].



(b) Faisceau de 4 cylindres en configuration appuyé-appuyé, mode collectif de flambement [62].

Fig. 2.2 – Exemples d'études expérimentales d'instabilités par Païdoussis *et al.*

coefficient de masse ajoutée qui augmente avec le confinement. Cette version peut s'utiliser pour étudier la dynamique d'un cylindre flexible à l'intérieur d'un faisceau rigide. Néanmoins, elle ne prend pas en compte les couplages qui apparaissent dans un réseau de cylindres tous flexibles, comme cela serait le cas pour les assemblages combustibles d'un cœur de réacteur.

La question du couplage sous écoulement axial entre cylindres d'un réseau ne sera pas traitée dans cette thèse, mais nous donnons ici un aperçu de la littérature sur le sujet. Citons d'abord les travaux théoriques réalisés au milieu des années 1970 par Chen avec Chung, en l'absence d'écoulement et avec [15] ou sans [12] paroi extérieure autour du réseau, ou en prenant partiellement en compte le couplage sous écoulement [11]. Païdoussis complète le modèle théorique de Chen, en 1977 avec Suss [67] puis en 1979 [62], et surtout confronte dans cette dernière référence son modèle abouti avec des résultats d'essais sur un faisceau de 4 cylindres flexibles (figure 2.2b). Là encore, l'étude se focalise sur les caractéristiques des instabilités pouvant apparaître. Les vibrations des cylindres d'un faisceau dans un régime de vitesse d'écoulement inférieure au seuil d'instabilité sont étudiées en 1984 [65] puis en 1994 [34,35]. Plus récemment (2016), mentionnons les travaux expérimentaux et numériques d'Adjiman *et al.* [1,2] sur les modes collectifs de flambement dans des réseaux de cylindres et de plaques en écoulement axial, ainsi que l'étude théorique et numérique de De Ridder *et al.* [20] sur un faisceau de 7 cylindres (2017).

Une autre piste prise par la recherche sur les équations de Païdoussis est le développement d'une version non-linéaire de celles-ci afin de mieux décrire le comportement instable des structures. Cela fait l'objet d'un article en trois parties publié par l'équipe de Païdoussis en 2002 [51,66,88], dans le cas d'un cylindre seul encastré-libre. Cet article commence par récapituler l'historique du sujet, donne de nouveaux résultats d'essais, établit une équation du mouvement avec moins de restrictions que précédemment sur l'amplitude des grandeurs du mouvement (déplacement, pente, courbure), puis donne une comparaison quantifiée entre essais et prédictions théoriques. En 2005, Modarres-Sadeghi *et al.* [54] complètent l'approche de 2002, pour le cas d'un cylindre appuyé-appuyé. Pour ces conditions aux limites, ils se voient contraints d'utiliser un modèle de poutre extensible, ce qui mène à un couplage

entre l'équation de flexion et l'équation de traction-compression, qui étaient jusque-là découplées. D'autres études suivront ; elles sont répertoriées de manière exhaustive dans le livre de Païdoussis publié en 2016 [64], avec le recul de son expérience incomparable.

La plupart des études mentionnées jusqu'ici prennent pour acquise la décomposition des forces fluides en force théorique de Lighthill (potentielle) et force empirique de Taylor (visqueuse). La partie centrale de l'article de 2002 mentionné au paragraphe précédent (Lopes *et al.* [51]) donne quelques remarques intéressantes à ce sujet, mais ne remet pas en cause cette décomposition ni la forme de la force de Taylor. Ce modèle de force fluide, qu'on appellera modèle de Taylor-Lighthill-Païdoussis (TLP), est adopté car ayant montré sa valeur prédictive sur des essais de vibration sous écoulement, en recalant éventuellement certains coefficients.

Conscients de ce manque de données de validation, de la sensibilité des prédictions du modèle TLP à ses coefficients, et peut-être par manque de proximité avec les scientifiques ayant porté ce modèle (et bien qu'en ayant assimilé tout l'historique publié), De Ridder *et al.* préfèrent s'en affranchir². Ils réalisent en 2013 [19] puis 2015 [21] des simulations numériques d'interaction fluide-structure où les forces fluides sont déterminées par résolution numérique des équations de Navier-Stokes et le mouvement de la structure déterminé par couplage avec le fluide. En étudiant les caractéristiques des modes propres d'un cylindre seul en écoulement axial, ils observent une bonne cohérence entre le modèle TLP et leurs simulations sur les fréquences, mais pas sur l'amortissement, sous-estimé par le modèle TLP.

Le même constat est fait par Divaret *et al.* en 2014 [23,24]. Suivant la voie ouverte en 2006 par Ersdal & Faltinsen [29], ils mesurent les forces fluides stationnaires sur un cylindre droit en écoulement quasi-axial, dans une gamme d'angles d'incidence jusque-là peu explorée ($\alpha < 5^\circ$). Cela leur permet de mettre à jour le modèle de Taylor dans cette gamme, aussi bien sur l'origine de la force fluide que sur la valeur des coefficients. Ces nouveaux coefficients donnent une explication satisfaisante de l'amortissement fluide qu'ils observent sur des essais dynamiques, où un cylindre rigide oscille latéralement en écoulement axial. Nous reviendrons en détails sur ce sujet au paragraphe 2.3.3.

Ces précisions tardives sur la force de Taylor à faible angle d'incidence s'expliquent par l'intérêt limité porté dans la littérature scientifique au sujet de l'amortissement fluide, l'essentiel des travaux s'étant concentré sur des régimes d'écoulement où les termes déstabilisants dominent. Chen avait bien fait quelques contributions en 1972 [14] et 1981 [13], mais le principe restait celui d'un modèle établi a priori puis recalé sur des résultats d'essais vibratoires.

Le comportement des structures flexibles en écoulement axial continue d'éveiller l'intérêt de la communauté scientifique, comme le montrent les dernières publications en date sur le sujet [69,70]. Différentes équipes à travers le monde s'en sont approprié la tradition et ont conduit leurs propres essais ou simulations numériques, pour des cas particuliers qui les intéressaient. Elles viennent ainsi consolider et étendre la connaissance des phénomènes

2. D'autres études numériques récentes ont été menées avec la même intention de se passer du modèle TLP [22,39,49,50], mais contrairement aux travaux de De Ridder *et al.*, celles-ci ne cherchent pas à comparer leurs résultats avec les prédictions du modèle.

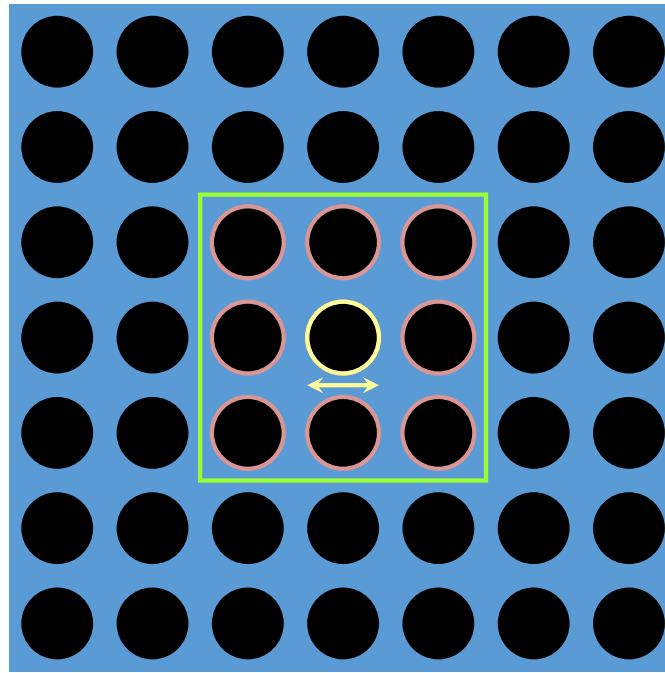


Fig. 2.3 – Configuration FICEL : réseau de cylindres, interaction entre un cylindre et ses voisins directs.

d'interaction fluide-structure en écoulement axial.

2.2 FICEL : une configuration simplifiée pour tester le modèle TLP

Pour définir la configuration simplifiée à traiter dans cette thèse, nous proposons de délimiter le périmètre d'étude selon les critères suivants.

- Dans la lignée des travaux de Divaret [23], l'objet d'intérêt est un *cylindre*. Il s'agit en effet de la structure élancée la plus simple que l'on puisse étudier. Pour ce qui est de la transposition au cas industriel, le cylindre a l'avantage de pouvoir être aussi bien assimilable à un crayon combustible qu'à un assemblage complet.
- L'accent est mis sur les forces fluides *stationnaires* sur un cylindre *déformé* statiquement. Si Divaret a étudié en détails la répartition des forces fluides sur un cylindre droit et faiblement incliné par rapport à l'écoulement, la littérature est en revanche pauvre en données primaires sur l'effet d'une courbure statique du cylindre³. Il s'agit donc d'un problème pertinent du point de vue scientifique. Compte tenu des questions soulevées par les estimations de force fluide sur un assemblage déformé statiquement (cf. section 1.5), ce problème est pertinent aussi du point de vue industriel.
- Le cylindre déformé est de plus *confiné*. Cela permet, par rapport aux travaux de Divaret sur un cylindre isolé, de se rapprocher du cas industriel. Les mêmes conditions de confinement que celles d'un crayon combustible sont envisagées : le cylindre étudié fait partie d'un réseau de cylindres quasi-infini. De manière analogue aux travaux de Tanaka *et al.* sur des réseaux de cylindres en écoulement transverse [90–92], nous

3. Au cours de nos recherches bibliographiques, les seuls indices que nous ayons trouvés permettant de vérifier le modèle TLP dans le cas d'un cylindre courbé sont des données issues de simulations numériques présentées par De Ridder *et al.* [21].

faisons l'hypothèse que les effets de confinement sont majoritairement imputables aux voisins directs du cylindre étudié. Au lieu d'un réseau infini, nous examinerons donc le cas d'un faisceau de 3x3 cylindres (figure 2.3).

La configuration ainsi définie est baptisée FICEL⁴, et se résume comme suit.

Configuration FICEL

Forces fluides stationnaires sous écoulement axial exercées sur un cylindre déformé, ce cylindre étant confiné au centre d'un faisceau de 3x3 cylindres.

Cette configuration, originale d'un point de vue académique et applicable au cas industriel, présente les limitations suivantes :

- la qualité de la transposition à l'assemblage combustible est soumise à l'importance du rôle des grilles, qui ne sont pas prises en compte ici ;
- le cas dynamique n'est pas traité ;
- les couplages entre cylindres voisins ne sont pas étudiés.

2.3 Modèle TLP dans la configuration FICEL

L'historique du modèle de forces fluides de Taylor-Lighthill-Paidoussis a été détaillé dans la section 2.1. Dans cette section, nous le décrivons de manière explicite pour le cas particulier d'un cylindre confiné, déformé statiquement et sous écoulement stationnaire (configuration FICEL, section 2.2). Le cas dynamique est traité dans l'annexe A.

2.3.1 Notations

On considère un cylindre de diamètre D , de section $S = \pi D^2/4$. Au repos, le cylindre est droit et son axe est confondu avec l'axe x du repère. L'écoulement incident, de vitesse U et de masse volumique ρ , est orienté selon ce même axe, dans le sens des x positifs (figure 2.4). La déformée du cylindre est décrite par le déplacement w de son axe. Afin d'être cohérent avec le repère du banc d'essai présenté au chapitre 3, la direction perpendiculaire à l'écoulement incident est notée z . $w(x)$ est donc le déplacement selon z de la section de cylindre repérée par la coordonnée x . L'exposant prime indique la dérivée spatiale :

$$w' = \frac{dw}{dx}. \quad (2.1)$$

$w'(x)$ est l'angle local entre l'écoulement incident et le cylindre, et $w''(x)$ est la courbure du cylindre.

Les forces fluides locales, en N/m, sont notées en minuscule : $f(x)$. Les résultantes des forces, en N, dont il n'est pas question ici mais qui seront utilisées aux chapitres suivants, seront notées en majuscule : F .

La force sur une section de cylindre peut être décrite par deux jeux de forces (figure 2.4) :

- la portance f_L et la traînée f_D ,
- la force normale f_N et la force tangentielle f_T .

4. Forces d'Interaction entre des Cylindres en Ecoulement Longitudinal.

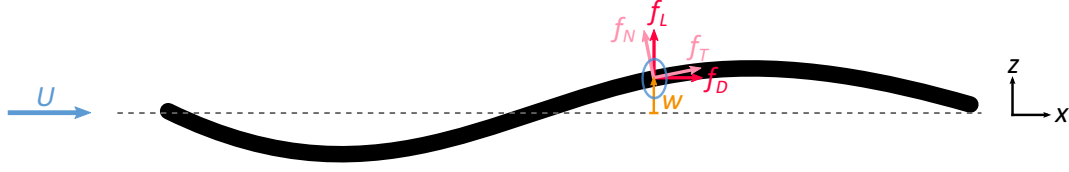


Fig. 2.4 – Forces fluides sur une section de cylindre déformé en écoulement axial : notations.

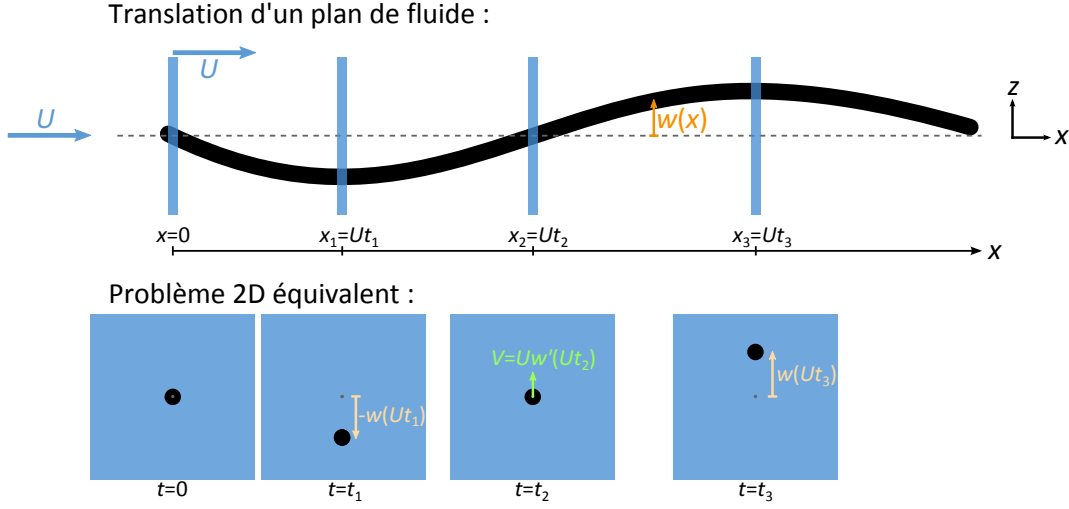


Fig. 2.5 – Force potentielle de Lighthill : translation à la vitesse U d'un plan de fluide le long du cylindre déformé, et problème 2D équivalent d'un disque oscillant en fluide stagnant.

Dans cette thèse, nous utiliserons de préférence la description en portance et traînée, mais la description en forces normale et tangentielle sera utile pour des comparaisons avec la littérature. Les angles d'inclinaison envisagés étant faibles, la relation entre ces deux jeux de forces peut s'écrire au premier ordre en w' :

$$\begin{cases} f_L = f_N + w' f_T, \\ f_D = -w' f_N + f_T, \end{cases} \quad \begin{cases} f_N = f_L - w' f_D, \\ f_T = w' f_L + f_D. \end{cases} \quad (2.2)$$

2.3.2 Force potentielle de Lighthill : théorie des corps élancés

La force de Lighthill est établie dans le cadre d'un écoulement non visqueux. L'idée est de suivre un plan de fluide dans son mouvement le long du cylindre (figure 2.5). Dans ce plan, on a affaire à un disque oscillant dans un fluide au repos⁵. Dans un fluide non visqueux, la force exercée sur ce disque est proportionnelle à son accélération : c'est une force de masse ajoutée. La figure 2.5 montre que cette accélération est liée à la courbure du cylindre.

Pour obtenir une expression de la force, commençons par noter $V(t)$ la vitesse du disque

5. Le lecteur attentif aura noté que le corps oscillant dans ce plan ne reste pas parfaitement circulaire : l'intersection entre un plan et un cylindre incliné est une ellipse. Néanmoins, ce lecteur aura aussi observé qu'au premier ordre en w' , l'ellipse se ramène à un cercle (le grand axe de l'ellipse a pour longueur $D/\cos w'$).

dans le plan à un instant donné. On a alors :

$$f(t) = -m_a \dot{V}(t), \quad (2.3)$$

où m_a est la masse ajoutée du disque (en kg/m), la notation point représente la dérivée temporelle et $f(t)$ est la force par unité de longueur exercée sur le disque dans la direction du mouvement. Pour déterminer la force de Lighthill, il ne reste plus qu'à faire le changement de variable entre instant t et position x . En notant $x(t) = Ut$ la position du plan à l'instant t , la position du disque dans le plan est $w(x(t))$ et donc sa vitesse vaut :

$$V(t) = \frac{dw(x(t))}{dt} = w'(x(t))\dot{x}(t) = U w'(x(t)). \quad (2.4)$$

De même :

$$\dot{V}(t) = U^2 w''(x(t)). \quad (2.5)$$

Par ailleurs, la masse ajoutée d'un disque s'écrit [9,64] :

$$m_a = \chi \rho S, \quad (2.6)$$

où $\chi \geq 1$ est le coefficient de masse ajoutée, qui tient compte du confinement ($\chi = 1$ pour un cylindre isolé). Des essais sur un cylindre vibrant dans un faisceau non confiné, soit une situation proche de la géométrie FICEL, donnent $\chi = 1,38$ [55]. Notons enfin que la force exprimée dans l'équation 2.3 est orientée selon z , il s'agit donc de la portance. D'où :

$$f_L^{\text{Lighthill}}(x) = -\chi \rho S U^2 w''(x). \quad (2.7)$$

Pour ce qui est de la traînée : le fluide étant non visqueux, il n'y a pas de friction et la force tangentielle f_T est nulle, ce qui implique par (eq. 2.2) que la force normale est égale à la portance : $f_N = f_L$. Reste donc la traînée $f_D = -w' f_N \approx 0$ si l'on néglige le produit $w' w''$. La force potentielle de Lighthill s'écrit donc :

$$\underline{f}_{\text{Lighthill}} = -\chi \rho S U^2 w'' \underline{e}_z. \quad (2.8)$$

Résoudre l'écoulement potentiel autour du cylindre dans le cas général puis linéariser redonne l'expression ci-dessus, d'après [51] (paragraphe 4.1.2).

2.3.3 Force visqueuse de Taylor-Divaret : hypothèse 2D

L'hypothèse faite par Taylor est que la force exercée sur une section du cylindre déformé est la même que si cette section faisait partie d'un cylindre droit, infini, et ayant la même inclinaison que la section (figure 2.6). C'est ce qu'on appelle l'hypothèse de force fluide 2D : tout effet tridimensionnel, de sillage par exemple, est négligé, et la force locale ne dépend pas de la forme globale du cylindre déformé.

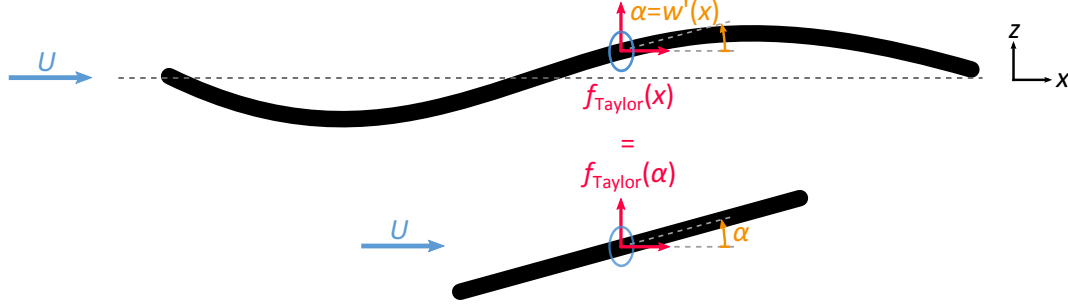


Fig. 2.6 – Force visqueuse de Taylor : hypothèse 2D.

2.3.3 (a) Force de Taylor-Païdoussis

Dans son article [94], Taylor propose différents modèles de force fluide sur des cylindres inclinés, selon leur rugosité. La forme retenue par les auteurs ultérieurs est celle d'un cylindre à rugosité répartie aléatoirement, comme représenté en figure 2.7. Dans ce cas particulier, et aux faibles angles, Taylor a l'intuition que la force prendra exclusivement la forme d'une traînée, la portance est donc nulle⁶ :

$$\underline{f}_{\text{Taylor}} = \frac{1}{2} \rho U^2 D C_D \underline{e}_x, \quad (2.9)$$

où C_D est le coefficient de traînée. Suivant (équ. 2.2), cette expression se décline en une force normale proportionnelle à l'angle d'incidence et une force tangentielle constante :

$$\begin{cases} f_N = -\frac{1}{2} \rho U^2 D c_N w', \\ f_T = \frac{1}{2} \rho U^2 D C_T, \end{cases} \quad (2.10)$$

où c_N est la pente de la force normale en fonction de l'angle d'incidence et C_T le coefficient de force tangentielle⁷. Selon le raisonnement ci-dessus, $c_N = C_T = C_D$. Néanmoins, Païdoussis [64] (annexe D⁸) précise que selon un consensus largement partagé dans la communauté, c_N diffère largement de C_T . Cela est probablement la conséquence de la tradition de recalage de coefficients sur résultats d'essais vibratoires déjà évoquée ici. Compilant de nombreuses données de la littérature, Païdoussis propose les gammes suivantes, pour ces deux coefficients :

$$\begin{cases} c_N \in [0,003 ; 0,031], \\ C_T \in [0,008 ; 0,020]. \end{cases} \quad (2.11)$$

6. L'expression proposée par Taylor comporte à vrai dire un terme d'ordre 2 en w' issu du principe d'indépendance, selon lequel la force normale sur un cylindre incliné est égale à la traînée correspondante en écoulement transverse, en ne gardant que la composante normale de l'écoulement incident ($U \sin w'$). Les questions autour du principe d'indépendance sont largement détaillées dans la thèse de Divaret [23] et nous n'y reviendrons pas ici.

7. Nous utiliserons dans le manuscrit le C majuscule pour les coefficients de force fluide et le c minuscule pour les pentes de coefficient de force fluide en fonction de l'angle d'incidence.

8. Attention, nous n'utilisons pas exactement les mêmes notations que Païdoussis, car nous exprimons les forces en fonction du diamètre D du cylindre et non en fonction de sa section S : $c_N = (\pi/4) c_N^{\text{Païdoussis}}$ et $C_T = (\pi/4) C_T^{\text{Païdoussis}}$.

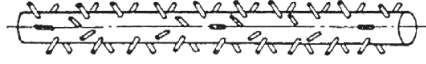


Fig. 2.7 – Cylindre rugueux avec rugosité répartie aléatoirement, d'après Taylor [94].

Chen & Wambsganss [14] obtiennent quant à eux le coefficient de force normale à partir d'essais d'amortissement sous écoulement axial, et proposent :

$$c_N \in [0,02 ; 0,08]. \quad (2.12)$$

2.3.3 (b) Force de Taylor-Divaret

Dans sa thèse, Divaret [23] a réalisé des mesures fines de force et de pression sur un cylindre isolé en écoulement quasi-axial. Ces mesures lui permettent de confirmer que le modèle de Taylor n'est prédictif qu'à la condition $c_N \neq C_T$, et elle en donne une explication : contrairement à l'intuition de Taylor, la force de portance d'un cylindre faiblement incliné n'est pas nulle. Au contraire, la contribution de la portance dans la force normale est même dominante d'un facteur 10 par rapport à celle de la traînée. Ses conclusions peuvent se résumer ainsi : pour $|w'| < 5^\circ$,

$$\begin{aligned} \underline{f}_{\text{Taylor-Divaret}} &= \frac{1}{2} \rho U^2 D C_D \underline{e}_x \\ &\quad - \frac{1}{2} \rho U^2 D c_L w' \underline{e}_z, \end{aligned} \quad (2.13)$$

avec

$$\begin{cases} c_L = 0,10, \\ C_D = 0,012. \end{cases} \quad (2.14)$$

Traduire ces coefficients en force normale⁹ et tangentielle donne :

$$\begin{cases} c_N = c_L + C_D = c_L \left(1 + \underbrace{C_D / c_L}_{\approx 0,1} \right) \approx 0,11, \\ C_T = C_D \approx 0,01, \end{cases} \quad (2.15)$$

où il apparaît clairement que la contribution de la traînée est minoritaire dans la force normale. De plus, des mesures de pression réalisées sur une couronne du cylindre permettent de retrouver à l'échelle locale les résultats obtenus à l'échelle globale sur la force normale. Cela confirme que la force visqueuse de Taylor n'est pas uniquement une force de friction, comme pourrait le laisser supposer la présentation initiale (éq. 2.9).

9. Divaret note $C = c_N$.

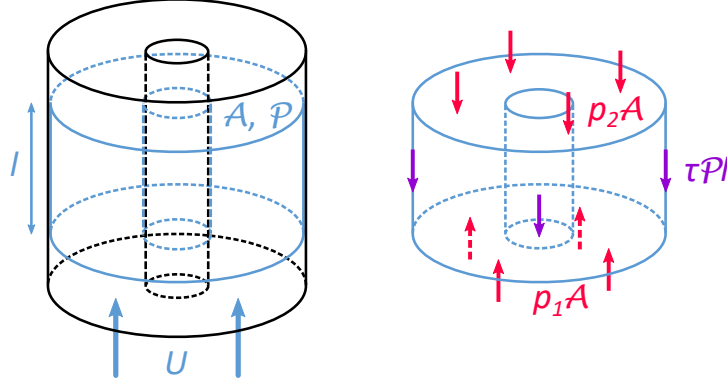


Fig. 2.8 – Forces sur un volume de fluide dans une conduite. Pour simplifier la représentation, nous montrons ici le cas particulier de deux cylindres concentriques, mais le raisonnement est identique pour la géométrie FICEL.

2.3.3 (c) Discussion sur la valeur du coefficient c_N

La valeur mesurée par Divaret pour le coefficient c_N , facteur de proportionnalité entre angle d'incidence et force normale, sort largement de la gamme proposée par Païdoussis (comparer les équations 2.15 et 2.11 : 0,11 est largement plus grand que 0,03). Elle est aussi supérieure au domaine proposé par Chen & Wambsganss (éq. 2.12) ainsi qu'à la valeur obtenue par Ersdal & Faltinsen [29] ($c_N \simeq 0,07$), mais l'écart est moins important. On comprend donc désormais mieux pourquoi le modèle TLP, avec les valeurs communément prises pour ses coefficients, sous-estimait le fort amortissement fluide observé sur des essais à faible vitesse d'écoulement, comme l'ont remarqué les références récentes [19,23,24,29]. Les données de Divaret, faisant suite à celles d'Ersdal & Faltinsen, ont à vrai dire comblé une lacune de la littérature concédée par Païdoussis lui-même [64]. C'est pourquoi nous les utiliserons pour estimer a priori les forces visqueuses dans la configuration FICEL. Plus précisément, nous utiliserons $c_L = 0,10$ pour la portance, la traînée en situation confinée étant traitée au paragraphe suivant. L'effet du confinement sur la valeur de c_L sera évalué d'après les résultats de nos essais (paragraphe 4.1.3 (b)).

2.3.3 (d) Estimation du coefficient de traînée en situation confinée

Sur la traînée d'un cylindre isolé, la valeur mesurée par Divaret (éq. 2.15) est en accord avec la gamme proposée par Païdoussis (éq. 2.11). Pour le cas où le cylindre est confiné, Païdoussis propose dans son article de 1973 [61] de prendre en compte les pertes de charge. Il relie la traînée du cylindre considéré à la friction dans la conduite, elle-même liée aux pertes de charge¹⁰. Nous reprenons ici cette approche, couramment utilisée en hydraulique, en la complétant par l'utilisation d'une formule empirique pour estimer les pertes de charge.

On suit un volume de fluide dans son mouvement dans la conduite, caractérisé par sa section A , le périmètre mouillé dans chaque section \mathcal{P} , et sa longueur l (figure 2.8). Il avance à vitesse constante U (écoulement stationnaire et conduite de section constante), ce qui

¹⁰. C'est l'approche qu'il retiendra pour son livre de 2016 [64], après l'avoir réexposée en 2012 avec Rinaldi [84].

implique un équilibre entre forces de pression et forces de friction :

$$\Delta p \mathcal{A} = \tau \mathcal{P} l, \quad (2.16)$$

où $\Delta p = p_1 - p_2$ est la perte de charge et τ est la contrainte tangentielle aux parois, supposée uniforme. Par définition du coefficient de perte de charge linéaire λ_c , on a [100] :

$$\Delta p = \frac{1}{2} \rho U^2 \frac{l}{D_h} \lambda_c, \quad (2.17)$$

où

$$D_h = 4\mathcal{A}/\mathcal{P} \quad (2.18)$$

est le diamètre hydraulique. La contrainte tangentielle à la paroi, elle, définit le coefficient de friction C_f :

$$\tau = \frac{1}{2} \rho U^2 C_f. \quad (2.19)$$

L'équilibre entre perte de charge et friction (éq. 2.16) se traduit donc par la relation :

$$\frac{\lambda_c}{4} = C_f. \quad (2.20)$$

Pour remonter à la traînée locale sur le cylindre considéré, il ne reste plus qu'à exprimer celle-ci en fonction de la contrainte tangentielle :

$$f_D = \tau \pi D = \frac{1}{2} \rho U^2 C_f \pi D = \frac{1}{2} \rho U^2 D \frac{\pi}{4} \lambda_c. \quad (2.21)$$

D'où, en utilisant la définition du coefficient de traînée donnée précédemment (éq. 2.9) :

$$C_D = \frac{\pi}{4} \lambda_c. \quad (2.22)$$

Comme annoncé en introduction de ce paragraphe, nous proposons d'utiliser la formule empirique de Haaland [36] pour estimer le coefficient de perte de charge :

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda_c}} = -1,8 \log_{10} \left(\frac{6,9}{\text{Re}_{D_h}} \right), \quad (2.23)$$

où le nombre de Reynolds est basé sur le diamètre hydraulique et la conduite est supposée lisse. À Reynolds 100 000 (chapitre 4), on obtient :

$$C_D \simeq 0,014. \quad (2.24)$$

Le coefficient de traînée calculé par cette méthode varie peu avec le nombre de Reynolds. De plus, cette valeur est proche de celle mesurée par Divaret sur un cylindre seul (éq. 2.14) et cohérente avec la gamme proposée par Païdoussis (éq. 2.11).

2.3.4 Bilan : un modèle à trois coefficients

Pour récapituler, nous avons proposé dans cette section un modèle de force fluide basé sur la tradition des études de structure flexible en écoulement axial et prenant en compte les résultats les plus récents de la littérature. Dans le cas d'un cylindre déformé statiquement, la force fluide locale prend la forme suivante :

$$\underline{f}_{\text{TLP}} = \underline{f}_{\text{Lighthill}} + \underline{f}_{\text{Taylor-Divaret}} = \frac{1}{2}\rho U^2 D C_D \underline{e}_x - \left(\chi \rho U^2 S w'' + \frac{1}{2}\rho U^2 D c_L w' \right) \underline{e}_z. \quad (2.25)$$

La traînée est constante, la portance se décompose en deux termes :

- un terme potentiel (Lighthill), proportionnel à la courbure et à la masse ajoutée,
- un terme visqueux (Taylor-Divaret), proportionnel à l'inclinaison locale.

Il s'agit d'un modèle à trois coefficients :

- le coefficient de traînée C_D ,
- le coefficient de masse ajoutée χ ,
- la coefficient de proportionnalité c_L entre angle d'incidence et coefficient de portance.

Le coefficient de traînée peut être évalué d'après les pertes de charge à partir de la formule de Haaland [36] : $C_D = \pi/4\lambda_c$ avec $1/\sqrt{\lambda_c} = -1,8\log_{10}(6,9/\text{Re}_{D_h})$. Le coefficient de masse ajoutée est connu pour une géométrie très proche de la configuration FICEL et vaut dans ce cas $\chi = 1,38$ [55]. Enfin, le coefficient donnant la portance d'après l'angle n'est connu que dans le cas d'un cylindre non confiné et vaut $c_L = 0,10$ [23].

La qualité du modèle établi ici et la pertinence pour la configuration FICEL des valeurs de coefficients proposées ci-dessus seront évaluées au chapitre 4 en observant si le modèle reproduit correctement les forces fluides obtenues expérimentalement et numériquement sur un cylindre fléchi et confiné.

3

Dispositif expérimental

Au chapitre précédent, l'objectif scientifique de la thèse a été défini : déterminer les forces fluides stationnaires s'exerçant sous écoulement axial sur un cylindre déformé, celui-ci étant dans les mêmes conditions de confinement qu'un crayon combustible. Il s'agit maintenant de concrétiser cet objectif sous la forme d'un banc d'essai. Ce chapitre présente aussi un modèle numérique similaire à la maquette, ainsi que quelques résultats préliminaires permettant de caractériser celle-ci.

3.1 Conception et réalisation d'une maquette

Pour concevoir la maquette, un certain nombre de choix doivent être faits, ces choix portant sur :

- le fluide avec lequel réaliser les essais (eau, air),
- la définition précise, à partir de la configuration FICEL, de la géométrie,
- les dimensions de la maquette et de ses composants,
- les matériaux à utiliser pour les composants,
- les paramètres variables et les moyens pratiques de régler ces degrés de liberté,
- les grandeurs d'intérêt à mesurer et l'instrumentation correspondante.

Les paragraphes de cette section présentent successivement les décisions prises sur ces différents points, et en détaillent à chaque étape les conséquences (par exemple, la masse de la maquette comme conséquence des dimensions et matériaux choisis).

3.1.1 Essais en soufflerie

Pour toute la durée de la thèse, une soufflerie à retour ayant une veine longue (5 m de long pour une section de 40 cm de large et 30 cm de haut), particulièrement adaptée à

l'étude des structures en écoulement axial, est disponible au laboratoire (figure 3.1). Des essais en eau garantiraient des efforts fluides plus importants donc plus faciles à mesurer : la pression d'arrêt $1/2\rho U^2$ est cent fois plus grande en eau à 5 m/s qu'en air à 20 m/s. De plus, la transposition d'essais en air à la configuration industrielle, en eau, demande des précautions sur :

- le nombre de Reynolds, qui doit être d'un ordre de grandeur comparable,
- le nombre de Mach, qui doit rester inférieur à 0,2–0,3, limite communément admise des écoulements incompressibles [8,73,98].

Néanmoins, l'air présente deux avantages pratiques par rapport à l'eau : de légères fuites dans la veine d'essai sont tolérables, et il n'y a pas de précautions spécifiques d'étanchéité à prendre sur l'instrumentation.

Ces avantages, en plus de la disponibilité de l'installation, nous décident à opter pour les essais en air. Qui plus est, la similitude en nombre de Reynolds ne nécessite pas d'être respectée scrupuleusement : en régime suffisamment turbulent, les coefficients de force fluide varient assez peu.

3.1.2 Choix préliminaires

Ce paragraphe présente quelques choix préliminaires qu'il est nécessaire de mentionner avant d'entrer dans les détails de conception.

3.1.2 (a) Géométrie

Dans la géométrie effective de la maquette, nous rajoutons une demi-couche de réseau de cylindres autour du faisceau de 9 cylindres, comme présenté en figure 3.2. Une alternative aurait été de placer des parois droites directement autour du faisceau (cadre vert de la figure 2.3), avec le risque d'un confinement accru du faisceau par développement de couches limites à ces parois. Avec la géométrie choisie ici, le périmètre de paroi artificielle autour du faisceau est réduit aux interstices entre les demi-cylindres, soit 10 % du périmètre mouillé (éq. 3.3).

3.1.2 (b) Degrés de liberté

La configuration FICEL propose d'étudier les forces fluides sur un cylindre *déformé*. En pratique, dans la maquette, cette déformation sera obtenue par flexion du cylindre. Localement, la flexion se traduit par une translation et une rotation de la section. Nous testerons donc aussi l'effet d'une rotation globale du cylindre non déformé, ainsi que celui d'une translation globale. La rotation doit permettre de trouver le coefficient de Divaret c_L en situation confinée (paragraphe 2.3.4), et la translation doit renseigner sur l'existence ou non d'une raideur fluide induite par le confinement. Nous visons dans les trois cas des déplacements de l'ordre de 10 % du diamètre du cylindre.



Fig. 3.1 – Vue générale de la soufflerie à retour utilisée, avec prototype de cylindre instrumenté, dans la halle de l'Unité de Mécanique de l'ENSTA ParisTech.

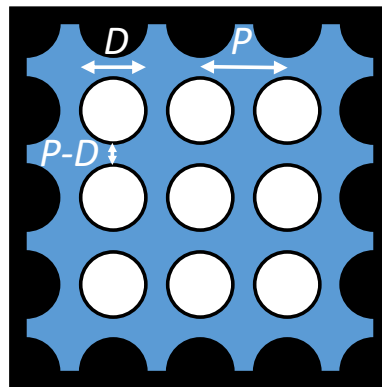


Fig. 3.2 – Schéma de principe de la géométrie à tester en soufflerie.



Fig. 3.3 – Livraison d'un nouveau convergent adapté aux dimensions de veine envisagées.

3.1.2 (c) Mesures de force

La grandeur qui nous intéresse le plus dans la configuration FICEL est la force fluide locale s'exerçant sur chaque section du cylindre déformé. Une mesure exhaustive de celle-ci est quasiment impossible à réaliser expérimentalement, à moins de disposer sur le cylindre un nombre déraisonnable de points de mesure de pression. Nous compterons donc sur la simulation numérique pour déterminer la répartition des forces fluides (section 3.2) et mesurerons dans la maquette les forces globales (résultantes et moments) s'exerçant sur le cylindre. C'est sur ces grandeurs que résultats numériques et expérimentaux seront comparés. L'évaluation du modèle TLP de forces fluides locales sera donc réalisée dans un second temps à partir des résultats numériques.

3.1.3 Dimensions

3.1.3 (a) Diamètre et pas, nouveau convergent

Une fois la géométrie fixée, les dimensions peuvent être définies. L'idée directrice est d'occuper au maximum l'espace disponible dans la veine, afin de gagner en précision aussi bien sur la fabrication de la maquette que sur la mesure des forces fluides. La géométrie FICEL est caractérisée par le diamètre D des cylindres et le pas P du réseau (figure 3.2). Elle occupe un carré de côté $4P$, ce qui vu les dimensions de la veine impose un maximum de 7,5 cm pour P . Dans l'idée que des valeurs rondes pour les dimensions facilitent la conception et la vérification des pièces fabriquées, sans oublier les contraintes d'approvisionnement, nous choisissons les dimensions suivantes :

- diamètre des cylindres $D = 4,5$ cm,
- pas $P = 6$ cm.

Le rapport pas/diamètre vaut ainsi $4/3$. Respecter exactement l'espacement utilisé dans les assemblages combustibles ($12,6\text{ mm}/9,5\text{ mm} = 1,326$) donnerait $P = 5,97$ cm, ce qui reste dans la marge de précision de l'assemblage de la maquette.

L'échelle, c'est-à-dire le rapport des diamètres entre les essais et la situation réelle, vaut 4,7, soit quasiment 5.

Ces dimensions imposent la fabrication d'un nouveau convergent (aussi appelé collecteur [73]), permettant de passer de la gaine de soufflerie de dimensions $120\text{ cm} \times 90\text{ cm}$ à la nouvelle veine créée par les cloisons autour du faisceau, de dimensions $24\text{ cm} \times 24\text{ cm}$, figure 3.3. Le rapport de contraction vaut environ 19.

3.1.3 (b) Longueur

Pour la longueur des cylindres, nous choisissons $L = 2$ m. Les cylindres occupent alors moins de la moitié de la veine disponible, mais ici l'important était de limiter la flèche sous poids propre, qui est proportionnelle à L^4 (équ. 3.10). Le rapport d'aspect vaut $L/D = 44$, ce qui devrait permettre de limiter les effets de bord.

3.1.4 Vitesse d'écoulement et nombre de Reynolds

Les dimensions étant définies, il est désormais possible d'estimer la vitesse d'écoulement U entre les cylindres, aussi appelée vitesse débitante. En supposant que le ventilateur de la soufflerie équilibre les pertes de charge linéaires dans le faisceau de cylindres, un calcul itératif donne rapidement une estimation de la valeur maximale que peut atteindre U dans la maquette. D'après la plaque constructeur du ventilateur, la différence de pression entre l'admission et le refoulement vaut $\Delta p = 477$ Pa (voir aussi l'annexe C). Si celle-ci n'équilibre que des pertes de charge linéaires, la vitesse d'écoulement correspondante s'exprime d'après (éq. 2.17) :

$$U = \sqrt{\frac{\Delta p}{1/2 \rho \lambda_c L / D_h}}, \quad (3.1)$$

où le coefficient de frottement λ_c dépend de U via la formule de Haaland (éq. 2.23). L'évaluation du diamètre hydraulique D_h nécessite au préalable celle de la section \mathcal{A} et du périmètre mouillé \mathcal{P} :

$$\mathcal{A} = (4P)^2 - 16\pi(D/2)^2 = 4(4P^2 - \pi D^2) \simeq 0,032 \text{ m}^2, \quad (3.2)$$

$$\mathcal{P} = 16\pi D + 16(P - D) = 16(P + (\pi - 1)D) \simeq 2,5 \text{ m}, \quad (3.3)$$

$$D_h = \frac{4\mathcal{A}}{\mathcal{P}} = D \frac{4(P/D)^2 - \pi}{P/D + \pi - 1} \simeq 5,14 \text{ cm}. \quad (3.4)$$

On en déduit :

$$U_{\max} \simeq 34 \text{ m/s}, \quad (3.5)$$

$$\text{Re}_{\max} = \frac{U_{\max} D_h}{\nu} \simeq 120\,000, \quad (3.6)$$

$$M_{\max} = \frac{U_{\max}}{c} \simeq 0,1. \quad (3.7)$$

avec les valeurs suivantes pour les paramètres de l'air, à 20 °C [8] :

$$\begin{cases} \rho = 1,204 \text{ kg/m}^3, \\ \nu = 1,51 \times 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}, \\ c = 343,3 \text{ m/s} \end{cases} \quad (3.8)$$

La condition d'incompressibilité $M < 0,3$ est donc bien vérifiée, et le nombre de Reynolds est du même ordre de grandeur que celui en cœur, qui vaut environ 500 000¹.

3.1.5 Support du cylindre, dispositifs de réglage

3.1.5 (a) Mesure de force et support

Il a été mentionné dans les choix préliminaires le besoin de mesurer les efforts résultants sur le cylindre central. Ce besoin doit être pris en compte dès le début dans la définition des

1. Conditions en cœur : pression 155 bar, température 300 °C, masse volumique 748,5 kg/m³, viscosité dynamique 9,29 × 10⁻⁵ Pa.s, vitesse débitante 5 m/s.

dispositifs de réglage permettant de réaliser rotation, translation et flexion du cylindre, car il dicte la manière dont celui-ci sera supporté.

La mesure d'efforts résultants peut se faire à l'aide d'une balance multiaxiale. Le cylindre relié à la balance ne peut avoir d'autre support que la balance elle-même, sans quoi celle-ci ne mesurera pas la totalité des forces exercées sur le cylindre. Il paraît donc naturel de supporter le cylindre en son centre et de le relier à la balance par un support rigide (figure 3.4). Cette tige-support devra traverser le cylindre inférieur du faisceau ainsi que la paroi de la soufflerie (figure 3.5). Nous choisissons un diamètre de 2,2 cm pour celle-ci, afin de garantir sa rigidité.

3.1.5 (b) Translation et rotation

La translation transverse à l'écoulement est rendue possible selon l'axe vertical au moyen d'une table élévatrice. La rotation est permise dans un plan horizontal, autour de l'axe vertical, avec un plateau rotatif. Les directions de déplacement ont été choisies de telle sorte qu'avec une tige-support cylindrique, les perturbations induites par le support dans l'écoulement restent quasiment constantes (figure 3.6). Le réglage se fait manuellement via des vis de précision. La valeur du déplacement en translation est lue sur un régleur millimétrique disposé sur la table élévatrice (figure 3.12b). L'angle est lu sur le vernier du plateau rotatif, avec une résolution de 5 minutes d'arc. Avec des cylindres de 2 m de long et un espacement entre eux de 1,5 cm, il y a contact aux extrémités dès $0,9^\circ$ de rotation. Les mesures sont donc réalisées dans une gamme d'angles très restreinte : $\pm 0,5^\circ$.

Vu la longueur du cylindre, une variation infime de l'inclinaison de la table élévatrice ou du plateau rotatif risque d'avoir des effets non négligeables aux extrémités. Les dispositifs de déplacement doivent donc être aussi rigides que possible. Notre choix s'est porté sur du matériel Newport, avec la table élévatrice 281 et le plateau rotatif M-UTR160 (figure 3.8).

3.1.5 (c) Flexion

La flexion est assurée par des masses attachées aux extrémités du cylindre, figure 3.7. Les masses, pour ne pas perturber l'écoulement, sont placées à l'extérieur de la veine et reliées au cylindre central par des fils (figure 3.9). Pour permettre un chargement progressif, nous utilisons des billes de sablage en inox (diamètre 120–300 μm) versées dans des poches (figure 3.9b). Le remplissage des deux poches doit être simultané, pour éviter des moments trop importants sur la balance.

En notant δ la flèche à l'extrémité du cylindre, la théorie des poutres élancées donne l'expression suivante pour la déformée (annexe B) :

$$\begin{cases} w_{x>0}(x) = -\frac{2\delta}{(1+3l/L)L^3} (3(1+2l/L)Lx^2 - 2x^3), \\ w_{x<0}(x) = w_{x>0}(-x), \end{cases} \quad (3.9)$$

avec $x = 0$ au centre du cylindre. $l = 16$ cm est la distance entre l'extrémité du cylindre et le point d'application de la force, dans la pointe (figure 3.7). La figure 3.10 montre le cylindre déformé.

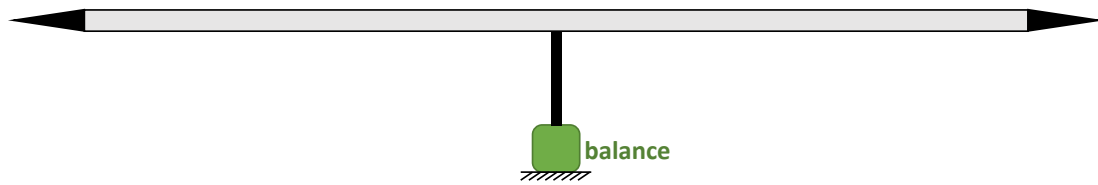


Fig. 3.4 – Liaison entre le cylindre et la balance de mesure de forces.

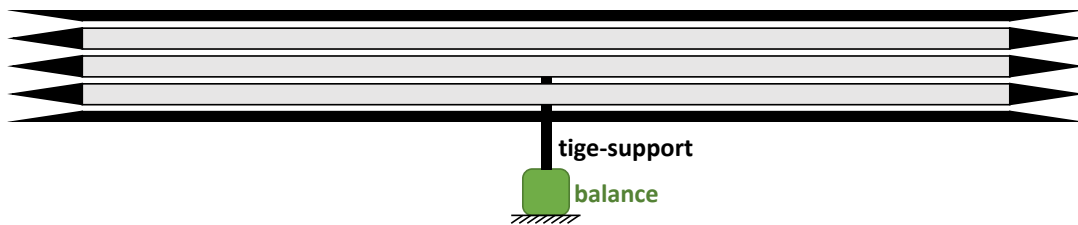


Fig. 3.5 – Liaison entre le cylindre central et la balance, support traversant la paroi de la soufflerie et le cylindre inférieur.

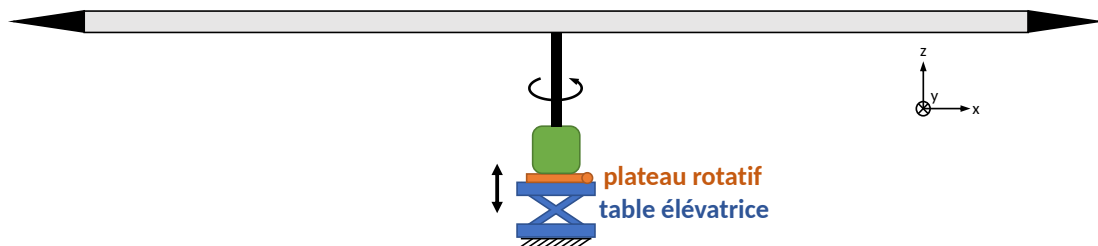


Fig. 3.6 – Dispositifs de réglage de la translation et de la rotation du cylindre.

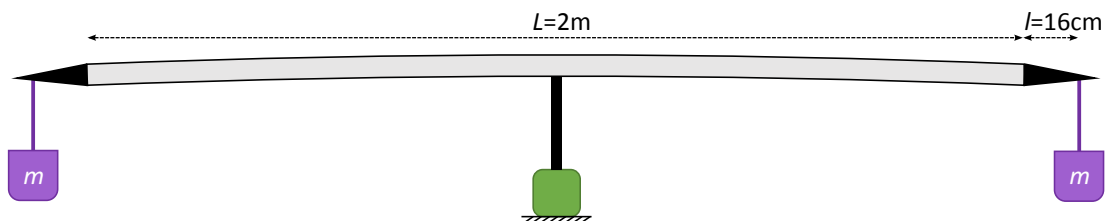


Fig. 3.7 – Dispositif de flexion du cylindre.



(a) Table élévatrice 281.



(b) Plateau rotatif M-UTR160.

Fig. 3.8 – Dispositifs de déplacement Newport (photos fabricant).



(a) Fil attaché à la pointe.



(b) Poche de chargement.

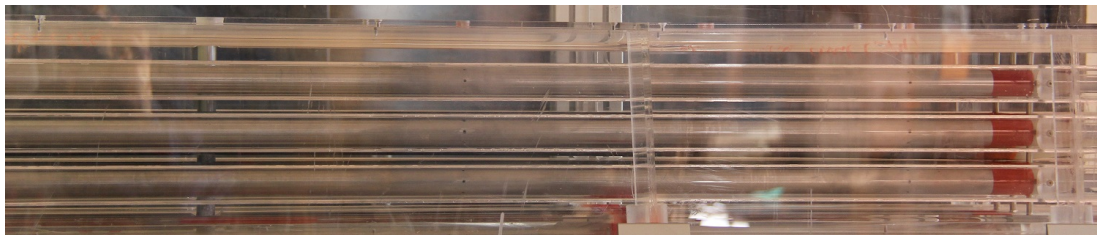
Fig. 3.9 – Dispositif de flexion du cylindre central.

Fig. 3.10 – Vue sur la partie aval de la maquette FICEL, cylindre central fléchi avec $\delta \approx 6$ mm. La pointe arrière est à droite sur l'image, et est identifiée par un scotch orange, en arrière-plan du scotch rouge indiquant les cylindres périphériques. Elle est presque posée sur le cylindre inférieur ; en plus d'être fléchi, le cylindre central est donc ici translaté vers le bas, de $P - D - \delta \approx 9$ mm.

Tab. 3.1 – Propriétés mécaniques des matériaux envisagés pour les cylindres. Les valeurs pour les métaux sont tirées de [87].

Matériau	E [GPa]	ρ_s [kg/m ³]	(E/ρ_s) [km ² .s ⁻²]
Plexiglas ^a	3	1190	3
Cuivre	124	8970	14
Bois ^b	12	700	17
Aluminium	62	2700	23
Titane	110	4510	24
Acier	200	7850	25

a. Source : plexiglas.net consulté le 22/11/2016.

b. Source : wood-database.com consulté le 22/11/2016.

3.1.6 Matériaux et épaisseurs

Mesurer les efforts résultants sur le cylindre implique de choisir une balance aérodynamique adaptée à la masse totale de celui-ci, y compris lorsqu'il est chargé pour la flexion. Cette masse ne sera connue qu'une fois les caractéristiques matériau du cylindre et son épaisseur déterminées. C'est l'objet de ce paragraphe, qui traitera de plus des parois de la veine.

3.1.6 (a) Matériau des cylindres

Le critère de flèche sous poids propre minimale, déjà mentionné, va déterminer le matériau à utiliser pour les cylindres. Pour une poutre de longueur L , de raideur en flexion EI et avec les conditions d'appui du cylindre central, la flèche sous un chargement linéique f_0 vaut ² :

$$\delta_0 = \frac{f_0 L^4}{128EI}. \quad (3.10)$$

En introduisant la section de la poutre S et la masse volumique du matériau ρ_s , la flèche sous poids propre est proportionnelle à :

$$\delta_0 \propto \frac{S\rho_s L^4}{EI}. \quad (3.11)$$

Le matériau intervient sous la forme du rapport E/ρ_s , qu'il faut maximiser : le matériau recherché doit avoir une grande rigidité par rapport à sa masse volumique. Le tableau 3.1 expose cet indicateur pour différents matériaux. Notre choix se porte sur l'aluminium. De rapport E/ρ_s légèrement inférieur à ceux de l'acier et du titane, il permettra néanmoins d'obtenir des cylindres plus légers et plus souples. La charge nécessaire à la flexion du cylindre central sera donc moins grande, ce qui permettra de choisir une balance plus sensible et donc plus précise.

2. [87], cas d'une poutre encastrée de longueur $L/2$.

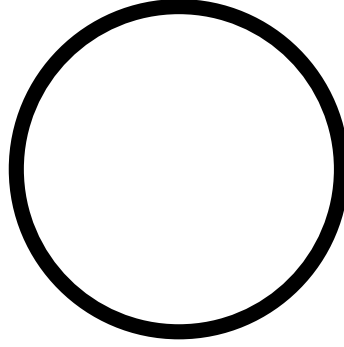


Fig. 3.11 – Section de cylindre en aluminium pour la maquette, échelle 1.

3.1.6 (b) Épaisseur des cylindres, masse totale et flèche sous poids propre

Épaisseur

La section des cylindres intervient dans l'expression de la flèche sous poids propre via le rapport S/I , qu'il faut minimiser (éq. 3.11). En notant e l'épaisseur des cylindres et $R = D/2$ leur rayon, ce rapport vaut :

$$\frac{S}{I} = \frac{\pi R^2 - \pi(R - e)^2}{\pi R^4/4 - \pi(R - e)^4/4} = \frac{16}{D^2 + (D - 2e)^2}. \quad (3.12)$$

Il faut donc minimiser l'épaisseur. Nous choisissons une valeur raisonnable, selon les disponibilités sur catalogue et de telle sorte que la paroi des cylindres ne soit pas trop fragile (fragilité au perçage notamment) : $e = 2$ mm. La section de cylindre est représentée figure 3.11. Elle a une surface $S = 2,70 \times 10^{-4} \text{ m}^2$ et un moment d'inertie $I = 6,26 \times 10^{-8} \text{ m}^4$.

Nous avons maintenant déterminé tous les paramètres des cylindres (diamètre 4,5 cm, épaisseur 2 mm, longueur 2 m, matériau aluminium). De là peuvent se déduire leur masse, leur flèche sous poids propre et la force à exercer pour pouvoir fléchir le cylindre central.

Masse

La masse d'un cylindre vaut 1,5 kg, la maquette dans son ensemble aura donc une masse d'environ 15–20 kg.

Flèche sous poids propre

La flèche sous poids propre du cylindre central vaut, d'après l'expression déjà donnée (éq. 3.10) et avec $f_0 = \rho_s S g$: $\delta_0 = 0,23$ mm. Les cylindres périphériques seront, pour des raisons pratiques, soutenus à leurs extrémités (paragraphe 3.1.8 (b)). En considérant qu'il s'agit d'appuis simples (cas où la structure est la plus souple, donc conservatif), leur flèche sous poids propre s'obtient en remplaçant le facteur $1/128$ par $5/384$ [87] dans l'équation 3.10 : $\delta_0 = 0,38$ mm. Dans tous les cas, la flèche sous poids propre est inférieure à 1 % du diamètre et est donc considérée comme négligeable.

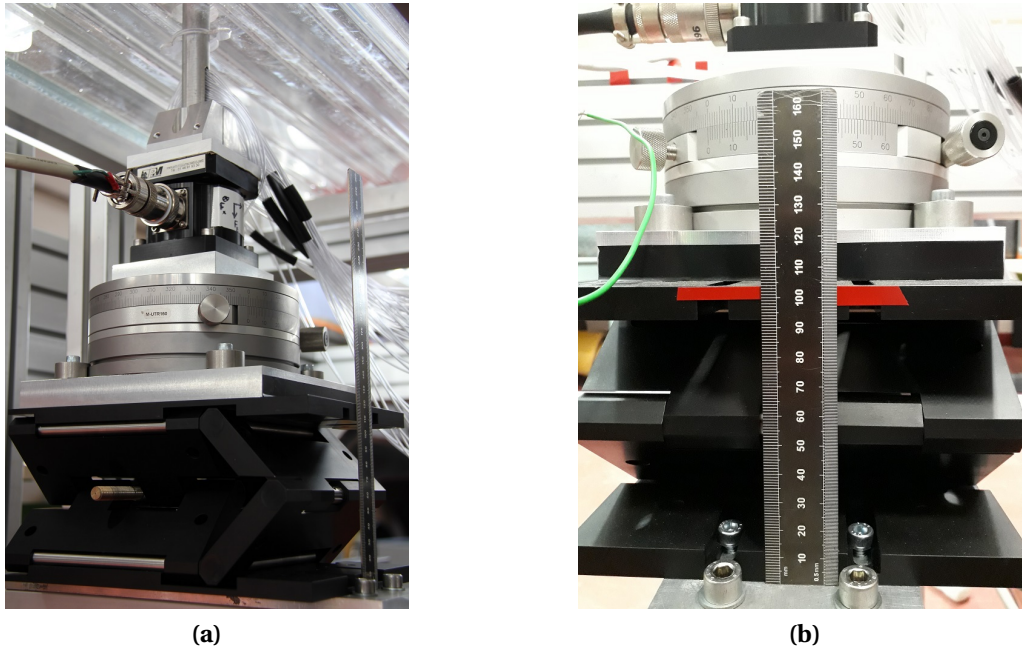


Fig. 3.12 – (a) Balance de mesure d'efforts montée sur la maquette FICEL et (b) lecture de la position verticale du cylindre central grâce à un régle (le vernier du plateau rotatif est aussi visible en arrière-plan).

Charge de flexion

En notant m la charge à chaque extrémité du cylindre central, la flèche vaut (annexe B) :

$$\delta = \frac{mgL^3}{24EI} \left(1 + 3 \frac{l}{L} \right). \quad (3.13)$$

Inverser cette relation donne la charge totale nécessaire à fléchir le cylindre de 10 % de son diamètre :

$$2m = 8,6 \text{ kg}. \quad (3.14)$$

3.1.6 (c) Matériau des cloisons

Les cloisons (plaques + demi-cylindres) sont réalisées en plexiglas, ce qui autorise l'accès optique et permet donc de vérifier l'état de la maquette en fonctionnement. Afin de garantir une friction du fluide aux parois uniforme dans la maquette, l'état de surface des cylindres en aluminium est maintenu aussi lisse que possible, et ainsi comparable à celui des demi-cylindres en plexiglas. Les demi-cylindres utilisés sont creux plutôt que pleins, mais ce choix n'est déterminé que par des considérations de fabrication et d'assemblage des cloisons.

3.1.7 Instrumentation

3.1.7 (a) Efforts résultants : balance

Il a déjà été mentionné que les efforts fluides résultants seront mesurés à l'aide d'une balance. Il s'agit à présent de trouver un tel instrument, pouvant supporter le poids du



Fig. 3.13 – Prises de pression totale de part et d'autre du cylindre central en vue d'obtenir des profils de vitesse.

cylindre chargé, tout en étant aussi sensible que possible afin de mesurer précisément les efforts fluides. À la flexion maximale envisagée, le poids total vaut un peu plus de 100 N. Une balance multiaxiale AMTI MC3A-500 est disponible au laboratoire et a fait ses preuves pour étudier sur maquette la traînée des assemblages combustibles [30]. Elle semble néanmoins surdimensionnée, sa limite dans la direction verticale étant à 2200 N. C'est pourquoi le laboratoire a acquis la balance AMTI MC3A-100 (figure 3.12a), la plus sensible de cette série (limite verticale 440 N). Malgré une gamme de mesure bien plus large que les forces fluides attendues (gamme de ± 220 N dans la direction horizontale, vs force de Divaret de 0,05 N à 34 m/s pour un angle de $0,5^\circ$, voir équation 2.13), et après une phase d'appropriation ayant mené à l'établissement d'un protocole d'utilisation précis, cette balance s'est révélée être un outil fiable pour mesurer les forces fluides dans la maquette FICEL.

Concrètement, la mesure d'efforts fluides est lancée une fois le régime cible de soufflerie atteint et stabilisé (en général, attente de 30 s avant de démarrer la mesure). Le signal temporel est enregistré pendant 30 s à la fréquence d'acquisition 1 kHz, puis moyenné. La dérive de la balance est compensée en mesurant le signal sans vent avant et après chaque essai.

3.1.7 (b) Vitesse d'écoulement

Afin de caractériser le banc d'essai, des mesures de vitesse sont réalisées à l'entrée de la veine et selon différents profils (section 3.3). Le taux de turbulence est mesuré en un point au fil chaud et l'homogénéité du champ de vitesse en entrée de veine est évaluée à l'aide d'un tube de Pitot classique. Pour les profils de vitesse le long de la maquette, des tubes métalliques fins et coudés sont glissés dans la maquette à travers des orifices percés dans la cloison supérieure (figure 3.13), permettant ainsi une mesure de la pression totale. La pression statique est mesurée directement aux parois des cylindres de la maquette, via des prises de pression initialement prévues pour évaluer les forces fluides locales mais finalement trop peu précises pour cette tâche. La précision de ces mesures de vitesse est évaluée à 2 %, d'après une rapide estimation d'incertitude non détaillée ici (voir [42]). Les signaux de pression sont acquis à 100 Hz et la vitesse est moyennée sur 10 s pour chaque point du profil. La mesure est effectuée par pas de 5 mm le long du profil, soit 48 points de

Tab. 3.2 – Longueur des pointes.

cylindres portant les pointes	longueur	angle/écoulement
périphériques	15 cm	9°
central	20 cm	6°
demi-cylindres et quarts de cylindre	10 cm	11°

mesure pour un profil sur toute la hauteur de la veine ($4P = 24$ cm).

La vitesse en entrée de veine est par ailleurs systématiquement mesurée lors des essais de mesure de force, afin de pouvoir estimer les coefficients de force fluide. La mesure est faite au moyen d'un tube de Pitot placé au centre de la section de sortie du collecteur et relié à un anémomètre de marque KIMO. Les références détaillées sont données dans l'annexe C. La vitesse en entrée de veine U_i est convertie en vitesse débitante U en multipliant par le rapport des sections (conservation du débit) :

$$\frac{U}{U_i} = \frac{(4P)^2}{\mathcal{A}} \stackrel{(3.2)}{=} \frac{4(P/D)^2}{4(P/D)^2 - \pi} \simeq 1,79 \quad (3.15)$$

3.1.8 Assemblage de la maquette

3.1.8 (a) Pointes

Pour assurer des transitions douces dans l'écoulement, des pointes de forme conique sont disposées aux extrémités des cylindres. Il s'agit de cônes complets pour les cylindres du faisceau et de demi-cônes et quarts de cône pour les parois. Leur nez est émoussé plutôt qu'affûté afin de réduire la sensibilité de l'écoulement à l'angle d'incidence (figure 3.14a). Une forme en ogive plutôt que conique aurait aussi été possible.

Les longueurs des pointes sont reportées dans le tableau 3.2. La valeur de base de 15 cm a été déterminée relativement arbitrairement, afin d'obtenir un angle suffisamment aigu par rapport à l'écoulement incident tout en gardant la longueur des pointes dans un domaine raisonnable. Les pointes du cylindre central sont plus longues, afin que les fils reliant les charges au cylindre central ne soient pas en contact avec le cylindre inférieur (figures 3.9a et 3.18). Les demi-pointes et quarts de pointe sont plus courts; il s'agit d'un hasard de conception, a priori sans conséquence véritable.

Les pointes ont été fabriquées par stéréolithographie (impression 3D avec laser) en résine de type ABS (nom commercial Accura 55), donnant de bonnes propriétés de tenue mécanique, avec un coût moins important qu'une fabrication par tournage.

La valeur de flèche sous poids propre calculée au paragraphe 3.1.6 (b) doit être actualisée pour tenir compte du poids des pointes, sur le cylindre central. Celles-ci ayant une masse d'environ 200 g chacune, la flèche associée vaut 0,2 mm. En combinant avec la valeur précédemment calculée, on obtient une flèche au repos de 0,4 mm, qui dépasse à peine la limite cible du pourcent de D .

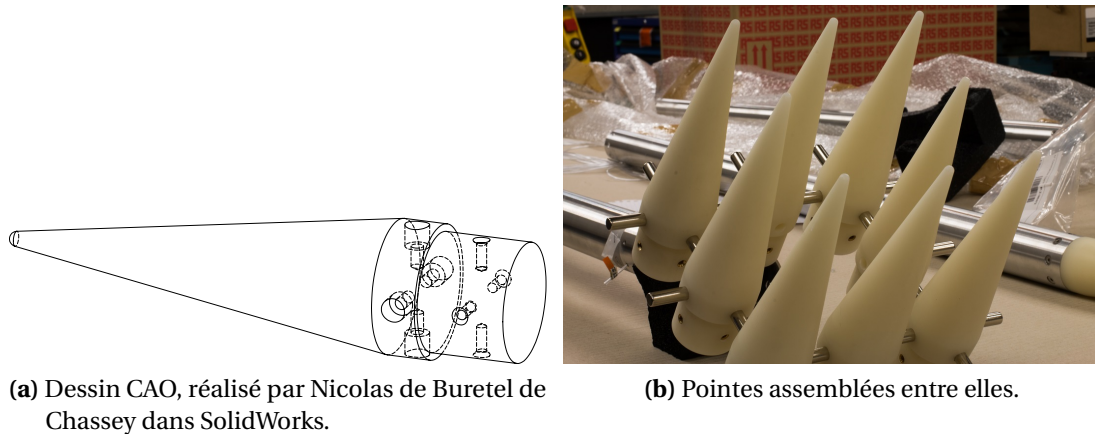


Fig. 3.14 – Pointes des cylindres périphériques.

3.1.8 (b) Cylindres périphériques

Les cylindres périphériques, non instrumentés, peuvent être fixés sans degré de liberté. Ils sont reliés de manière quasi-rigide au niveau des extrémités, les pointes assurant, en plus de leur rôle aérodynamique, ce rôle de fixation. Celles-ci ont été prévues dès la fabrication avec des inserts pour pouvoir les visser aux cylindres, et avec des trous pour pouvoir être assemblées entre elles et aux parois de la veine à l'aide de petits cylindres métalliques de 8 mm de diamètre (voir figure 3.14b). Nous avons choisi ce dispositif afin de faciliter les opérations de montage/démontage, qui auraient été plus difficiles et chronophages avec des vis.

D'un point de vue structural, l'assemblage présenté en figure 3.15a aurait convenu. Néanmoins, afin d'avoir des conditions d'entrée symétriques pour l'écoulement, nous avons préféré l'assemblage présenté en figure 3.15b.

Des tubes de mesure de pression, finalement utilisés uniquement pour les mesures de vitesse (paragraphe 3.1.7 (b)), ressortent par l'arrière des cylindres. La pointe arrière est donc en réalité raccourcie et creuse, voir figure 3.16a.

3.1.8 (c) Cylindre central

Le cylindre central est maintenu en son centre par une tige-support reliée à la balance. Il est séparé en deux parties attachées à un manchon qui lui-même vient se visser sur la tige-support (figure 3.16b). Chacune des deux parties du cylindre central fait donc un peu moins d'un mètre de long.

Les pointes, si elles n'ont pas le rôle de support qu'ont celles des cylindres périphériques, ont néanmoins une importance de tenue mécanique plus grande, car elles doivent transmettre la charge de 5 kg que nous allons appliquer à chaque extrémité pour fléchir le cylindre. La liaison cylindre-pointe est renforcée à cet effet, passant de 4 vis (figure 3.14a) à 8.

La tige-support, pour arriver à la balance, doit passer à travers le cylindre inférieur, dans lequel un trou de diamètre 25 mm a été pratiqué. Le passage doit se faire sans contact, sans quoi les mesures de force seraient faussées (figure 3.17a).

L'encastrement à la balance est réalisé à l'aide de deux demi-coquilles qui viennent

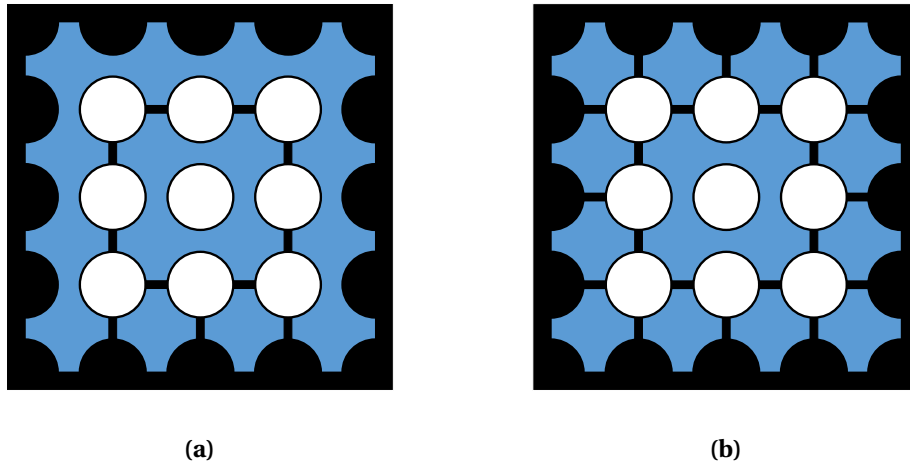


Fig. 3.15 – Assemblage des cylindres périphériques : (a) version minimale ; (b) version conservant la symétrie.

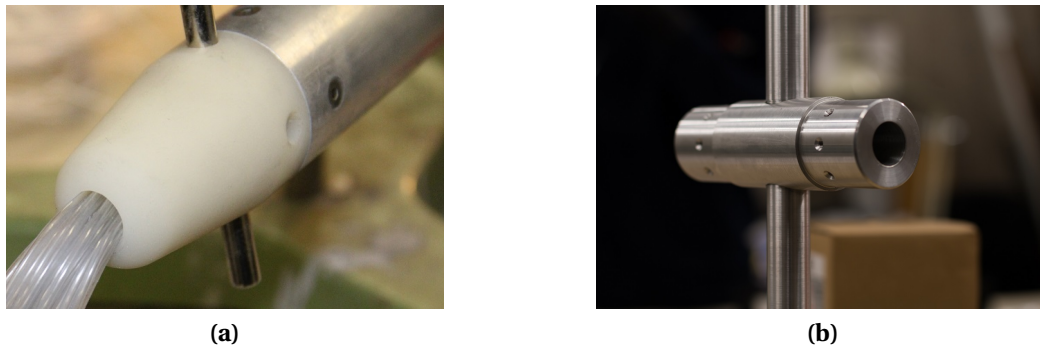


Fig. 3.16 – (a) Sortie de tubes de mesure de pression à l'arrière des cylindres périphériques et (b) manchon vissé à la tige-support et sur lequel on fixe les deux parties du cylindre central.

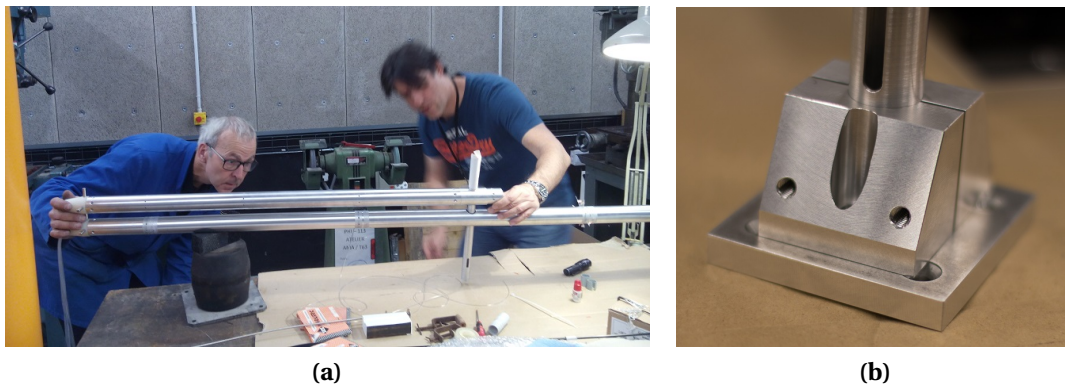


Fig. 3.17 – (a) Vérification en atelier de l'absence de frottement entre la tige-support du cylindre central et les parois du cylindre inférieur et (b) demi-coquilles qui enserrant la tige-support pour l'encastrer à sa base.

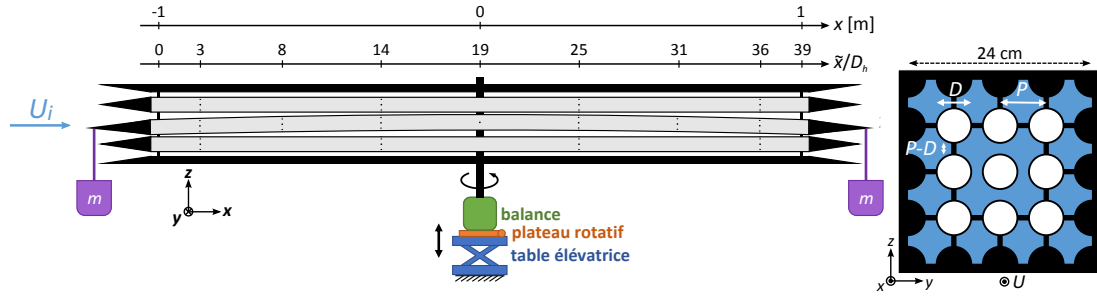


Fig. 3.18 – Schéma de la maquette FICEL avec ses principaux composants. Dans la maquette, les demi-cylindres et quarts de cylindre aux parois sont plus longs que tels que représentés ici (voir figure 3.21).

enserrer la base de la tige-support (figure 3.17b), elles-mêmes étant vissées à une plaque fixée à la balance. Un pion est placé à l'intérieur de la tige-support afin d'éviter l'écrasement local de la section.

De la présence de la tige-support résulte inévitablement une perturbation locale de l'écoulement. Afin de maintenir une perturbation relativement constante lors des translations du cylindre central, et dans l'idée de conserver la symétrie, nous rajoutons une tige de même diamètre vers le haut (voir aperçu CAO en figure 3.19). Il faut donc aussi percer le cylindre supérieur d'un trou de 25 mm. La tige-support et son pendant factice constituent, d'un point de vue fluide, un cylindre en écoulement transverse. Une pratique courante en soufflerie pour réduire les forces générées au niveau des supports est de leur donner une forme profilée. Outre la difficulté de mettre en place un dispositif de ce type dans cette géométrie confinée tout en assurant l'absence de contact avec les autres cylindres, un support profilé aurait un impact sur la portance en rotation, ce qui n'est pas souhaité. Cette solution est donc écartée et la tige-support reste cylindrique. Afin d'étudier la sensibilité des résultats expérimentaux à la présence de ce support, sa partie supérieure est rendue amovible, permettant ainsi la comparaison des cas avec et sans.

De bas en haut, les différents éléments mentionnés jusqu'à présent s'enchaînent comme suit (voir figures 3.12a et 3.18) :

- table élévatrice,
- plateau rotatif,
- balance,
- tige-support,
- manchon auquel sont fixées les deux parties du cylindre central,
- tige factice.

Du papier anti-glisse est inséré en-dessous et au-dessus de la balance afin de minimiser le jeu dans les fixations.

3.1.9 Bilan

Le schéma en figure 3.18 et l'aperçu CAO en figure 3.19 rassemblent l'essentiel des dispositifs et notations présentés jusqu'ici. Les photographies de la figure 3.20 donnent une idée de la mise en œuvre globale de cette maquette. Celle-ci a été mise en service

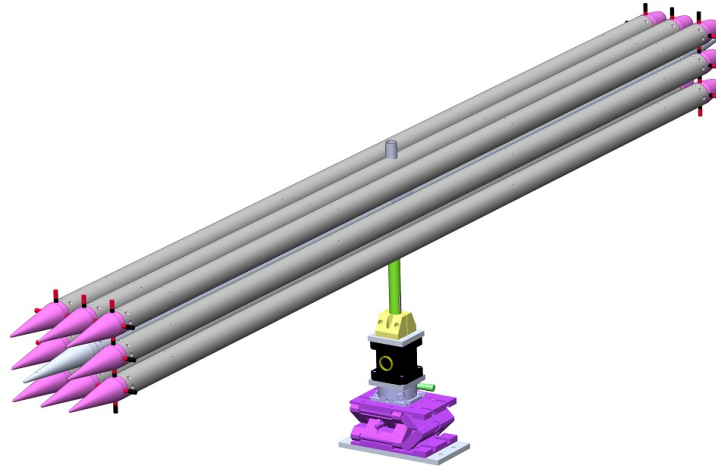
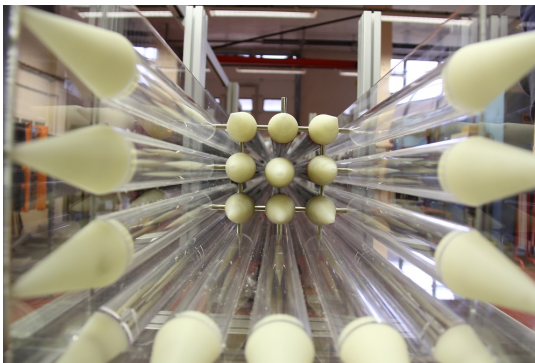
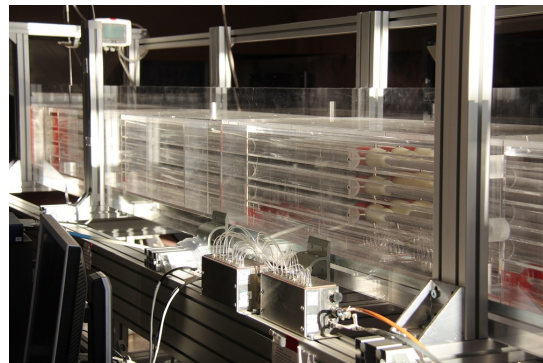


Fig. 3.19 – Aperçu CAO de la maquette FICEL, sans les parois de la veine (réalisé par Nicolas de Buretel de Chassey dans SolidWorks).



(a) Vue de face, sans la cloison supérieure.



(b) Vue d'ensemble de la veine, depuis l'arrière.

Fig. 3.20 – Photographies de la maquette FICEL.

16 mois après le début de la thèse, grâce notamment aux nombreuses heures de travail du personnel technique d'EDF et de l'ENSTA ParisTech. Elle représente un investissement d'environ 30 000 €, en fournitures sur catalogue ou pièces commandées sur mesure (ce montant ne compte pas l'instrumentation). Les phases d'essai ont sans cesse mené à des améliorations de la maquette ou du protocole de mesure afin d'augmenter la précision des résultats. Les données présentées au chapitre suivant sont pour l'essentiel issues de mesures réalisées au printemps 2018 et ayant bénéficié du retour d'expérience d'un peu plus d'un an d'exploitation de ce banc d'essai.

3.2 Modèle numérique de la maquette

3.2.1 Motivations

La maquette FICEL permet de mesurer les efforts fluides globaux s'exerçant sur un cylindre déformé en écoulement axial et confiné. En revanche, les tentatives d'accès aux forces fluides locales se sont révélées infructueuses : les mesures de pression qui devaient permettre de calculer celles-ci souffraient de biais qu'il n'a pas été possible de corriger avec fiabilité. La simulation numérique, si elle demande un effort initial potentiellement aussi important que la mise en place d'un banc d'essai, et si elle est davantage que les essais exposée à des questions de sensibilité des résultats aux paramètres, présente l'atout de mettre à disposition une quantité quasiment infinie de capteurs : une fois le calcul effectué et convergé, on a accès aux champs de pression et de vitesse dans l'ensemble du domaine. Bénéficier à la fois de résultats expérimentaux et d'un modèle numérique permet de tirer le meilleur parti des deux approches. Le banc d'essai permet de bien comprendre le problème, d'orienter la direction à suivre dans les simulations, et pourvu que les mesures soient faites avec précaution, donne du matériel de validation précieux pour le modèle numérique. Le modèle numérique, une fois mis en place selon les bonnes pratiques en vigueur et confronté aux résultats expérimentaux, peut être utilisé avec confiance pour compléter ces résultats et approfondir la compréhension des phénomènes en jeu.

Dans le cadre de cette thèse, nous ne cherchons néanmoins pas à développer de nouvelles méthodes numériques pour obtenir un accord parfait entre essais et simulations. Il s'agit plutôt ici d'employer des méthodes éprouvées, et de les évaluer sur leur capacité à retrouver les mêmes *tendances* que les essais.

3.2.2 Simulations RANS

Les simulations numériques, parfois désignées dans la suite par le sigle CFD (*computational fluid dynamics*), sont réalisées dans *Code_Saturne* 4.0, un logiciel libre développé à EDF R&D basé sur la méthode des volumes finis [5] et utilisant un schéma centré pour la vitesse et l'algorithme SIMPLEC pour le couplage vitesse–pression. Intéressés par des grandeurs moyennes, nous utilisons un modèle de turbulence de la famille RANS (*Reynolds-averaged Navier–Stokes*), à savoir le modèle $k - \omega$ SST (*shear stress transport*) associé à une loi de paroi à deux échelles. Ce modèle est conçu pour être performant aussi bien au voisinage des parois que loin de celles-ci. Il a déjà été employé par différentes équipes pour simuler l'écoulement

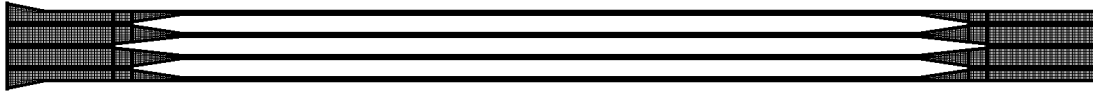


Fig. 3.21 – Maillage, coupe longitudinale (Oxz) en $y = 0$, vue d'ensemble. Les supports ne sont pas pris en compte dans la géométrie simulée.

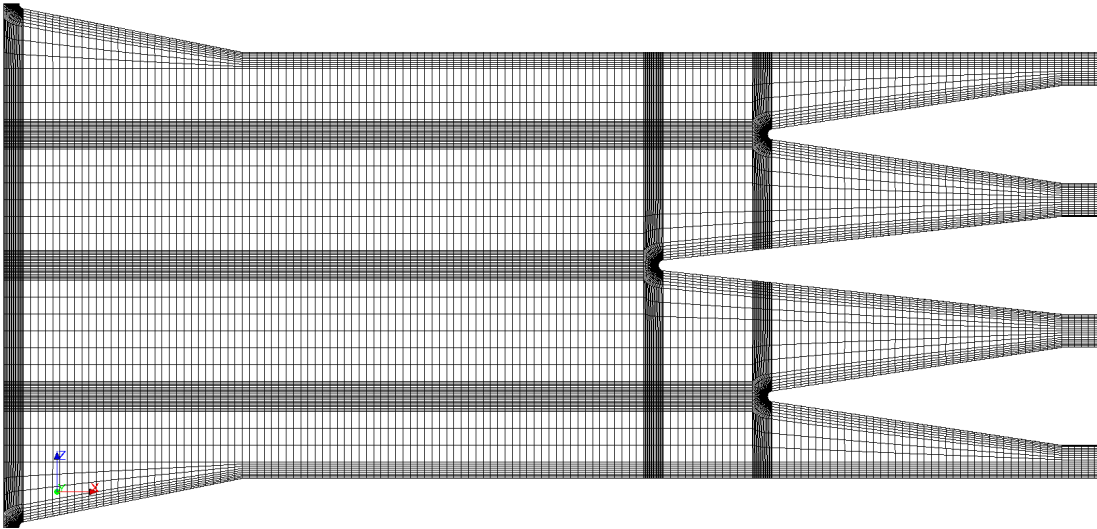


Fig. 3.22 – Vue de la zone d'entrée. Maillage réalisé avec Alexandre Martin et optimisé par Wen Wen.

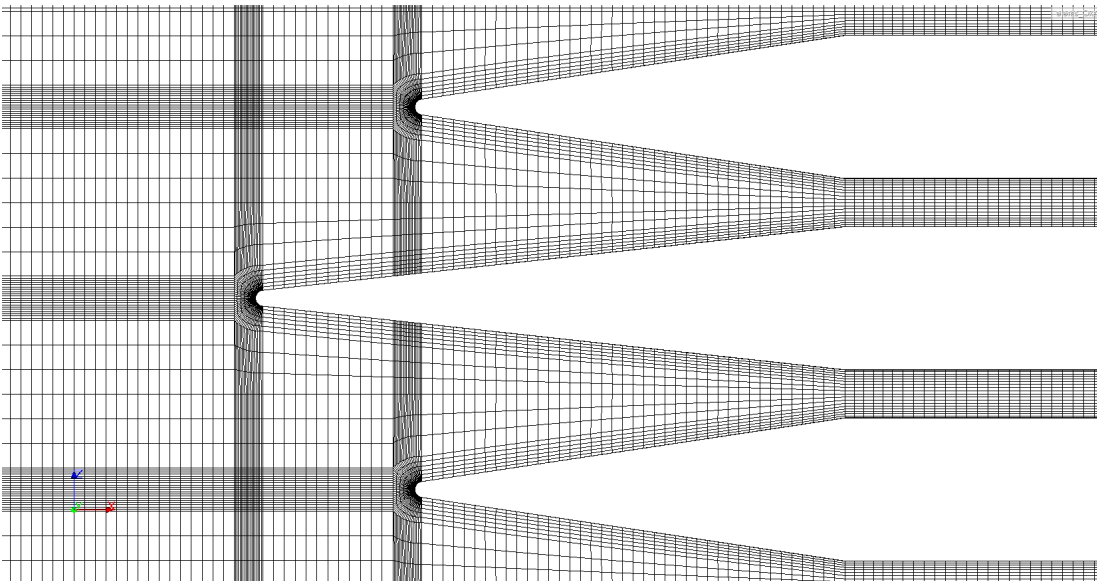


Fig. 3.23 – Maillage, détail des pointes du faisceau. De même que dans la maquette, la pointe du cylindre central est plus longue que les autres.

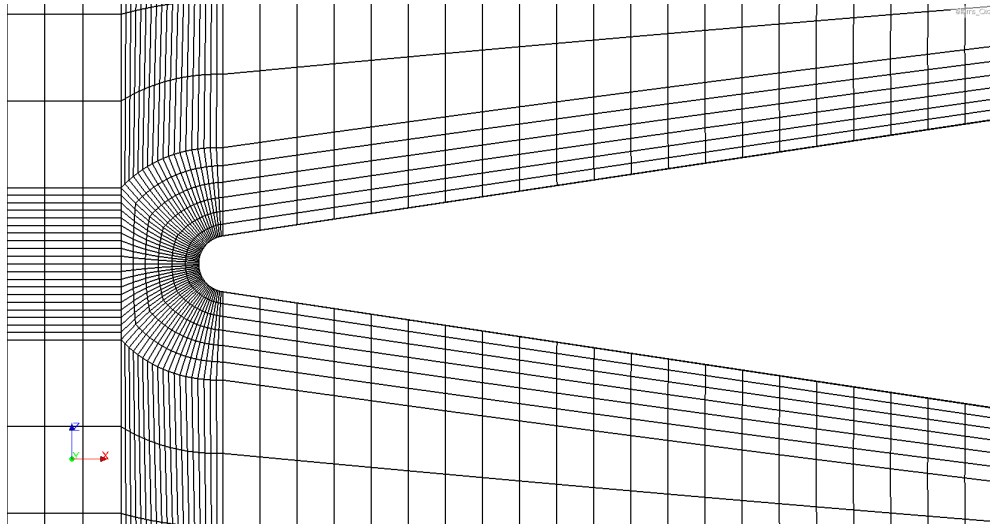


Fig. 3.24 – Maillage, détail de la partie sphérique en bout de pointe.

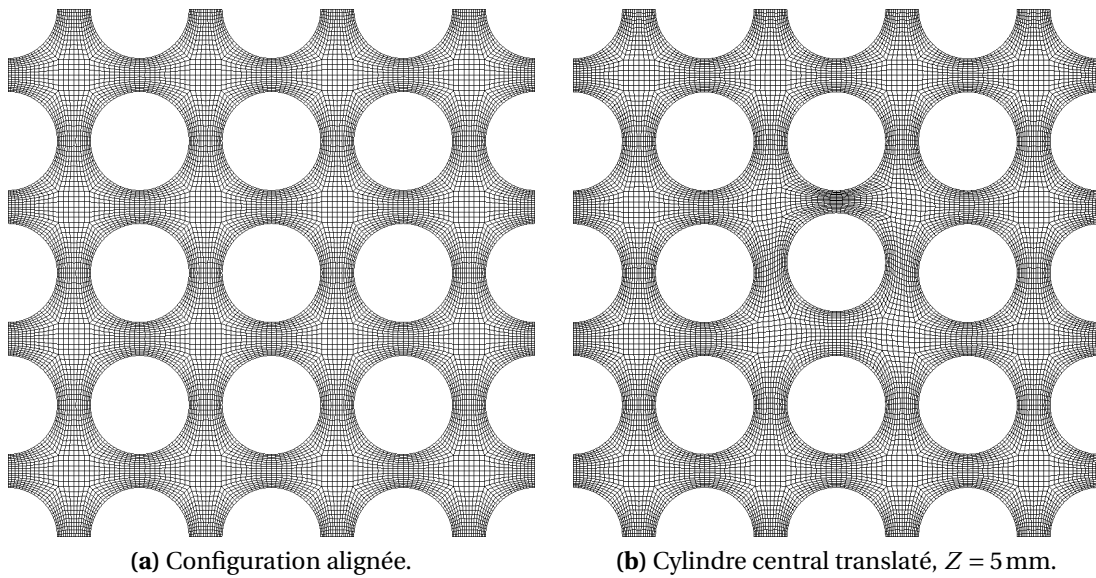


Fig. 3.25 – Maillage, coupe transversale (Oyz).

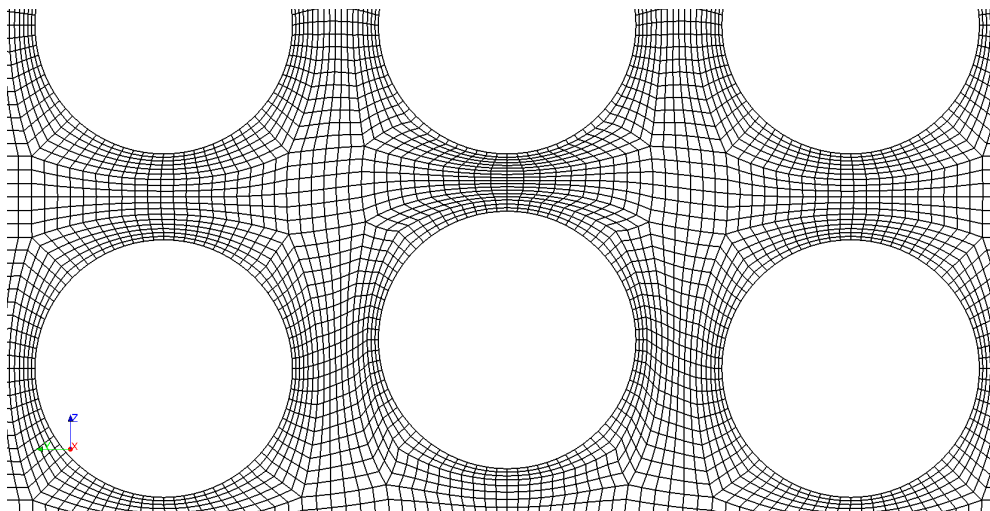


Fig. 3.26 – Maillage avec cylindre translaté, coupe transversale, détail.

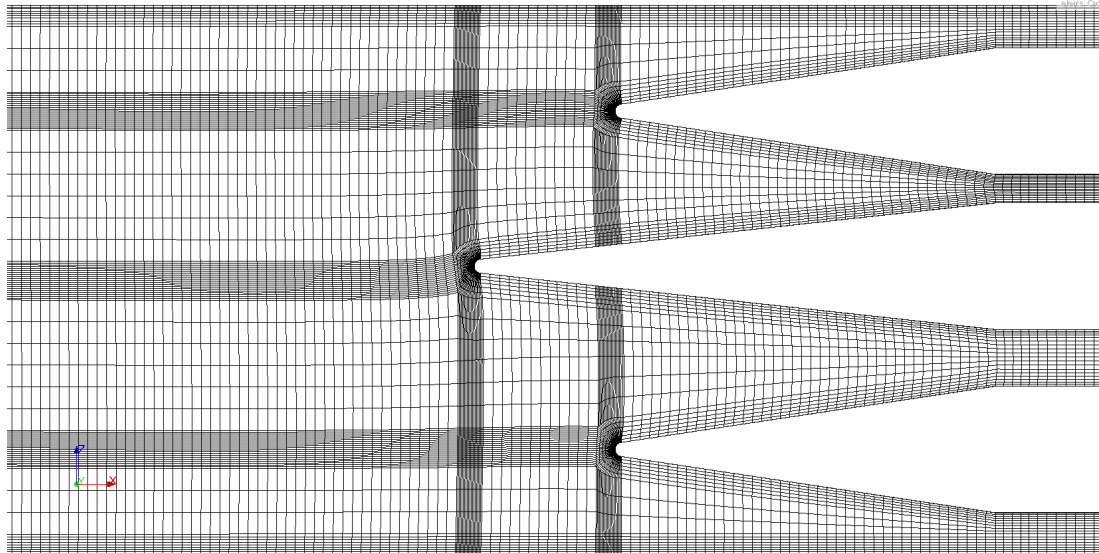


Fig. 3.27 – Maillage avec cylindre translaté, coupe longitudinale.

axial autour d'un cylindre [19–22,39,69]. Il a par ailleurs permis, dans la thèse de Divaret [23], de retrouver l'évolution linéaire de la portance d'un cylindre en fonction de son angle d'incidence, avec un coefficient de proportionnalité proche de la valeur expérimentale.

Le domaine fluide est discrétisé en un maillage hexaédrique conforme généré avec l'outil SALOME 7.8.0. La géométrie du modèle numérique est identique à celle de la maquette, à l'exception des points suivants :

- les supports ne sont pas modélisés, car les prendre en compte mènerait à un domaine fluide trop complexe géométriquement pour pouvoir réaliser un maillage hexaédrique dans un temps raisonnable ;
- les pointes arrières sont identiques aux pointes avant, alors que dans la maquette les pointes des cylindres périphériques sont écourtées (figure 3.16a).

Le maillage est raffiné aux parois, suivant les bonnes pratiques spécifiques au modèle de turbulence utilisé. Notamment, la demi-épaisseur de maille à la paroi, dont la valeur adimensionnelle³ est communément notée y^+ , est ajustée pour respecter au mieux la condition $y^+ \in [20 ; 40]$ recommandée pour les modèles de turbulence de type RANS [16]. En pratique, les valeurs de y^+ obtenues à la paroi du cylindre central après simulation sortent légèrement de cette gamme, la valeur la plus petite étant à 12, figure 3.28. La structure choisie pour le maillage contraint la taille des mailles à la paroi, et nous considérons que $y^+ \in [12 ; 41]$ est un compromis acceptable. Les tailles de maille dans la direction longitudinale (x) et dans la direction orthoradiale sur le pourtour des cylindres sont déterminées d'après les recommandations des ingénieurs du département MFEE d'EDF R&D, département qui développe le logiciel *Code_Saturne*. Le maillage ainsi obtenu a 12,3 millions de cellules (figures 3.21 à 3.25a).

Le maillage est généré dans la configuration alignée. Pour le déformer selon les trois degrés de liberté (rotation, translation et flexion), un calcul de mécanique des solides est effectué sur le domaine fluide avec le logiciel *Code_Aster* 14.1, en imposant des déplacements

3. La distance à la paroi est adimensionnée par le rapport ν / u_* , où $u_* = U \sqrt{\lambda_c / 8}$ est la vitesse de frottement.

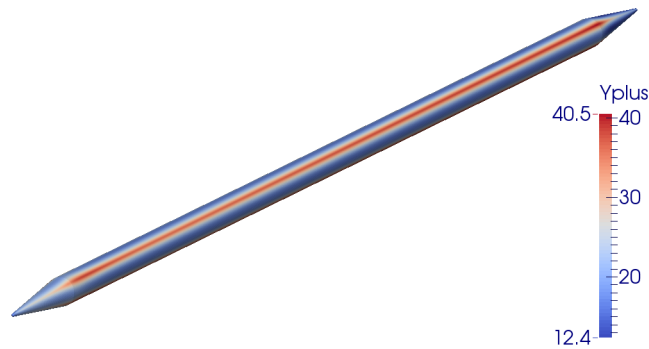


Fig. 3.28 – Valeurs de y^+ obtenues dans les simulations numériques à la paroi du cylindre central.

aux nœuds représentant la paroi du cylindre central. Afin de conserver les tailles de maille prescrites par le calcul fluide, le déplacement est imposé sur plusieurs couches de mailles à la paroi (figure 3.26 pour le détail, figures 3.25b et 3.27 pour des vues plus globales).

Les conditions aux limites sont les suivantes :

- section d’entrée : vitesse constante et uniforme $U_i = 10 \text{ m/s}$,
- section de sortie : pression statique constante,
- cylindres et cloisons : paroi lisse.

Pour une maille, le nombre de Courant est le rapport entre la distance parcourue par une particule de fluide dans la durée d’un pas de temps et la longueur de la maille. La condition de Courant–Friedrichs–Lewy impose que le nombre de Courant le plus élevé du domaine soit inférieur 1. Choisir le pas de temps $\Delta t = 5 \times 10^{-6} \text{ s}$ permet de satisfaire cette condition. La valeur maximale du nombre de Courant est atteinte au bout des pointes amont et vaut 0,52. Nous simulons 1 s de temps physique, ce qui assure ici un régime stationnaire bien établi. Les visualisations d’écoulement présentées ci-après sont réalisées au dernier pas de temps. Les efforts fluides sont enregistrés à chaque pas de temps, et moyennés sur le dernier dixième de seconde.

Les simulations sont exécutées sur le cluster de calcul scientifique d’EDF nommé EOLE, en utilisant en général 30 nœuds de calcul équipés chacun avec 128 Go de RAM et 28 cœurs (répartis sur deux processeurs 2,40 GHz de modèle Intel® Xeon® CPU E5-2680 v4). Une simulation dure alors un peu moins de trois jours.

Le modèle numérique a été conçu avec Alexandre Martin, ingénieur de recherche CNRS à l’IMSIA, sur la base d’un exemple 2D fourni par le département MFEE. Il a été amené au meilleur niveau des bonnes pratiques par Wen Wen lors de son stage de master 2 à EDF R&D. À cette occasion, la robustesse des résultats aux changements sur le maillage a été vérifiée. Cette étude de sensibilité du modèle est détaillée dans le rapport de stage [102].

3.3 Caractérisation de l’écoulement dans la maquette FICEL

3.3.1 Écoulement incident : taux de turbulence et inhomogénéités

La section d’entrée de la veine d’essai est située directement à l’aval du collecteur. Nous y avons caractérisé l’écoulement incident, par le biais du taux de turbulence et de la répartition

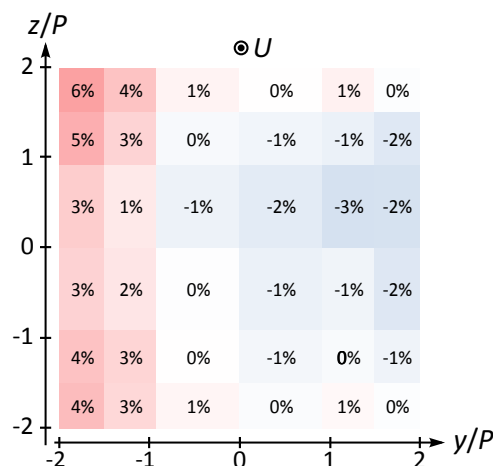


Fig. 3.29 – Champ de vitesse en entrée de veine dans la maquette, écart à la vitesse moyenne (ici 16,4 m/s).

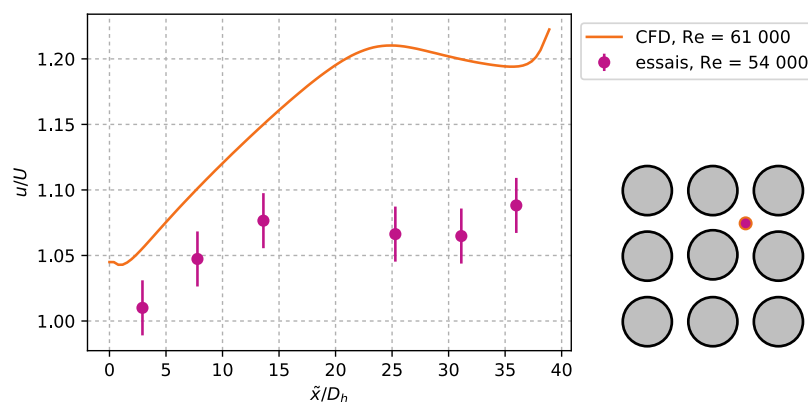


Fig. 3.30 – Profil de vitesse axiale u le long d'une ligne parallèle à l'écoulement, au centre du canal entre quatre cylindres ($y/P = z/P = 0,5$), là où la vitesse est maximale.

du champ de vitesse.

Le taux de turbulence quantifie les fluctuations de vitesse : il s'agit du rapport entre l'écart-type et la moyenne du signal temporel de vitesse. Le signal temporel est acquis pendant 1 min à la fréquence de 1 kHz avec un fil chaud. Le taux de turbulence obtenu vaut 0,7 %.

Le champ de vitesse dans la section d'entrée est mesuré à l'aide d'un tube de Pitot branché à un manomètre. Les points sont mesurés successivement les uns après les autres, et le signal temporel moyenné sur 30 s. Les résultats sont représentés en figure 3.29. Ils indiquent une légère asymétrie gauche/droite, avec des vitesses plus importantes à proximité de la paroi du côté $y < 0$.

Au régime de soufflerie maximal, la vitesse en entrée de veine atteint environ 17,8 m/s, soit une vitesse débitante de 32 m/s (éq. 3.15), valeur assez proche du pronostic du paragraphe 3.1.4 (34 m/s).

3.3.2 Champ de vitesse en configuration alignée

Afin de se familiariser avec les caractéristiques de l'écoulement dans la configuration FICEL, dans sa mise en œuvre expérimentale et numérique, des mesures de vitesse ont été

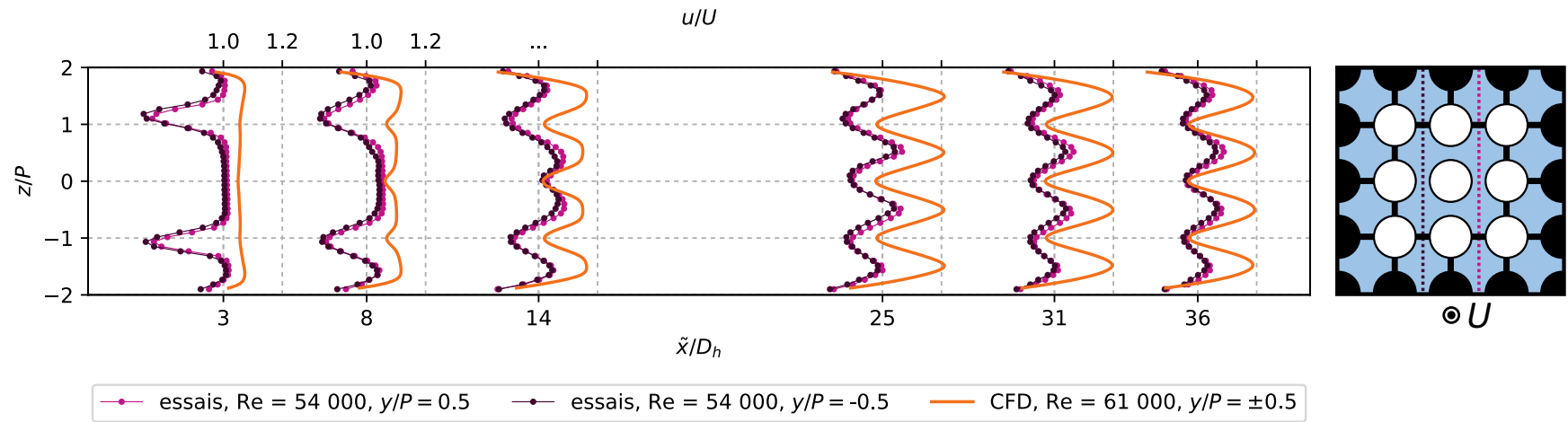


Fig. 3.31 – Profils de vitesse axiale u de part et d'autre du cylindre central en différentes sections le long de la maquette FICEL. Résultats expérimentaux et numériques.

réalisées à l'intérieur de la maquette. Plus précisément, en six sections le long du faisceau de cylindre, deux profils donnant la vitesse locale u dans la direction axiale ont été mesurés, respectivement de part et d'autre du cylindre central. Les résultats sont présentés en figure 3.31, relativement à la vitesse débitante U . L'échelle inférieure des abscisses indique la position de la section de mesure relativement au diamètre hydraulique : \tilde{x}/D_h . La notation $\tilde{x} = x - L/2$ signifie qu'on ramène l'origine au début des cylindres, et non en leur centre (origine de x), voir figure 3.18. L'échelle supérieure des abscisses donne le rapport de vitesse u/U , la valeur 1 étant à chaque fois placée en face de la valeur de \tilde{x}/D_h correspondant au profil.

Les creux apparaissant sur les premiers profils expérimentaux s'expliquent par le sillage des supports cylindriques, dessinés sur le schéma à droite du graphique. Ils s'estompent à mesure que l'on s'en éloigne. Les courbes montrent une légère asymétrie haut/bas dans la partie amont, et une asymétrie droite/gauche tout le long de la maquette, la partie $y > 0$ étant plus rapide que la partie $y < 0$. L'asymétrie observée dans la section d'entrée était en sens inverse (figure 3.29).

La simulation comme les essais permettent d'observer le développement puis la stabilisation des couches limites vers 25 diamètres hydrauliques. Cela rappelle la notion de longueur d'entrée dans une conduite. L'expression $L_e/d = 1,6 \text{Re}^{1/4}$ proposée par White [103], utilisée en remplaçant d par D_h et en prenant le nombre de Reynolds des essais, donne la longueur d'entrée $L_e \approx 24 D_h$. Ce phénomène s'observe de manière plus précise sur la figure 3.30, qui présente un profil de vitesse longitudinal, au centre du canal entre quatre cylindres.

Les résultats numériques donnent globalement des vitesses plus élevées sur les profils choisis ici. Cela s'explique peut-être par la présence de fuites sur la veine d'essai, notamment au centre en raison du passage du support du cylindre central à travers la paroi. Néanmoins, les deux approches permettent de remarquer que les couches limites développées mènent à des vitesses d'écoulement inférieures dans les zones étroites de la section, là où les parois des cylindres sont les plus proches. Les visualisations de champ de vitesse obtenues grâce à la CFD permettent de mieux appréhender cette répartition inhomogène de la vitesse axiale dans une section, voir les figures 3.32 et 3.33⁴.

Ces informations sur le champ de vitesse lorsque le cylindre central est aligné permettent d'apercevoir un peu mieux la pertinence du sujet exposé dans la section 2.2 : le modèle TLP reste-t-il valable dans la configuration FICEL, malgré les inhomogénéités de vitesse résultant du développement et de la stabilisation des couches limites ?

4. Cette dernière figure montre qu'une cellule de recirculation apparaît à l'aval du faisceau. Celle-ci pourrait expliquer certains problèmes de stabilité des calculs rencontrés sur des simulations longues. Pour plus de détails, voir le rapport de stage de Wen [102].

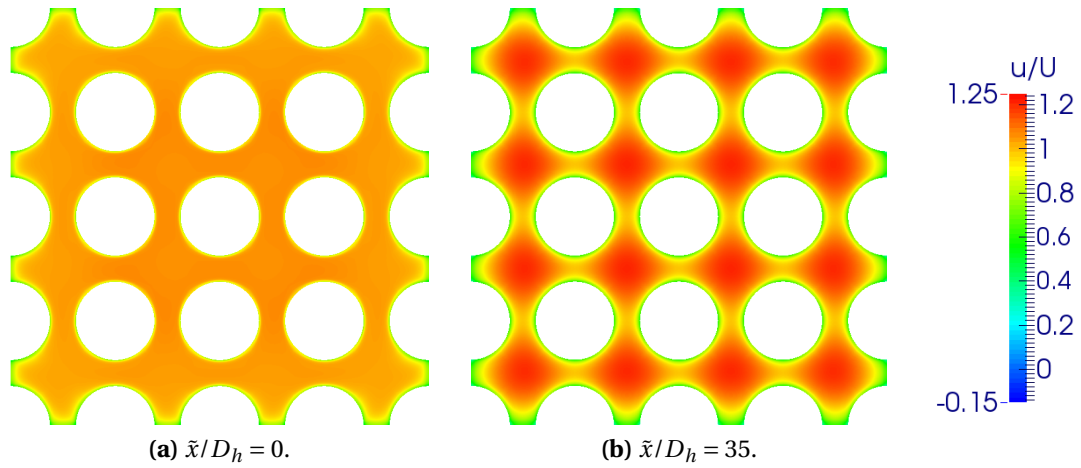


Fig. 3.32 – Champ de vitesse axiale dans la simulation numérique, à l'entrée du faisceau (a) et après développement des couches limites (b), $Re = 61\,000$. Visualisations réalisées avec Paraview.

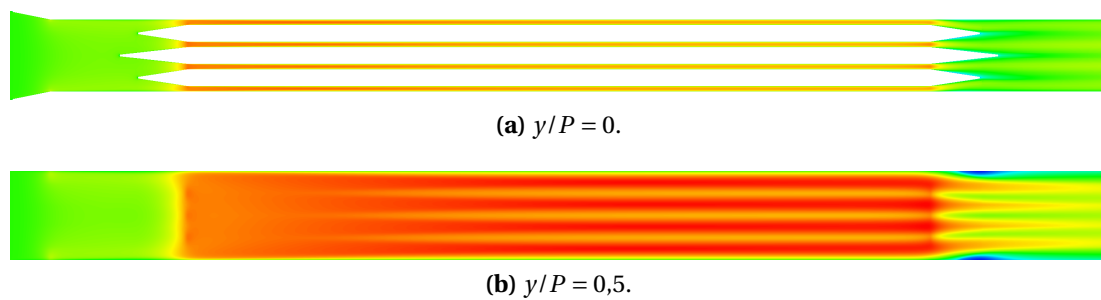


Fig. 3.33 – Champ de vitesse axiale dans la simulation numérique, selon des coupes longitudinales. L'écoulement va de la gauche vers la droite. L'échelle de vitesse est identique à celle de la figure 3.32. $Re = 61\,000$.

4

Résultats

Ce chapitre présente les résultats d'essai et de simulation obtenus avec la maquette FICEL introduite au chapitre précédent, dans l'objectif d'évaluer la performance du modèle TLP décrit au chapitre 2. Les variations des efforts résultants sur le cylindre central selon les trois degrés de liberté sont exposées dans la première section. La deuxième section détaille la répartition des forces fluides locales. Ces résultats sont synthétisés et discutés dans la troisième section.

4.1 Forces globales

4.1.1 Notations et démarche

Les degrés de liberté introduits au chapitre précédent (rotation, translation, flexion) et les paramètres associés (α_z , Z , δ) sont représentés en figure 4.1. Les désignations et notations des différents efforts fluides sont aussi indiquées sur cette figure. Tous les moments sont évalués au centre du cylindre. Les efforts sont exprimés dans un repère attaché au centre du cylindre, orienté d'après la direction de l'écoulement incident. Ainsi, ce repère se déplace lorsque le cylindre est translaté, mais dans le cas de la rotation il ne tourne pas avec le cylindre.

Les efforts sont donnés sous forme adimensionnelle :

$$\left\{ \begin{array}{l} C_i = \frac{F_i}{\frac{1}{2}\rho U^2 DL} \quad \text{pour les forces,} \\ C_{Mi} = \frac{M_i}{\frac{1}{2}\rho U^2 DL^2} \quad \text{pour les moments.} \end{array} \right. \quad (4.1)$$

En configuration alignée (α_z , Z et δ nuls), en tenant compte des symétries, tous les ef-

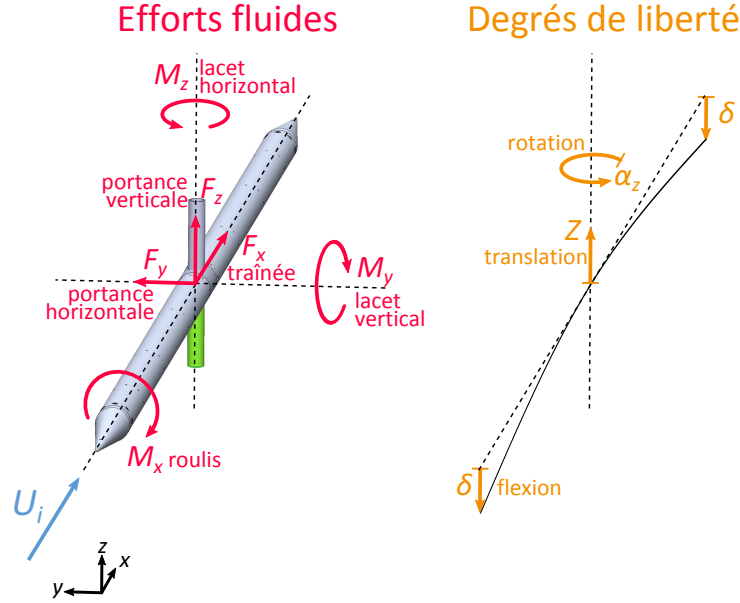


Fig. 4.1 – Efforts fluides et degrés de liberté.

forts sauf la traînée doivent être nuls. Les résultats numériques vérifient bien cette propriété, mais les courbes expérimentales sont généralement décentrées, en raison des imperfections géométriques et asymétries d'écoulement du banc d'essai (figures 3.29 et 3.31). C'est pourquoi les résultats expérimentaux, sauf pour la traînée, sont donnés relativement à la valeur mesurée en configuration alignée, d'où la notation Δ . Par exemple, pour le coefficient de portance en rotation, les résultats sont représentés sous la forme :

$$\Delta C_y(\alpha_z) = C_y(\alpha_z) - C_y(0). \quad (4.2)$$

Les paramètres associés aux degrés de liberté sont aussi donnés sous forme adimensionnelle :

- en rotation, l'angle α_z est donné en radians,
- en translation, le déplacement Z est adimensionné par la demi-longueur du cylindre $L/2$,
- en flexion, la flèche δ à l'extrémité du cylindre est elle aussi adimensionnée par $L/2$, ce qui donne un angle équivalent (voir figure 4.10).

Ainsi, une même valeur des paramètres adimensionnels correspond à une même valeur du déplacement à l'extrémité du cylindre.

Dans la suite, les résultats sont rassemblés par degré de liberté. Pour la rotation, la translation puis la flexion, la démarche est la suivante :

- les efforts nuls par symétrie sont identifiés,
- les prédictions du modèle TLP pour les efforts pertinents sont évaluées (équation 2.25),
- les résultats pour ces efforts sont exposés et commentés,
- les résultats pour les efforts théoriquement nuls sont exposés et leur caractère négligeable par rapport aux efforts pertinents est vérifié.

La traînée est traitée à part, en premier, car le modèle TLP lui prédit une valeur constante quel que soit le degré de liberté.

Les graphiques des efforts pertinents comportent chacun sept courbes :

- trois courbes expérimentales, pour différentes valeurs du nombre de Reynolds ;
- une courbe expérimentale en l'absence de la partie supérieure de la tige-support (paragraphe 3.1.8 (c)), afin d'observer l'influence du support sur les résultats ;
- une courbe issue des simulations numériques, où rappelons-le le support n'est pas modélisé ;
- une courbe donnant la prédiction du modèle TLP, qui ne prend pas en compte les pointes aux extrémités du cylindre ;
- une courbe issue des simulations numériques, en ayant retiré la contribution des pointes, à des fins de comparaison avec la courbe TLP.

Pour les efforts théoriquement nuls, les deux dernières courbes de la liste ci-dessus ne sont pas représentées. Nous avons délibérément choisi de représenter toutes ces courbes sur le même graphique, afin d'avoir pour chaque degré de liberté et chaque effort fluide une vue d'ensemble. La comparaison directe entre résultats d'essais et modèle TLP est en général difficile, principalement en raison des pointes. La comparaison est donc à faire dans un premier temps entre essais et CFD, puis dans un second temps entre modèle TLP et CFD sans contribution des pointes.

4.1.2 Traînée

Avant de donner les résultats exhaustifs pour les trois degrés de liberté, nous nous focalisons sur la traînée. Le modèle TLP prédit en effet une valeur constante de la traînée, quel que soit le degré de liberté :

$$C_x^{\text{TLP}} = C_D = \frac{\pi}{4} \lambda_c, \quad (4.3)$$

où le coefficient de perte de charge λ_c est estimé à partir du nombre de Reynolds avec la formule de Haaland (éq. 2.23). La prédiction du modèle TLP est indiquée pour le nombre de Reynolds des simulations numériques : $C_D \simeq 0,016$.

Les résultats sont présentés en figure 4.2. Expérimentalement (courbes violettes), aucune tendance claire ne se dessine et l'hypothèse de traînée constante semble se vérifier, avec une valeur moyenne de $C_x = 0,041$. Retirer la tige supérieure réduit logiquement la traînée (courbe verte ; en rotation, écart de 0,004 avec la moyenne des courbes violettes). En translation, la courbe est une droite inclinée, car la longueur de support exposé à l'écoulement augmente avec Z^1 .

Dans les simulations numériques, où le support n'est pas représenté, la traînée est encore réduite de presque autant (en rotation, écart de 0,003 entre la courbe verte et la courbe orange). Cela montre un bon accord entre essais et CFD sur la traînée. Les parties en pointillés, sur ces courbes, sont des extrapolations à partir des deux points simulés pour chaque degré

1. La pente de cette droite est cohérente avec la valeur du coefficient de traînée d'un cylindre en écoulement transverse à $Re = 10^5$, que l'on peut trouver dans la littérature : [8] donne 1,2, tandis que cette droite donne 1,22.

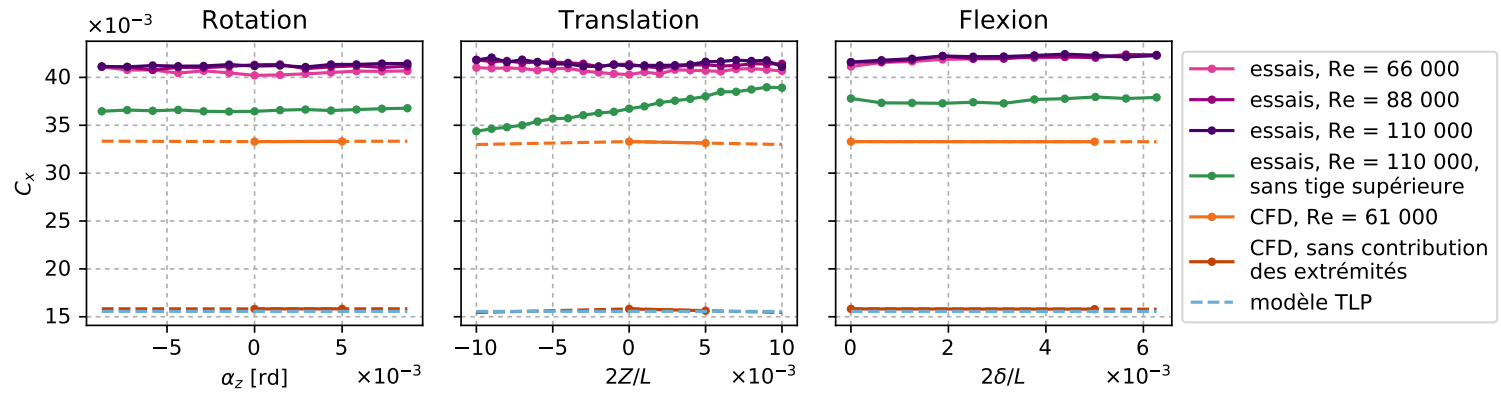


Fig. 4.2 – Évolution de la traînée selon les trois degrés de liberté.

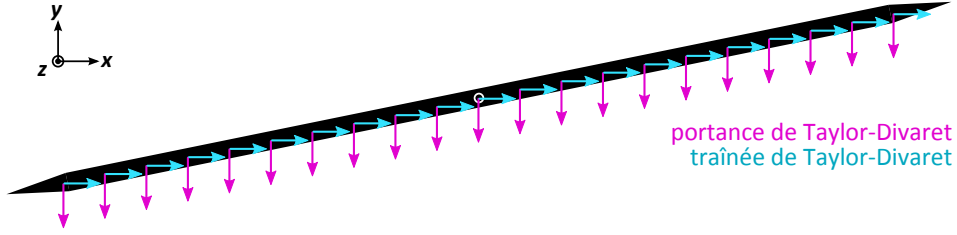


Fig. 4.3 – Modèle TLP en rotation, répartition des forces locales. La portance et la traînée ne sont pas représentées dans la même échelle.

de liberté. Retirer la contribution des pointes permet de retrouver la valeur prédite par la formule de Haaland (courbes marron et bleue superposées).

4.1.3 Rotation

4.1.3 (a) Efforts pertinents, prédiction du modèle TLP

En rotation, la symétrie haut-bas impose tout le long du cylindre une force verticale théoriquement nulle : $f_z = 0$ partout, et a fortiori $F_z = 0$. Le déplacement des sections de cylindre ayant lieu dans le plan horizontal, cela implique que le moment de roulis et le moment de lacet vertical sont nuls : $M_x = M_y = 0$. Les efforts pertinents sont donc la portance horizontale F_y et le moment de lacet horizontal M_z (figure 4.4a).

Pour le cas d'un cylindre droit incliné, le modèle TLP se ramène à la force de Taylor-Divaret, figure 4.3. La portance locale f_y est uniforme et proportionnelle à l'angle d'incidence α_z , et le coefficient de force résultante vaut :

$$C_y^{\text{TLP}} = -c_L \alpha_z. \quad (4.4)$$

Pour les figures, nous prendrons la valeur obtenue par Divaret [23] : $c_L = 0,10$. La portance locale étant uniforme, elle ne crée pas de moment au centre du cylindre, et il en va de même pour la traînée :

$$C_{Mz}^{\text{TLP}} = 0. \quad (4.5)$$

4.1.3 (b) Portance

La portance est représentée en figure 4.5, à gauche. Toutes les courbes suivent la même tendance, fidèle au modèle TLP : la portance est proportionnelle à l'angle d'incidence. Les pentes varient dans une gamme relativement resserrée, la CFD surestimant légèrement la valeur du coefficient c_L (tableau 4.1). Il n'y a pas d'effet de Reynolds particulier, et la présence ou l'absence de la partie supérieure de la tige-support ne modifie pas les résultats. D'après le tableau 4.1, il semble que le confinement joue un rôle marginal dans la valeur de c_L .

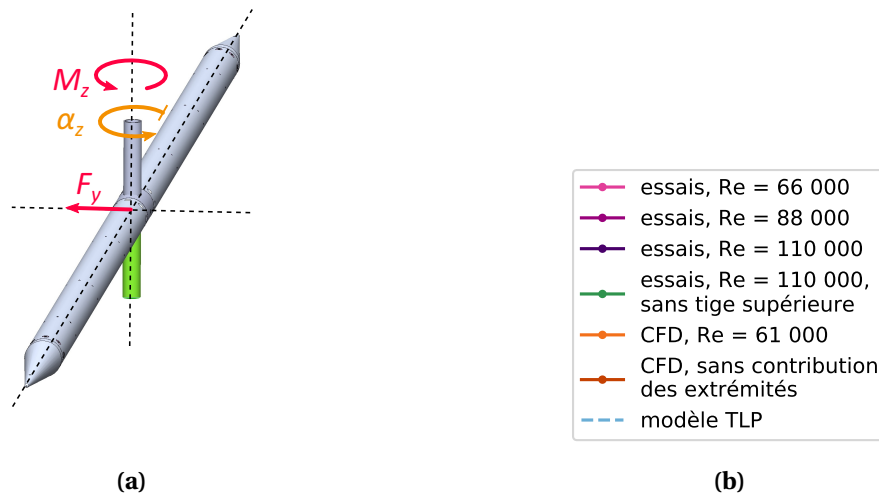


Fig. 4.4 – (a) Efforts fluides pertinents en rotation et (b) légende des graphiques ci-dessous.

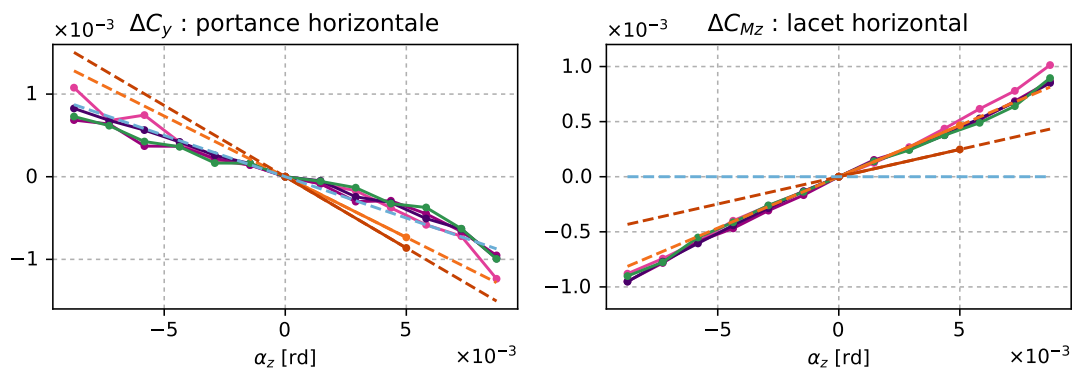


Fig. 4.5 – Évolution des efforts pertinents en rotation : portance et moment de lacet horizontal.

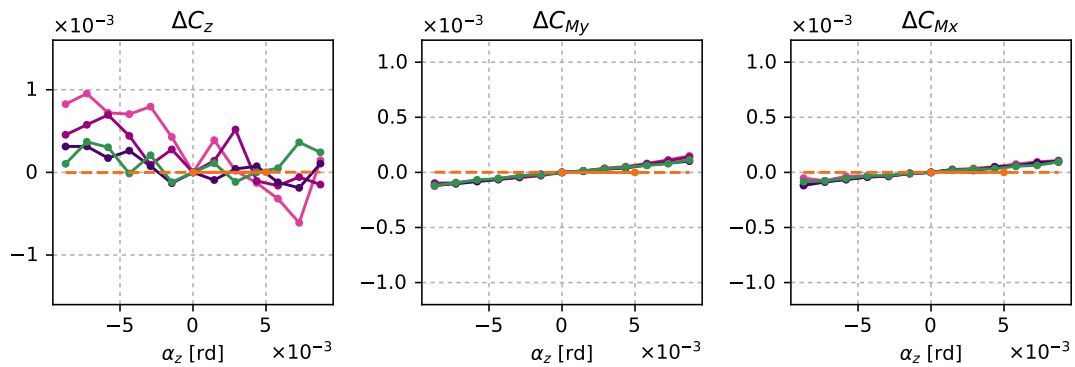


Fig. 4.6 – Évolution des efforts théoriquement nuls en rotation : force transverse et moment de lacet verticaux, moment de roulis.

Tab. 4.1 – Valeurs du coefficient de Divaret c_L obtenues dans les essais et simulations en rotation (figure 4.5, gauche).

Source	Pente c_L	Erreur ^a
Essais, Re = 66 000	0,11	$\pm 0,02$
Essais, Re = 88 000	0,09	$\pm 0,01$
Essais, Re = 110 000	0,10	$\pm 0,01$
Essais, sans tige supérieure	0,09	$\pm 0,01$
CFD, Re = 61 000	0,15	–
CFD, sans contribution des extrémités	0,17	–
Modèle TLP, Re = 30 000, non confiné [23]	0,10	$\pm 0,01$

^a. Il s'agit d'une erreur de précision, estimée statistiquement avec intervalle de confiance à 95 %. Elle serait nulle si les points étaient parfaitement alignés. L'erreur de biais n'est pas prise en compte (par exemple l'incertitude sur l'étalonnage de la balance).

En effectuant la régression linéaire avec la fonction `polyfit` de la bibliothèque Python *NumPy*, la racine carrée du premier terme diagonal de la matrice de covariance donne un estimateur de la variance σ . L'intervalle de confiance à 95 % s'obtiendrait par $\pm 2\sigma$ dans le cas d'une loi normale, mais il s'agit ici d'une loi de Student de degré de liberté $N - 2$, où N est le nombre de points de mesure sur la courbe [28]. Pour obtenir l'intervalle de confiance, nous utilisons donc plutôt la fonction `t.interval` en ayant au préalable importé la loi de Student avec la commande : `from scipy.stats import t`.

4.1.3 (c) Moment

Le moment de lacet horizontal est représenté en figure 4.5, à droite. Les essais comme la simulation enregistrent une raideur négative sur cet effort : le moment tend à faire tourner le cylindre dans le même sens que l'angle d'incidence. Ce phénomène est atténué dans la CFD si la contribution des pointes est ignorée, et totalement absent du modèle TLP. Cela incite à penser que ce moment apparaît principalement aux extrémités du cylindre, ce qui impliquerait de prendre des précautions avec le modèle TLP dans ces zones.

4.1.3 (d) Efforts théoriquement nuls

Les trois efforts restants sont représentés en figure 4.6, avec les mêmes échelles que les efforts pertinents pour bien visualiser leur amplitude par rapport à ceux-ci. La simulation numérique vérifie dans les trois cas le caractère négligeable de ces efforts, ce qui confirme que le maillage n'a pas induit d'asymétrie importante. Les données expérimentales en moment sont aussi plutôt cohérentes avec les conséquences de la symétrie. En revanche, les courbes de force transverse verticale sont davantage bruitées, sans qu'une tendance claire se dessine.

4.1.3 (e) Bilan

L'essentiel à retenir dans ce paragraphe est la persistance de la force de Taylor-Divaret en situation confinée, mesurée ici dans une gamme d'angles beaucoup plus étroite que celle de Divaret [23] : 13 points dans la gamme $\pm 0,5^\circ$ ici contre 7 points dans la gamme $\pm 5^\circ$ chez Divaret. La valeur du coefficient c_L , facteur de proportionnalité entre angle d'incidence et coefficient de portance, vaut ici comme chez Divaret environ 0,10. La CFD semble reproduire correctement les phénomènes observés expérimentalement.

4.1.4 Translation

4.1.4 (a) Efforts pertinents, prédiction du modèle TLP

En translation, la symétrie droite-gauche impose : $f_y = 0$, $F_y = 0$. Le déplacement des sections de cylindre ayant lieu dans le plan vertical, le moment de roulis et le moment de lacet horizontal sont nuls : $M_x = M_z = 0$. Les efforts pertinents sont donc la portance verticale F_z et le moment de lacet vertical M_y (figure 4.7a).

Pour le cas d'un cylindre droit translaté, le modèle TLP ne prédit aucune autre force que de la traînée. Les efforts pertinents qui viennent d'être identifiés sont donc nuls :

$$\begin{cases} C_z^{\text{TLP}} = 0, \\ C_{M_y}^{\text{TLP}} = 0. \end{cases} \quad (4.6)$$

4.1.4 (b) Portance

La portance est représentée en figure 4.8, à gauche. Contrairement à ce qui était attendu, les courbes expérimentales (violettes) montrent une variation importante de la portance avec la position Z du cylindre, indiquant une raideur fluide positive : rapprocher le cylindre de l'un de ses voisins engendre une force opposée à ce déplacement. Ce résultat est beaucoup moins clair dans le cas où la moitié supérieure de la tige-support est retirée (courbe verte) : si on retrouve l'effet de raideur fluide, légèrement atténué, dans la partie $Z > 0$, donc dans le cas où la moitié inférieure de la tige-support est la plus exposée à l'écoulement, en revanche il disparaît presque entièrement dans la partie $Z < 0$. Les résultats numériques tendent aussi à indiquer une raideur fluide, toutefois celle-ci est d'un facteur 7 moins importante (courbe orange). Retirer la contribution des pointes ramène à quasiment zéro la force fluide (courbe marron), ce qui est conforme au modèle TLP.

Ces observations nous mènent à la conclusion que pour un simple faisceau de cylindres en écoulement axial, il n'y a pas de raideur fluide. En revanche, sur une structure plus complexe, les supports et autres éléments en écoulement transverse peuvent mener à un effet de raideur.

4.1.4 (c) Moment

Le moment de lacet vertical est représentée en figure 4.8, à droite. Celui-ci augmente avec Z , que la partie supérieure de la tige-support soit présente ou non. La CFD surestime légèrement ce phénomène, qui s'atténue si la contribution des pointes est ignorée, et qui n'est pas prédit par le modèle TLP. De même que pour la rotation, nous sommes inclinés à accuser les inhomogénéités en entrée et en sortie de faisceau. Cette hypothèse reste à confirmer avec les résultats de force locale.

4.1.4 (d) Efforts théoriquement nuls

Les trois efforts restants sont représentés en figure 4.9, à nouveau avec les mêmes échelles que les efforts pertinents. La simulation numérique continue de vérifier systématiquement

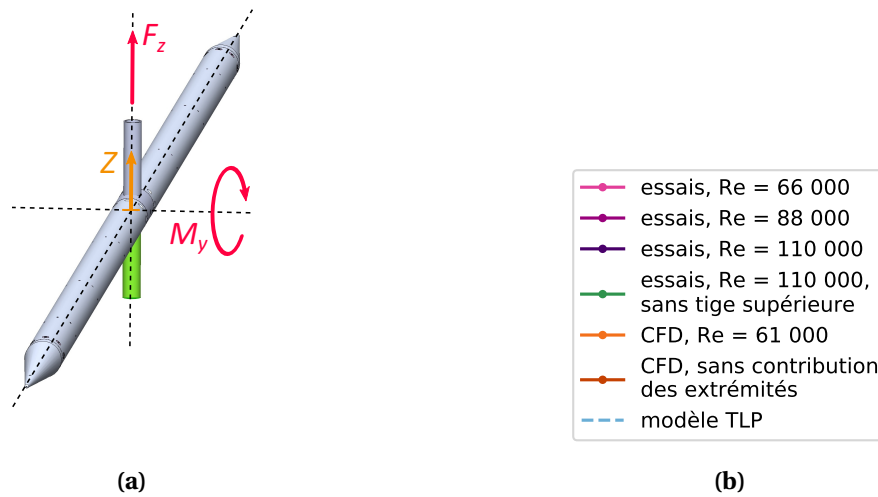


Fig. 4.7 – (a) Efforts fluides pertinents en translation et (b) légende des graphiques ci-dessous.

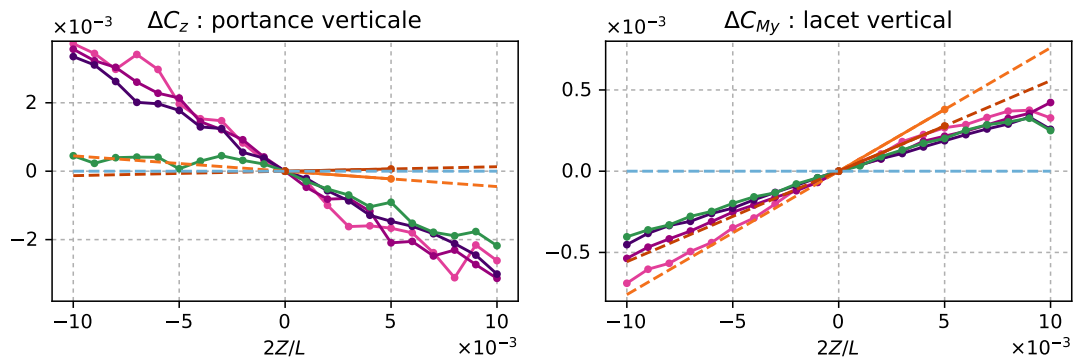


Fig. 4.8 – Évolution des efforts pertinents en translation : portance et moment de lacet verticaux.

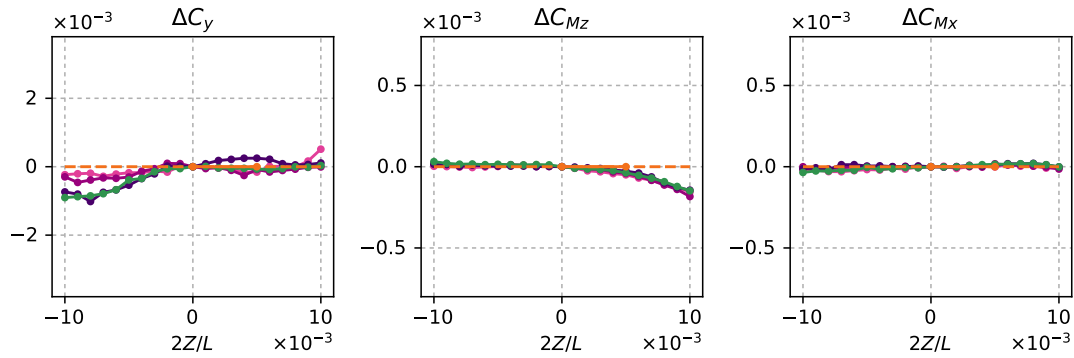


Fig. 4.9 – Évolution des efforts théoriquement nuls en translation : force transverse et moment de lacet horizontaux, moment de roulis.

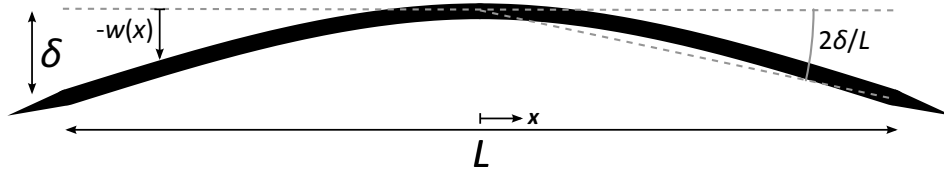
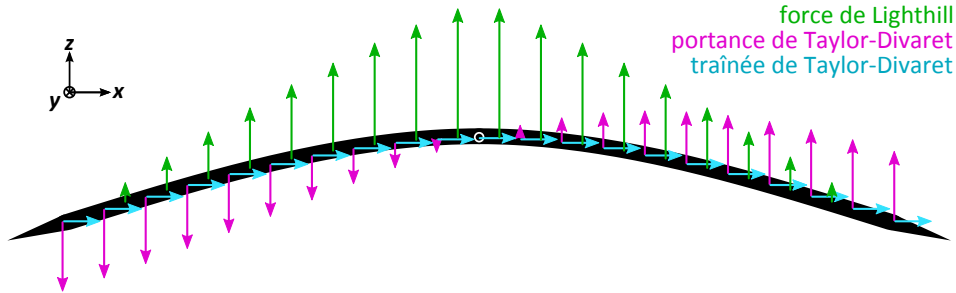


Fig. 4.10 – Flexion : notations.

Fig. 4.11 – Modèle TLP en flexion, répartition des forces locales. Les portances sont à l'échelle entre elles (avec $c_L = 0,10$ et $\chi = 1,38$), la traînée est représentée selon une échelle différente.

les propriétés qui découlent de la symétrie de la géométrie, avec des efforts à chaque fois négligeables. Comme en rotation, les données expérimentales présentent une certaine irrégularité probablement due aux imperfections du banc d'essai.

4.1.4 (e) Bilan

Sous réserve de confirmation par les forces locales, les résultats présentés dans ce paragraphe tendent à confirmer, comme prédit par le modèle TLP, l'absence de variation significative des efforts fluides en translation. La CFD et les essais montrent des tendances similaires sur tous les efforts, sauf sur la portance, et cela est probablement dû à l'absence du support dans le modèle numérique.

4.1.5 Flexion

4.1.5 (a) Efforts pertinents, prédiction du modèle TLP

Les notations utiles pour la flexion sont rappelées en figure 4.10. La symétrie est la même qu'en translation, donc les efforts pertinents sont les mêmes : la portance verticale F_z et le moment de lacet vertical M_y (figure 4.12a). Les autres efforts doivent être nuls.

La répartition des forces locales prédites par le modèle TLP est représentée en figure 4.11. Cette figure permet de comprendre que la portance résultante est uniquement liée à la force de Lighthill. À l'inverse, la force de Lighthill ne contribue pas au moment résultant évalué au centre du cylindre : celui-ci est principalement engendré par la répartition impaire de la force de Taylor-Divaret. La traînée contribue aussi au moment, par l'intermédiaire du bras de levier apparu suite à la flexion.

Pour quantifier les prédictions du modèle TLP sur les efforts résultants, il faut intégrer les forces locales le long du cylindre en utilisant l'expression de la déformée donnée au chapitre

précédent (éq. 3.9). Les calculs sont détaillés dans l'annexe B. Les résultats sont donnés en fonction de la flèche adimensionnelle $2\delta/L$:

$$\begin{cases} C_z^{\text{TLP}} = \chi \frac{3\pi}{2} \cdot \frac{2\eta - 1}{\lambda} \cdot \frac{D}{L} (2\delta/L), \\ C_{My}^{\text{TLP}} = - \left(c_L \frac{8\eta - 3}{16\lambda} + C_D \frac{4\eta - 1}{16\lambda} \right) (2\delta/L), \end{cases} \quad (4.7)$$

avec les paramètres $\lambda = 1 + 3l/L = 1,24$ et $\eta = 1 + 2l/L = 1,16$. Le calcul confirme les contributions des différents termes du modèle TLP identifiées précédemment. Pour l'application numérique, nous prendrons, comme au chapitre 2 et au paragraphe 4.1.2, $\chi = 1,38$, $c_L = 0,10$ et $C_D = 0,016$. Il apparaît alors que la contribution de la traînée dans le moment est environ dix fois plus faible que celle de la portance de Taylor-Divaret.

4.1.5 (b) Portance

La portance est représentée en figure 4.13, à gauche². Les résultats expérimentaux sont très bruités. La seule tendance éventuellement observable est une légère diminution de la portance avec la flèche, ce qui est l'inverse du comportement attendu d'après le modèle TLP³. La CFD n'identifie pas non plus de forte tendance. Exclure les pointes donne un résultat néanmoins plus proche du modèle TLP, ce qui une fois de plus invite à la prudence quant à l'utilisation de ce modèle dans les zones d'entrée et de sortie du faisceau.

Le rapport entre la force obtenue sans la contribution des pointes et celle issue du modèle TLP vaut 0,65. De Ridder *et al.* [21] ont réalisé une étude numérique similaire à celle présentée ici : ils ont évalué la force résultante sur un cylindre courbé en arc de cercle, non confiné. Dans leurs simulations, le cylindre n'a pas de pointe, car il s'étend de la section d'entrée du domaine jusqu'à la section de sortie. Aux faibles courbures (par exemple $2\delta/L = 10,9 \times 10^{-3}$), ils trouvent une valeur d'environ 0,95 pour le rapport entre la force obtenue par simulation et la force prédite par le modèle TLP, ici réduite à la contribution non visqueuse de Lighthill. Ils en concluent à une distribution non symétrique de la force de Taylor. Nous discuterons ce point de vue à la section 4.3 après avoir étudié finement la répartition locale des forces fluides.

4.1.5 (c) Moment

Le moment de lacet vertical est représenté en figure 4.13, à droite. Les courbes expérimentales et numériques montrent toutes la même tendance, et le faisceau de courbes est plus resserré que sur les graphiques de moment dans les autres degrés de liberté. En particulier, comptabiliser ou non les pointes dans le moment obtenu par simulation mène à un écart de pente de 12 % (écart entre la pente de la courbe jaune et celle de la courbe marron), tandis

2. Rappelons que l'axe des abscisses de ces graphiques, qui donne la flèche adimensionnelle, peut aussi se lire directement comme la flèche en mm ($L = 2$ m).

3. Notons au passage que, pour les résultats sans partie supérieure de la tige-support (courbe verte), les grandeurs relatives ΔC_i et ΔC_{Mi} sont recalées sur la courbe avec partie supérieure de la tige-support à Reynolds 110000, de telle sorte que les points coïncident pour la première abscisse non nulle. Cet artifice a été introduit afin de pouvoir observer la concordance des pentes, sur le moment, et car des doutes persistent sur la qualité du point de mesure en $\delta = 0$.

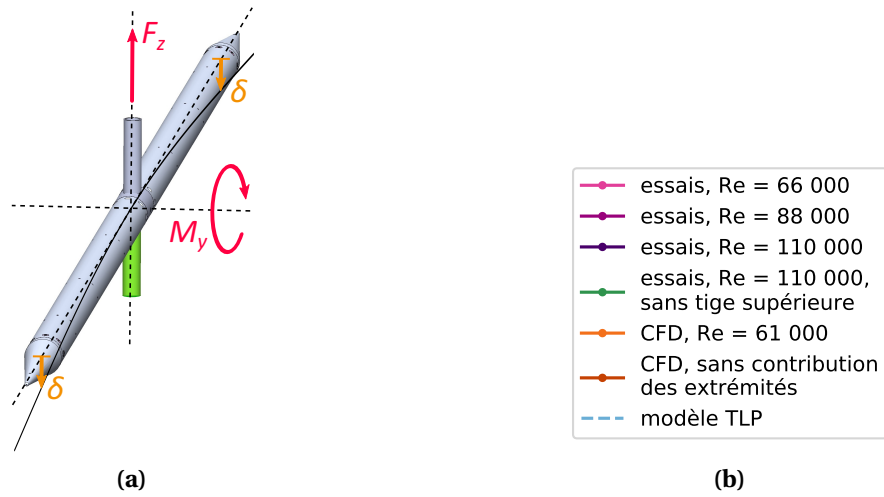


Fig. 4.12 – (a) Efforts fluides pertinents en flexion et (b) légende des graphiques ci-dessous.

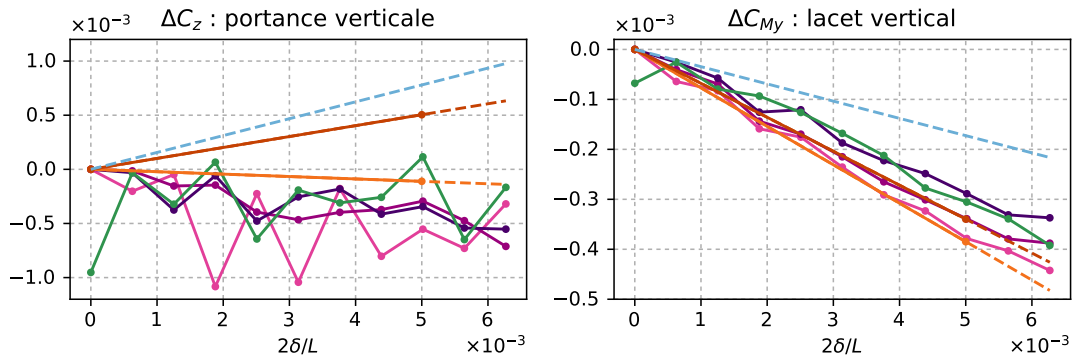


Fig. 4.13 – Évolution des efforts pertinents en flexion : portance et moment de lacet verticaux.

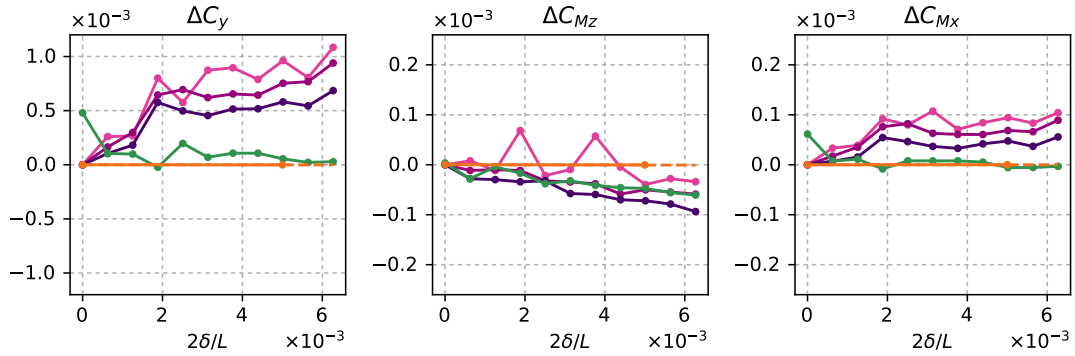


Fig. 4.14 – Évolution des efforts théoriquement nuls en flexion : force transverse et moment de lacet horizontaux, moment de roulis.

que le même critère évalué pour le moment en rotation ou en translation donne un écart de plus de 30 %. Cela tend à indiquer une contribution faible des pointes dans le moment en flexion, et donc à attribuer davantage d'importance que pour les autres degrés de liberté à la comparaison entre les résultats expérimentaux et la prédiction du modèle TLP. Or celle-ci montre une bonne concordance sur la tendance, la pente prédite par le modèle TLP étant néanmoins d'un facteur 2 moins importante, en valeur absolue, que celle des autres courbes. Rappelons tout de même que cette pente prédite par le modèle TLP dépend principalement de la valeur choisie pour c_L , ici prise à 0,10, alors que dans la CFD ce coefficient vaudrait plutôt 0,17 (tableau 4.1).

4.1.5 (d) Efforts théoriquement nuls

Les trois efforts restants sont représentés en figure 4.14, toujours avec les mêmes échelles que les efforts pertinents. Ici aussi, les résultats de simulation respectent la symétrie du cas. Les données expérimentales sont assez bruitées. Cela peut éventuellement s'expliquer par le protocole d'essai employé en flexion : les poches suspendues aux pointes (paragraphe 3.1.5 (c)) ont des mouvements lents d'oscillation qui viennent perturber le signal temporel. Néanmoins, ces oscillations n'ont en principe pas d'effet sur la moyenne.

4.1.5 (e) Bilan

Dans ce paragraphe s'est dessinée une image un peu plus nette de l'adéquation entre le modèle TLP et les forces fluides résultantes mesurées dans la maquette FICEL. Encore plus qu'en rotation et en translation, les résultats en flexion appellent à s'intéresser de près aux forces fluides locales, afin de s'affranchir des effets de bord à l'entrée et à la sortie du faisceau. La CFD, seule à même de nous donner accès aux forces locales, a montré selon les trois degrés de liberté sa capacité à reproduire, au moins en tendance, les résultats expérimentaux. Il semble donc désormais légitime de chercher à évaluer le modèle TLP par le degré d'adéquation entre les forces locales prédites par celui-ci et celles obtenues dans les simulations numériques.

4.2 Forces locales

4.2.1 Notations et démarche

Les forces locales sont données dans cette section sous la forme de coefficients adimensionnels avec une définition analogue à celle de la section précédente pour les coefficients de force fluide globale (éq. 4.1), et la notation reste inchangée :

$$C_i(x) = \frac{f_i(x)}{\frac{1}{2}\rho U^2 D}. \quad (4.8)$$

Nous commençons, comme dans la section précédente, par donner les résultats en traînée pour les différents degrés de liberté. Puis la portance locale est présentée indépendamment pour chaque degré de liberté.

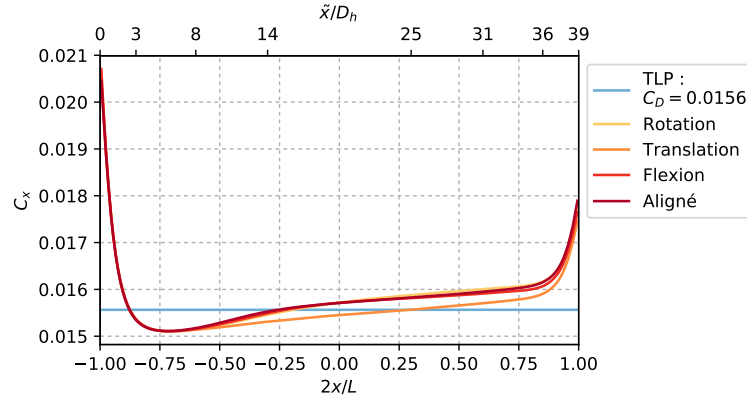


Fig. 4.15 – Répartition de la traînée le long du cylindre, pour les trois degrés de liberté et pour la configuration alignée (α_z , Z et δ nuls), simulations numériques et modèle TLP. Le deuxième axe des abscisses donne les emplacements des profils de vitesse de la figure 3.31.

Dans chaque cas, le coefficient de portance est encore divisé par la valeur adimensionnelle du paramètre correspondant au degré de liberté (α_z , $2Z/L$ ou $2\delta/L$), qui valait ici à chaque fois 5×10^{-3} . Cela permet de rendre les résultats indépendants de l'amplitude de déformation choisie dans les simulations, et se justifie par le caractère linéaire des efforts fluides constaté expérimentalement dans la section précédente et prédit par le modèle TLP.

La position le long du cylindre est donnée sous la forme adimensionnelle $2x/L \in [-1 ; 1]$, qui peut aussi se lire en mètres, car $L = 2$ m.

Les courbes représentant le modèle TLP sont obtenues à partir de l'expression donnée au chapitre 2 (éq. 2.25) avec, de même que dans la section précédente, $C_D = 0,016$, $c_L = 0,10$ et $\chi = 1,38$.

4.2.2 Traînée

La traînée locale est représentée en figure 4.15. Que le cylindre soit aligné au centre de la maquette, tourné, déplacé ou fléchi, le coefficient de traînée C_x issu des simulations numériques reste proche de la valeur de C_D calculée à partir de la formule de Haaland (éq. 2.23), s'en écartant d'à peine plus de 3 % dans la portion $2x/L \in [-0,75 ; 0,75]$. En dehors des zones d'entrée et de sortie du faisceau, la traînée peut donc être considérée comme uniforme.

Les courbes sont bien superposées, sauf dans le cas de la translation où de légères variations (inférieures à 2 %) par rapport à la configuration alignée sont observables. Cela est en accord avec l'hypothèse de traînée invariable du modèle TLP.

4.2.3 Rotation

La portance locale en rotation est représentée en figure 4.16, graphique du haut. Pour la rotation, nous avons choisi de tracer $-C_y(x)/\alpha_z$ afin d'obtenir directement le coefficient local de Divaret c_L (voir équation 4.4). Dans la portion $2x/L \in [-0,75 ; 0,75]$, sa valeur évolue d'après la CFD entre 0,11 et 0,16, soit un peu plus que la valeur expérimentale (0,10) mais un peu moins que la moyenne sur tout le cylindre, pointes exclues (0,17, tableau 4.1).

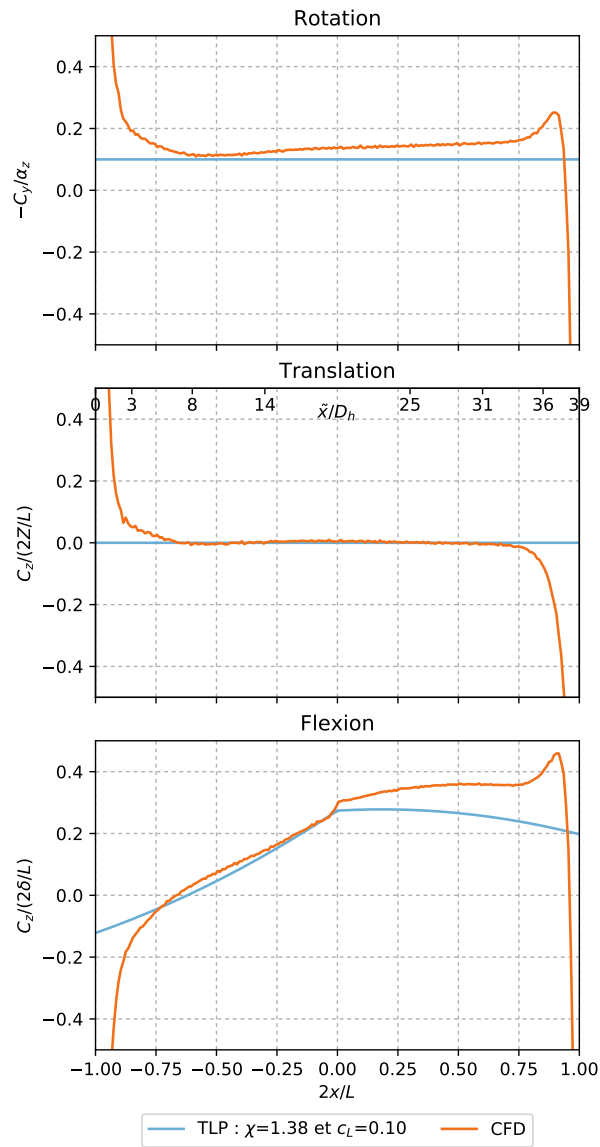


Fig. 4.16 – Portances locales selon les trois degrés de liberté. Comparaison CFD–modèle TLP. Pour la translation, les positions des profils de vitesse de la figure 4.20 sont indiquées.

La portance en rotation n'est donc pas aussi uniforme que la traînée, néanmoins l'approximation faite par le modèle TLP de la considérer comme telle est pratique et semble relativement raisonnable.

4.2.4 Translation

La portance locale en translation est représentée en figure 4.16, graphique du centre. La même échelle des ordonnées a été choisie que pour les autres degrés de liberté. Cette échelle permet de constater que la translation ne crée quasiment pas de portance dans la portion centrale du cylindre, comme le prédit le modèle TLP.

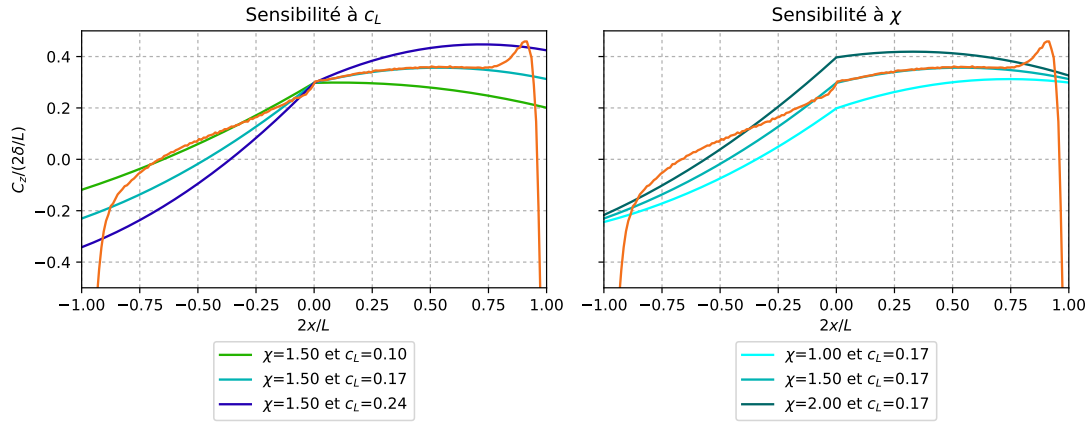


Fig. 4.17 – Sensibilité du modèle TLP aux coefficients c_L et χ , comparaison aux résultats de la CFD.

4.2.5 Flexion

La portance locale en flexion est représentée en figure 4.16, graphique du bas. Comme pour les autres cas, les zones d'entrée et de sortie sont assez perturbées dans la CFD. En se focalisant sur la portion $2x/L \in [-0,75 ; 0,75]$, on observe d'abord une augmentation régulière de la portance, puis une brisure de pente au centre du cylindre. Dans la moitié aval, la portance se stabilise.

La courbe issue du modèle TLP avec les paramètres $c_L = 0,10$ et $\chi = 1,38$ permet de retrouver qualitativement ces tendances, en particulier l'augmentation régulière à l'amont puis la brisure de pente au centre⁴. L'écart entre CFD et modèle TLP est plus important à l'aval.

La figure 4.17 propose une succincte étude de sensibilité sur les paramètres du modèle. Le coefficient c_L varie entre 0,10 et 0,24 : la borne inférieure est la valeur expérimentale de Divaret, la borne supérieure est choisie de telle sorte que le centre de l'intervalle donne 0,17, valeur moyenne obtenue par simulation numérique dans la configuration FICEL. Le coefficient de masse ajoutée χ varie entre 1 et 2, c'est-à-dire entre le cas non confiné et le cas d'un confinement assez important⁵. Il s'agit donc là d'une étude de sensibilité dans une gamme de valeurs réalistes. De plus, la valeur intermédiaire $\chi = 1,5$ fait le recalage de manière quasi-exacte avec la force locale au centre du cylindre (en $x = 0$, la pente est nulle, il n'y a donc pas de portance de Taylor-Divaret, figure 4.11).

Il apparaît que l'évolution de la portance dans la partie aval n'est pas incompatible avec le modèle TLP, en choisissant $c_L = 0,17$. Le recalage parfait à la fois sur la portion amont et la portion aval semble en revanche difficile à atteindre. Rappelons ici, comme il a été mentionné au chapitre précédent (section 3.2) que ce n'était pas l'ambition du modèle numérique de

4. Cette brisure de pente est causée par la force de Lighthill, proportionnelle à la courbure du cylindre. Or la courbure d'une poutre est proportionnelle au moment de flexion, qui lui-même a une brisure de pente pour le cas de chargement considéré ici (poutre appuyée en son centre et chargée à ses extrémités).

5. Le coefficient de masse ajoutée d'un cylindre confiné dans une conduite circulaire s'obtient explicitement par la formule [64] : $\chi = (D_{\text{ext}}^2 + D^2)/(D_{\text{ext}}^2 - D^2)$, où D_{ext} est le diamètre de la conduite. Pour trouver un majorant de χ dans la configuration FICEL, nous proposons de calculer celui-ci pour le cas $D_{\text{ext}} = 2P - D$, c'est-à-dire que l'épaisseur de fluide entre cylindre extérieur et cylindre intérieur serait $P - D$, distance la plus courte entre deux cylindres de la configuration FICEL (voir figure 3.2). Alors $\chi = ((P/D)^2 - P/D + 1/2)/((P/D)^2 - P/D) = 2,125$ avec $P/D = 4/3$.

Tab. 4.2 – Gammas de valeur locale et globale du coefficient de Divaret c_L obtenues dans les essais et simulations en rotation. La valeur globale dans les essais prend en compte l'erreur de précision (tableau 4.1). La valeur locale est évaluée sur la portion de cylindre $2x/L \in [-0,75 ; 0,75]$ (figure 4.16).

Source	Valeur globale de c_L	Valeur locale de c_L
Essais	[0,07 ; 0,13]	pas de données
CFD	0,15	[0,11 ; 0,16]

fournir des résultats quantitatifs sur lesquels se recalcr. Il n'en reste pas moins qu'obtenir un accord qualitativement bon, tel qu'observé ici, entre modèle TLP et résultats de la CFD, invite à confirmer la pertinence d'une représentation des forces fluides avec un terme de pente (Taylor-Divaret) et un terme de courbure (Lighthill).

4.3 Discussion

Cette section récapitule et discute les résultats présentés dans ce chapitre, pour le cas d'un cylindre faiblement déformé, en écoulement axial et confiné.

4.3.1 Traînée constante

La répartition de la traînée le long du cylindre est quasiment uniforme et indépendante de la déformée. Calculer le coefficient de traînée à partir du coefficient de perte de charge via la formule empirique de Haaland (éq. 2.23) donne une bonne estimation de celui-ci.

4.3.2 Portance en rotation : peu d'influence du confinement

L'étude des forces fluides sur le cylindre droit en rotation a confirmé la validité de la représentation introduite par Divaret [23] pour décrire ce cas. Les valeurs obtenues pour c_L , coefficient de proportionnalité entre l'angle d'incidence et le coefficient de portance, sont rassemblées dans le tableau 4.2. Dans le cas d'un cylindre isolé, Divaret obtenait $c_L = 0,10$, ce qui est cohérent avec les valeurs trouvées ici pour la configuration FICEL. Le confinement ne semble donc pas avoir d'influence importante sur la valeur de c_L .

4.3.3 Pas de raideur fluide en translation

La force fluide locale ne dépend pas directement du déplacement local de la section de cylindre dans le réseau. Il n'est donc pas nécessaire d'ajouter au modèle TLP un terme de raideur fluide proportionnel à w .

4.3.4 Pas de relation simple entre vitesse axiale et pression dans une section

Les champs de vitesse axiale et de pression obtenus par simulation numérique en rotation et translation sont illustrés dans les figures 4.18 et 4.19, pour l'exemple de la section en $\tilde{x}/D_h = 29$. Des profils de vitesse expérimentaux en translation sont aussi représentés en figure 4.20. Il y apparaît qu'en translation, le rapprochement du cylindre avec l'un de ses

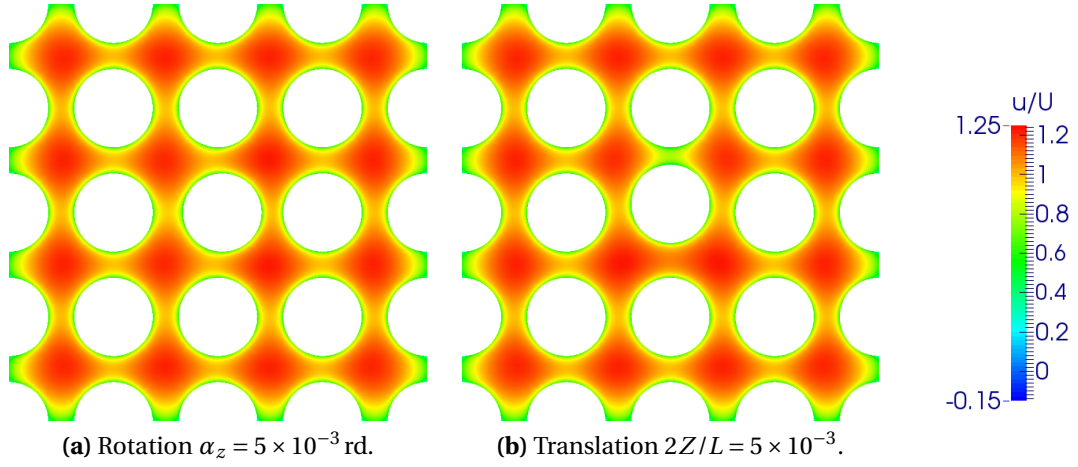


Fig. 4.18 – Effet de la rotation ou de la translation du cylindre central sur le champ de vitesse axiale u , section en $\tilde{x}/D_h = 29$. CFD, $Re = 61\,000$.

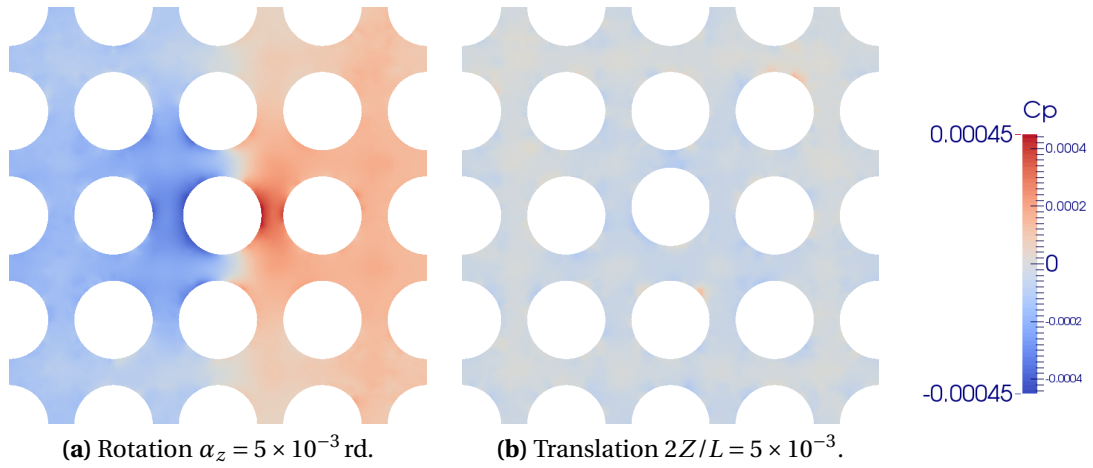


Fig. 4.19 – Effet de la rotation ou de la translation du cylindre central sur le champ de pression, section en $\tilde{x}/D_h = 29$. CFD, $Re = 61\,000$. Résultats donnés sous forme adimensionnelle : $C_p(x, y, z) = (p(x, y, z) - p_{\text{moy}}(x)) / (1/2 \rho U^2)$.

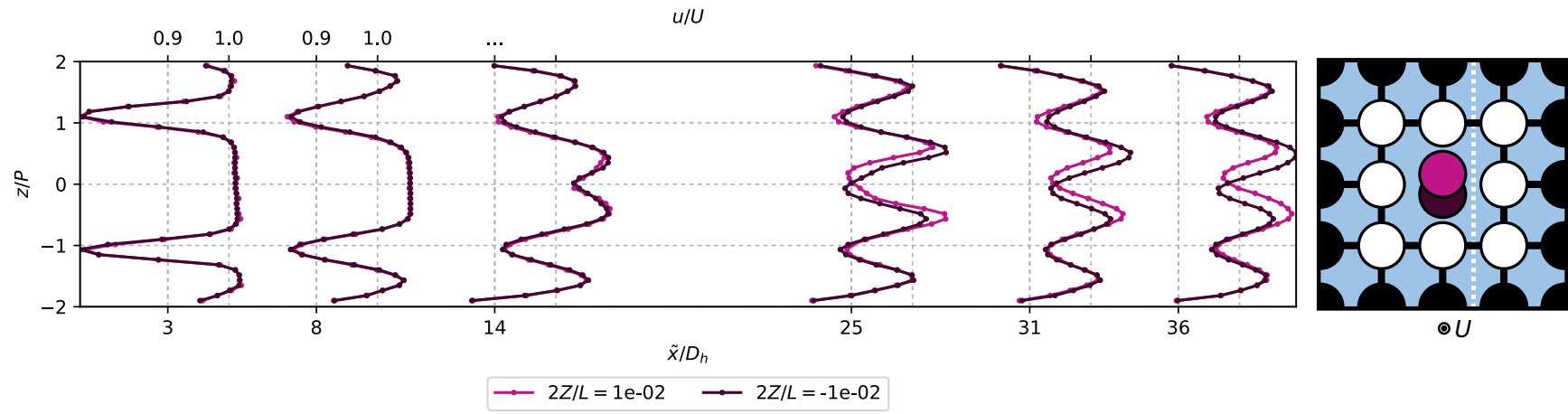


Fig. 4.20 – Effet de la translation du cylindre central sur les profils de vitesse axiale u . Résultats expérimentaux, $Re = 54\,000$.

voisins réduit la vitesse d'écoulement dans l'interstice entre ces deux cylindres. La pression néanmoins n'en semble pas impactée : le champ de pression reste quasiment uniforme, ce qui est cohérent avec l'absence de raideur fluide constatée précédemment. À l'inverse, en rotation, le champ de vitesse dans la section considérée est peu différent de celui obtenu en configuration alignée (figure 3.32), tandis que le champ de pression se polarise, ce qui engendre la portance de Taylor-Divaret.

Ces résultats prouvent qu'entre les points d'une même section, il n'y a pas de relation simple permettant de corrélérer vitesse axiale et pression. Cette conclusion peut s'expliquer en constatant que les couches limites créent un écoulement cisaillé, donc rotationnel. Cela empêche d'appliquer la relation de Bernoulli entre deux points n'appartenant pas à une même ligne de courant.

4.3.5 Pertinence du modèle TLP pour une déformation quelconque

Le cas de la flexion permet de valider la décomposition des forces fluides en un terme proportionnel à la pente w' et un terme proportionnel à la courbure w'' . En raison de perturbations aux extrémités du cylindre, la force résultante obtenue expérimentalement en flexion ne permet pas de déterminer le coefficient devant le terme de courbure. Celui-ci est évalué par recalage sur la force locale obtenue dans la simulation numérique au centre du cylindre, et vaut alors $\chi = 1,5$. Cette valeur est proche de celle obtenue par Moretti & Lowery [55] lors d'essais en fluide stagnant dans une configuration de faisceau non confiné de 3x3 cylindres ($\chi = 1,38$). Des simulations numériques 2D d'écoulement potentiel dans la configuration FICEL⁶ donnent par ailleurs $\chi = 1,46$ [3].

L'étude de sensibilité sur le coefficient devant le terme de pente montre que, dans les simulations en flexion, $c_L = 0,10$ est adapté pour la portion amont du cylindre et $c_L = 0,17$ est adapté pour la portion aval (figure 4.17, graphique de gauche). Cette répartition asymétrique du coefficient de Divaret fait écho à la remarque de De Ridder *et al.* [21] déjà mentionnée (paragraphe 4.1.5 (b)). Néanmoins, ceux-ci ont l'intuition que les forces visqueuses (terme proportionnel à w' dans le modèle TLP) seront plus importantes à l'amont, ce qui contredit les observations faites ici sur la valeur de c_L . Pour faire ces observations, nous nous sommes concentrés sur des portions de cylindre où l'effet de l'entrée ou de la sortie du faisceau n'est plus visible ($2x/L \in [-0,75 ; 0,75]$). Dans les simulations de De Ridder *et al.*, le cylindre est présent dès la section d'entrée du domaine numérique et s'étend jusqu'à la section de sortie, ce qui réduit certainement les perturbations aux extrémités. Malgré cela, leurs résultats de portance résultante sont probablement pollués tout comme les nôtres par des effets de bord. Ces remarques rappellent que le modèle TLP doit être utilisé avec prudence dans les zones proches des extrémités de la structure élancée en écoulement axial. C'est d'ailleurs pourquoi les études de flottement de cylindre encastré-libre emploient généralement un modèle spécifique pour les forces exercées sur l'extrémité libre (voir par exemple [44]).

6. Simulations réalisées par Mohamad Almoteri lors de son stage de M1 à l'Unité de Mécanique de l'ENSTA ParisTech, en utilisant l'outil FreeFem++ d'après un exemple fourni par Olivier Doaré dans [26].

4.3.6 Rôle des couches limites

Revenant à cette séparation du cylindre en deux portions avec chacune une valeur distincte de c_L , relevons un lien éventuel avec le développement des couches limites observé au chapitre précédent et la notion de longueur d'entrée s'y rattachant. La figure 3.30 montre en effet que la stabilisation des couches limites intervient, le long de la maquette FICEL, peu après le centre du cylindre ($\tilde{x}/D_h = 19$), point de démarcation que nous avons identifié au paragraphe précédent entre la portion où $c_L = 0,10$ et celle où $c_L = 0,17$.

Païdoussis [64], d'après des travaux antérieurs réalisés avec Hannoyer [37], propose d'intégrer les effets de couche limite dans la force de Lighthill par le biais d'une vitesse inhomogène $U^*(x)$. Cette approche mériterait d'être approfondie pour notre cas, afin d'évaluer si elle permet d'expliquer, à la place de notre raisonnement sur les variations du coefficient c_L , la répartition des forces fluides locales observée dans les simulations numériques en flexion.

5

Conclusion

5.1 Rappel des résultats essentiels

Au premier chapitre, il a été décidé d'aborder la problématique du comportement sismique des assemblages combustibles sous l'angle des forces fluides stationnaires s'exerçant sur un assemblage déformé. Une fois le cadre industriel identifié, le périmètre scientifique de la thèse a pu être établi au deuxième chapitre : il s'agit d'étudier la répartition des forces fluides s'exerçant sous écoulement axial sur un cylindre déformé et dans des conditions de confinement similaires à celles d'un crayon combustible au sein d'un assemblage (configuration FICEL). Le modèle dit de Taylor-Lighthill-Païdoussis (TLP) a été adapté à cette configuration et mis à jour d'après les résultats de la thèse de Divaret [23] sur un cylindre droit en écoulement quasi-axial. La représentation des forces fluides locales ainsi obtenue se compose d'une force de traînée constante et d'une force de portance comportant elle-même un terme proportionnel à la pente locale (Taylor-Divaret) et un terme proportionnel à la courbure locale (Lighthill). Il s'agit d'un modèle à trois coefficients : le coefficient de traînée C_D , qui peut s'estimer d'après les pertes de charge dans le faisceau ; le coefficient de Divaret c_L , qui s'obtient à partir d'essais stationnaires sur un cylindre droit en écoulement quasi-axial ; le coefficient de masse ajoutée χ , qui peut se déterminer par des essais ou des simulations en fluide stagnant.

Au chapitre 3, le processus de conception et de mise en place d'un banc d'essai permettant d'évaluer la validité de ce modèle a été décrit pas à pas. Le résultat de ce processus est une maquette constituée d'un faisceau de 3x3 cylindres confiné dans une veine de soufflerie de 2 m de long et 24 cm de côté. Les efforts fluides résultants sur le cylindre central sont mesurés, pour des nombres de Reynolds autour de 100 000, en fonction de trois degrés de liberté de ce cylindre : rotation, translation, flexion. Un modèle numérique similaire à la maquette doit permettre de valider l'utilisation du modèle de turbulence $k - \omega$ SST (modèle

RANS) pour simuler ce type d'écoulement, et donne accès aux forces fluides locales. Des études préliminaires du champ de vitesse en configuration alignée mettent en évidence, aussi bien expérimentalement que numériquement, le développement et la stabilisation des couches limites dans la maquette.

Les résultats de mesure sont rassemblés au chapitre 4 et systématiquement comparés aux résultats de simulation. CFD et essais identifient les mêmes tendances sur les efforts résultants. Quantitativement, les résultats sont assez proches. Nous considérons donc que les méthodes numériques employées ici sont adéquates pour l'étude des forces fluides sur des faisceaux de cylindre en écoulement axial.

Les forces locales obtenues par simulation valident la version du modèle TLP établie au chapitre 2, en dehors des zones d'entrée et de sortie du faisceau. En particulier, nous constatons l'absence de phénomène de raideur fluide lorsque le cylindre central est traduit. Les valeurs des trois coefficients du modèle sont évaluées pour la configuration FICEL. L'approche par les pertes de charge proposée pour le coefficient de traînée C_D est validée. Dans la gamme de nombre de Reynolds testée, la traînée locale peut s'estimer en utilisant $C_D = 0,015 \pm 0,001$. Le coefficient de Divaret obtenu dans les simulations est légèrement supérieur à celui des essais, et sa répartition le long du cylindre n'est pas uniforme. Cette répartition est éventuellement liée au développement des couches limites observé au chapitre 3. La gamme suivante englobe les valeurs observées dans les essais et dans les simulations : $c_L \in [0,07 ; 0,17]$. Le coefficient de masse ajoutée, obtenu par essais en fluide stagnant [55], simulations potentielles 2D [3] ou recalage sur la répartition des forces fluides locales dans les simulations d'écoulement turbulent présentées ici, reste dans la gamme $\chi \in [1,4 ; 1,5]$.

5.2 Cas d'un assemblage combustible

Nous proposons maintenant de revenir au cas industriel. Il a déjà été mentionné au chapitre 1 que des essais à l'échelle ont permis d'obtenir une estimation des forces fluides locales s'exerçant sur un assemblage combustible déformé statiquement. Dans cette section, le modèle TLP est testé sur l'une des configurations exposées dans la note [71].

5.2.1 Estimation des forces d'après des résultats expérimentaux

Dans l'étude mentionnée ci-dessus [71], l'assemblage est fixé à ses extrémités, comme en cœur, et un vérin tire sur la grille centrale. Les données primaires à l'origine de l'estimation des forces fluides locales sont les déplacements des grilles. La connaissance de la déformée de l'assemblage en eau stagnante permet de recalibrer un modèle mécanique décrivant le comportement de structure de l'assemblage. L'écart entre la déformée sous écoulement et la déformée en eau stagnante permet, en passant par le modèle de structure, de retrouver les forces fluides locales. Un exemple de déformée sous écoulement est présenté en figure 5.1, avec la courbe de force fluide correspondante (les valeurs numériques sont volontairement masquées). Insistons sur le point suivant : la courbe de force n'est pas une donnée primaire, elle est obtenue en interprétant la déformation de l'assemblage sous écoulement.

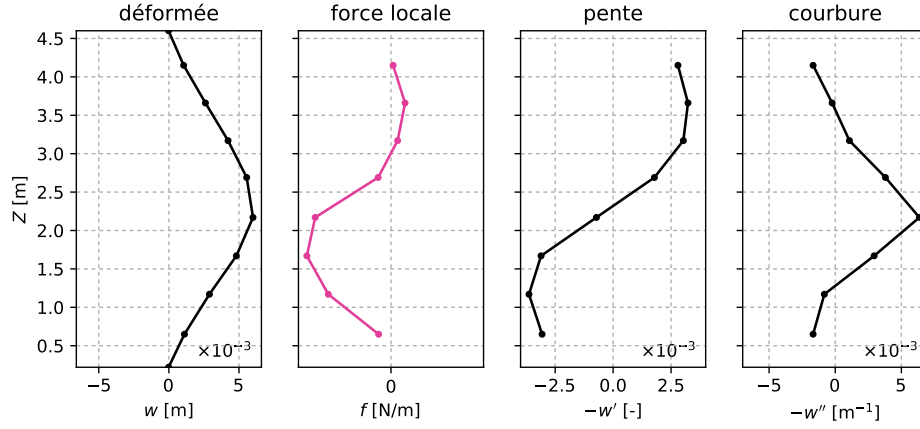


Fig. 5.1 – Exemple de déformée statique d’assemblage combustible sous écoulement, et estimation des forces fluides locales [71]. Évaluation de la pente et de la courbure d’après la déformée.

5.2.2 Recalage du modèle TLP

Tester le modèle TLP sur l’exemple de la figure 5.1 consiste à exprimer la force locale en fonction de la pente et de la courbure. Celles-ci sont évaluées à partir de la déformée $w(z)$, où z désigne la direction principale de l’écoulement¹. Plus précisément, les données dont nous disposons sont les altitudes des grilles z_i , les déplacements correspondants w_i et les forces locales f_i . Les pentes w'_i sont évaluées par le schéma centré :

$$w'_i = \frac{w_{i+1} - w_{i-1}}{z_{i+1} - z_{i-1}}. \quad (5.1)$$

Les courbures w''_i sont aussi évaluées par un schéma centré, d’après [31]² :

$$w''_i = \frac{w_{i+1}(z_i - z_{i-1}) + w_{i-1}(z_{i+1} - z_i) - w_i(z_{i+1} - z_{i-1})}{1/2(z_{i+1} - z_{i-1})(z_{i+1} - z_i)(z_i - z_{i-1})}. \quad (5.2)$$

Nous cherchons alors les coefficients a_1 et a_2 tels que pour chaque grille i ,

$$f_i = -a_1 w'_i - a_2 w''_i. \quad (5.3)$$

Le signe négatif devant les deux termes est lié à la forme du modèle TLP (éq. 2.25) ; les opposées de la pente et de la courbure sont représentées en figure 5.1.

Le recalage est fait en utilisant la méthode des moindres carrés. Les coefficients du modèle TLP sont ensuite obtenus comme suit, d’après l’équation 2.25 et en introduisant le

1. Dans la maquette FICEL, l’écoulement incident est selon la direction x , suivant la convention habituelle pour les essais en soufflerie. Ici, nous utilisons z car l’écoulement dans un assemblage combustible est vertical, du bas vers le haut.

2. Dans le cas de grilles régulièrement espacées, $z_{i+1} - z_i = \Delta z$, cette expression se simplifie en une formule plus familière : $w''_i = (w_{i+1} + w_{i-1} - 2w_i) / (\Delta z)^2$. Nous utilisons néanmoins l’expression générale, car l’espacement de grilles est légèrement différent aux extrémités de l’assemblage.

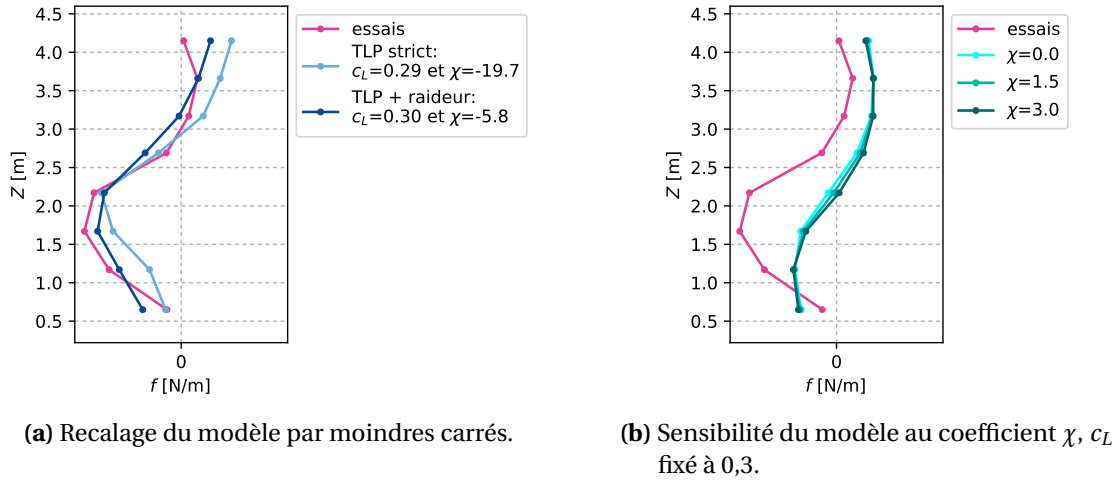


Fig. 5.2 – Force fluide locale estimée d'après les essais et modèle TLP.

Tab. 5.1 – Coefficients du modèle TLP obtenus par recalage sur les essais industriels, figure 5.1.

Modèle recalé	c_L	χ	Erreur sur la résultante
TLP strict	0,29	-19,7	-59 %
TLP + raideur	0,30	-5,8	-2,5 %

nombre de cylindres par assemblage $N = 17 \times 17$:

$$\begin{cases} c_L = \frac{a_1}{1/2 \rho U^2 N D}, \\ \chi = \frac{a_2}{\rho U^2 N \pi D^2 / 4}. \end{cases} \quad (5.4)$$

5.2.3 Résultats

La figure 5.2a présente les courbes recalées, et les coefficients obtenus sont donnés dans le tableau 5.1. Deux recalages sont testés : le cas strict du modèle TLP, et le cas où un terme de raideur proportionnel au déplacement local y est ajouté : $f = -(a_0 w + a_1 w' + a_2 w'')$. Le coefficient de masse ajoutée χ ainsi obtenu est négatif, et dans une gamme de valeur absolue beaucoup plus grande que celle du cylindre confiné (6–20 contre environ 1,5). Le coefficient c_L reste quasiment identique entre les deux recalages testés. Il est plus important que pour le cylindre confiné, d'un facteur 3 (0,3 contre 0,1). Or Moussou *et al.* [56], à partir d'essais dynamiques sur la même maquette d'assemblage combustible, estiment que le coefficient $c_N = c_L + C_D$ (éq. 2.15) évolue selon les conditions d'essai dans la gamme 0,3–0,5. Étant donné que $C_D \approx 0,01$ ³, cette gamme est cohérente avec le résultat trouvé ici.

Dans une démarche inverse, la figure 5.2b montre la répartition de force fluide prédite par le modèle TLP en gardant $c_L = 0,3$, mais en prenant des valeurs plus classiques pour χ , entre 0 (force de Lighthill nulle) et 3 (double de la valeur recalée pour un cylindre confiné,

3. Le nombre de Reynolds des essais, calculé à partir du diamètre hydraulique et des conditions de température indiqués dans la note [71], vaut ici 130 000. La formule de Haaland (éq. 2.23) permet alors de déterminer le coefficient de traînée par cylindre $C_D \approx 0,01$.

paragraphe 4.2.5). Le résultat est peu sensible aux variations du coefficient χ dans cette gamme : la force fluide locale est dominée par la portance de Taylor-Divaret. Celle-ci est quasiment symétrique par rapport au centre de l'assemblage combustible, si bien que la résultante, quasiment nulle, ne permet pas de retrouver l'effet de raideur fluide positive généralement observé dans les essais sur la boucle Hermes [76].

5.2.4 Discussion

Le recalage du modèle TLP sur le cylindre confiné dans un réseau de cylindres (maquette FICEL) et sur l'assemblage combustible confiné dans une veine en eau (boucle Hermes) révèle trois différences importantes de comportement entre ces deux cas.

- Le coefficient de Divaret c_L est 3 à 5 fois plus important pour chaque crayon de l'assemblage que pour le cylindre de la maquette FICEL.
- Le coefficient χ de l'assemblage combustible est négatif, ce qui fait perdre au terme de Lighthill du modèle TLP sa signification physique, liée à des effets de masse ajoutée.
- Le recalage est sensiblement amélioré pour l'assemblage en rajoutant au modèle TLP un terme de raideur fluide proportionnel au déplacement local, ce qui n'est pas pertinent pour le cylindre confiné.

Les raisons de ces écarts sont à chercher dans ce qui distingue l'assemblage du cylindre confiné.

L'assemblage est un *faisceau* de cylindres. Il est donc poreux vis-à-vis du fluide. Or nous l'avons assimilé à un cylindre unique, étanche, en supposant qu'il suffirait d'adapter les coefficients du modèle TLP pour tenir compte de cette différence. La porosité de l'assemblage est abordée exhaustivement dans les travaux de Ricciardi [75], et n'est pas davantage approfondie ici.

Incriminer uniquement le comportement de faisceau ne suffit néanmoins pas à expliquer les écarts mentionnés ci-dessus. En effet, le coefficient c_L d'un cylindre confiné dans un réseau, déterminé par des essais statiques dans la maquette FICEL, n'est pas remarquablement différent de celui du cylindre isolé ($c_L \simeq 0,10$ dans les deux cas). De plus, des résultats d'essais dynamiques sur un faisceau légèrement confiné de 5x8 cylindres [23] montrent que le comportement de faisceau augmente la valeur de c_L jusqu'à 0,18, ce qui reste éloigné de la gamme [0,3 ; 0,5] constatée pour l'assemblage. Enfin, le lien initialement soupçonné entre raideur fluide et confinement a été clairement réfuté par les essais et simulations en translation dans la maquette FICEL.

Ces éléments montrent que le *rôle des grilles* de mélange ne peut être ignoré dans la modélisation des forces fluides sur les assemblages combustibles. Il conviendrait notamment d'examiner l'effet de leur traînée, qui modifie l'état de compression de l'assemblage et donc sa raideur apparente en flexion.

5.3 Perspectives

Cette thèse a démontré que le modèle TLP permet de décrire de manière satisfaisante les forces fluides stationnaires sur un cylindre déformé en écoulement axial et confiné,

en prenant des précautions au voisinage des extrémités et en gardant à l'esprit que les coefficients de ce modèle peuvent varier dans des gammes relativement restreintes le long du cylindre. Une étude fondamentale pertinente consisterait à retrouver l'évolution du coefficient c_L par des bilans de quantité de mouvement du fluide, notamment dans la direction transverse. La question de l'effet des couches limites, même s'il semble marginal, mériterait aussi d'être abordée en détail.

Les coefficients du modèle TLP ont été déterminés à partir d'essais et de simulations numériques 3D. Des simulations 2D, telles que celles présentées en 2011 par Divaret *et al.* [25], pourraient permettre d'estimer des valeurs approximatives de ces coefficients avec un effort de calcul bien moindre. Cela donnerait l'opportunité de faire des études paramétriques exhaustives, en variant par exemple la taille des faisceaux (3x3, 5x5, etc.).

La version dynamique du modèle, présentée dans l'annexe A pour le cas d'un cylindre flexible, reste à ce jour validée uniquement par comparaison avec des résultats d'essais vibratoires, sur la fréquence, l'amplitude et le mode de vibration. Il pourrait être intéressant pour le modèle TLP dynamique de suivre, comme il a été fait ici dans le cas stationnaire, une stratégie de validation par comparaison directe avec les forces fluides effectives.

Décrire la dynamique d'un cylindre flexible confiné dans un réseau fixe ne permet pas encore d'évaluer le comportement collectif d'un réseau de cylindres tous flexibles, où des couplages interviennent. Ce sujet a récemment fait l'objet d'une étude théorique et numérique fournie [20] mais ne proposant pas de données expérimentales de validation. Du côté de l'application industrielle, des essais ont déjà été réalisés sur un réseau de 3x3 maquettes réduites d'assemblage combustible [80], et un nouveau banc d'essai est en cours d'installation au CEA Cadarache pour tester le cas d'une rangée de 3 assemblages combustibles à l'échelle.

Enfin, pour bien intégrer les phénomènes d'interaction fluide-structure dans le calcul de tenue au séisme des assemblages combustibles, des études doivent être réalisées pour mieux connaître le rôle des grilles de mélange dans la répartition des forces fluides sur l'assemblage.

Annexes



Dynamique d'un cylindre flexible en écoulement axial

Le modèle de force fluide proposé au chapitre 2 est certes similaire aux modèles TLP déclinés dans la littérature, mais présenté ainsi, il a l'intérêt d'intégrer les mises à jour proposées par Divaret [24], qui ont été confortées au chapitre 4, et d'être adapté à la configuration testée ici. Il nous semble donc intéressant d'en développer une version dynamique, prenant en compte, en plus de la déformation statique du cylindre, son mouvement. En réécrivant les équations de Païdoussis, nous pourrons ensuite tirer des conclusions sur le rôle, notamment stabilisant ou non, des différents termes.

A.1 Modèle TLP de forces fluides en dynamique

Les notations introduites au paragraphe 2.3.1 restent valables. La nouveauté est la dépendance en temps des différentes grandeurs. Ainsi, le mouvement du cylindre est décrit par le déplacement $w(x, t)$ de chaque section en chaque instant.

A.1.1 Force de Lighthill

Le début du raisonnement est le même qu'au paragraphe 2.3.2 : on suit un plan de fluide dans son mouvement $x(t) = Ut$ le long du cylindre, et on exprime la vitesse $V(t)$ du cercle oscillant dans ce plan :

$$\begin{aligned} V(t) &= \frac{dw(x(t), t)}{dt} \\ &= \frac{\partial w}{\partial x}(x(t), t) \frac{\partial x}{\partial t}(t) + \frac{\partial w}{\partial t}(x(t), t) \\ &= Uw'(x(t), t) + \dot{w}(x(t), t). \end{aligned} \tag{A.1}$$

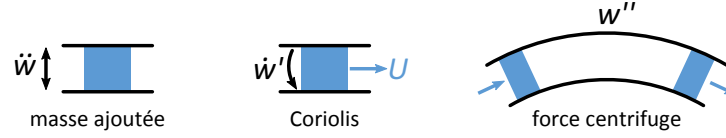


Fig. A.1 – Illustration des trois termes de la force de Lighthill, dans le cas d'un écoulement interne, en suivant l'avancée d'une tranche de fluide dans la conduite en mouvement.

De même, l'accélération du cercle dans ce plan vaut :

$$\begin{aligned}\dot{V}(t) &= U \left(\frac{\partial w'}{\partial x}(x(t), t) \frac{\partial x}{\partial t}(t) + \frac{\partial w'}{\partial t}(x(t), t) \right) + \left(\frac{\partial \dot{w}}{\partial x}(x(t), t) \frac{\partial x}{\partial t}(t) + \frac{\partial \dot{w}}{\partial t}(x(t), t) \right) \\ &= U^2 w''(x(t), t) + 2U \dot{w}'(x(t), t) + \ddot{w}(x(t), t).\end{aligned}\quad (\text{A.2})$$

Cette expression peut se voir comme l'enchaînement de deux dérivées particulières :

$$\dot{V} = \left(\frac{\partial}{\partial t} + U \frac{\partial}{\partial x} \right)^2 (w) = \ddot{w} + 2U \dot{w}' + U^2 w''. \quad (\text{A.3})$$

D'où la force de Lighthill en dynamique :

$$f_L^{\text{Lighthill}} = -\chi \rho S (\ddot{w} + 2U \dot{w}' + U^2 w''). \quad (\text{A.4})$$

Y apparaissent trois termes, communément désignés comme suit [44] :

- le terme de masse ajoutée, proportionnel à l'accélération locale \ddot{w} et indépendant de la vitesse d'écoulement,
- le terme de Coriolis, proportionnel à la vitesse de rotation instantanée de la section \dot{w}' et à la vitesse d'écoulement U ,
- le terme de raideur fluide, ou force centrifuge, proportionnel à la courbure w'' et au carré de la vitesse d'écoulement U^2 .

Pour comprendre les noms attribués à ces termes, l'analogie avec les écoulements internes peut être utile, figure A.1. En imaginant une tranche de fluide dans son mouvement à l'intérieur d'une conduite flexible, et en gardant à l'esprit que les forces exercées par la conduite sur le fluide sont égales et opposées à celles exercées par le fluide sur la conduite, on voit que :

- l'accélération locale de la conduite va se contenter de secouer la tranche de fluide comme une masse inerte, d'où la masse ajoutée ;
- le fluide étant lancé à la vitesse U dans la conduite, si celle-ci tourne, une force de Coriolis, produit de la vitesse de translation dans le référentiel tournant U et de la vitesse de rotation du référentiel \dot{w}' , apparaîtra sur le fluide ;
- la courbure de la conduite dévie le fluide, d'où une force dite centrifuge sur la conduite, proportionnelle au carré de la vitesse angulaire $(U w'')^2$ et au rayon de courbure $1/w''$, ce qui explique le terme en $U^2 w''$.

Le troisième terme était déjà présent pour une déformation *statique* (chapitre 2), d'où la désignation de *raideur* fluide.

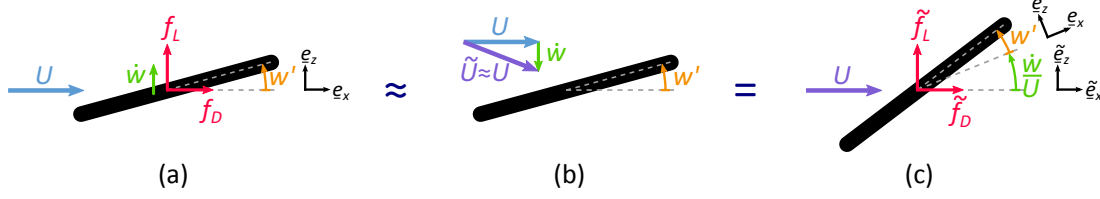


Fig. A.2 – Approche quasi-stationnaire pour l'évaluation de la force de Taylor-Divaret en dynamique.
 (a) : cylindre en mouvement dans un référentiel fixe. (b) et (c) : référentiel attaché au cylindre, modification de l'angle par rapport à l'écoulement incident.

A.1.2 Force de Taylor-Divaret

Pour obtenir la force de Taylor-Divaret en dynamique, on utilise l'approche quasi-stationnaire, qui consiste à ramener le mouvement local du cylindre à un angle d'incidence apparent, figure A.2. Cette approche classique est le pendant temporel de l'hypothèse 2D présentée au paragraphe 2.3.3. On considère que la force fluide visqueuse sur une section de cylindre se déplaçant à une vitesse donnée est la même que si cette section était en mouvement de translation uniforme à cette vitesse (passage de (a) à (b), sur la figure). Ainsi, les effets d'histoire du mouvement sont négligés, tels que les temps de retard entre mouvement et force fluide (de même que précédemment les effets 3D étaient négligés). Cette hypothèse est valable si la vitesse de la structure est nettement inférieure à la vitesse du fluide : $\dot{w}/U \ll 1$.

Dans le référentiel mobile attaché à la section de cylindre, au premier ordre en \dot{w}/U , la vitesse incidente est inclinée d'un angle \dot{w}/U et vaut (figure A.2b) :

$$\tilde{U} = U \sqrt{1 + \left(\frac{\dot{w}}{U}\right)^2} \simeq U \quad (\text{A.5})$$

On se ramène ainsi au cas d'une section de cylindre fixe, inclinée d'un angle $w' + \dot{w}/U$ par rapport à l'écoulement incident (c). On peut alors utiliser l'expression déterminée au chapitre 2 pour un cylindre fixe (éq. 2.13) :

$$\begin{aligned} \underline{f}_{\text{Taylor-Divaret}} &= \frac{1}{2} \rho U^2 D C_D \underline{\tilde{e}}_x \\ &\quad - \frac{1}{2} \rho U^2 D C_L \left(w' + \frac{\dot{w}}{U} \right) \underline{\tilde{e}}_z, \end{aligned} \quad (\text{A.6})$$

ce qui donne la force dans le référentiel mobile. Or ce qui nous intéresse, pour pouvoir établir l'équation du mouvement, c'est la force dans le référentiel fixe. Celle-ci peut se déterminer grâce aux relations de changement de repère suivantes, au premier ordre en \dot{w}/U :

$$\begin{cases} \underline{\tilde{e}}_x = \underline{e}_x - (\dot{w}/U) \underline{e}_z, \\ \underline{\tilde{e}}_z = (\dot{w}/U) \underline{e}_x + \underline{e}_z. \end{cases} \quad (\text{A.7})$$

On a donc :

$$\begin{aligned} \underline{f}_{\text{Taylor-Divaret}} &= \frac{1}{2} \rho U^2 D C_D \underline{e}_x \\ &\quad - \frac{1}{2} \rho U^2 D c_L \left(w' + (1 + C_D / c_L) \frac{\dot{w}}{U} \right) \underline{e}_z, \end{aligned} \quad (\text{A.8})$$

en ayant négligé les termes d'ordre 2. La traînée reste constante. La portance peut se réécrire ainsi :

$$f_L^{\text{Taylor-Divaret}} = -\frac{1}{2} \rho U^2 D \left(c_L w' + c_N \frac{\dot{w}}{U} \right). \quad (\text{A.9})$$

Elle est proportionnelle à l'angle d'inclinaison du cylindre w' et à l'angle apparent \dot{w}/U , mais le coefficient de proportionnalité n'est pas exactement le même pour les deux termes (c_N prend à la fois en compte la portance et la projection de la traînée, équation 2.15). L'expression se simplifie si on la traduit en force tangentielle et force normale :

$$\begin{cases} f_T^{\text{Taylor-Divaret}} = \frac{1}{2} \rho U^2 D C_D, \\ f_N^{\text{Taylor-Divaret}} = -\frac{1}{2} \rho U^2 D c_N \left(w' + \frac{\dot{w}}{U} \right), \end{cases} \quad (\text{A.10})$$

où la force normale est proportionnelle à l'angle apparent complet ($w' + \dot{w}/U$), et c_N est le coefficient de proportionnalité. Cette expression est compatible avec la littérature, voir par exemple [44].

L'expression 2.13 est valable pour des angles inférieurs à 5° , ce qui, traduit en vitesse de déplacement de la structure, donne approximativement $|\dot{w}| < 0,1 \cdot U$. On peut donc retenir que la loi de force fluide de Taylor-Divaret reste valable tant que la vitesse de la structure reste inférieure à 10 % de la vitesse du fluide¹. Pour les essais sur assemblage combustible en écoulement à 5 m/s et pour une amplitude de déplacement de 10 mm [56], cela limite la validité du modèle à une fréquence d'excitation inférieure à 7 Hz, ce qui est suffisant pour étudier les trois premiers modes de l'assemblage [4,17].

A.2 Dynamique d'un cylindre appuyé à ses extrémités

La section précédente a établi le modèle TLP de forces fluides sur un cylindre flexible en écoulement axial. Nous proposons maintenant d'en étudier les effets sur la dynamique du cylindre, dans le cas où celui-ci est appuyé à ses extrémités. Choisir ce cas particulier permet de travailler avec des expressions simples pour les déformées modales, sans pour autant restreindre à ce seul cas le raisonnement qui suit.

1. En considérant que w' reste encore bien plus faible que \dot{w}/U , ce qui est le cas pour les assemblages combustibles : $w'_{\max} \simeq 0,3^\circ$ dans les essais du CEA [56,81], avec un déplacement de 10 mm au centre et en se souvenant que l'assemblage combustible a une hauteur d'environ 4 m.

A.2.1 Principe des puissances virtuelles

Pour permettre une description du mouvement d'un cylindre flexible en écoulement axial, nous passons par le principe des puissances virtuelles. Derrière un formalisme un peu déroutant si on n'a pas l'habitude de l'utiliser, celui-ci présente les avantages suivants :

- identifier clairement dans quelles composantes du mouvement (déplacement, rotation) travaillent les différents efforts,
- obtenir directement une équation globale sur l'ensemble du cylindre, prête à être utilisée dans une approche modes propres. Cela économise deux étapes d'intégration par partie par rapport à la stratégie qui consisterait à partir de l'équation aux dérivées partielles du mouvement et à projeter celle-ci sur les modes. Concrètement, on évite ainsi de voir apparaître la dérivée d'ordre 4 du déplacement w'''' .

Le comportement mécanique du cylindre est modélisé par une poutre inextensible d'Euler-Bernoulli, de raideur en flexion EI , de masse linéique m et de longueur L . On note M le moment fléchissant et N l'effort normal, orientés suivant les conventions habituelles : $N > 0$ si la poutre est en traction, $N < 0$ si elle est en compression ; $M > 0$ signifie que la flexion tend les fibres de la partie inférieure de la section ($z < 0$) et comprime celles de la partie supérieure. On ne mentionne pas l'effort tranchant, car pour une poutre d'Euler-Bernoulli celui-ci ne travaille pas.

Le principe des puissances virtuelles consiste à écrire l'équilibre entre les puissances des efforts intérieurs, des efforts extérieurs et des efforts d'accélération, pour tout champ de vitesses virtuelles autorisé :

$$PVA = PVI + PVE. \quad (A.11)$$

Il peut être vu comme la projection de l'équation d'équilibre sur un mouvement virtuel. Pour une poutre dans le plan, les mouvements sont définis par le déplacement et la rotation de la section. On choisit des mouvements virtuels respectant la condition d'Euler-Bernoulli : la section tourne avec la fibre neutre, si bien qu'il suffit de se donner le mouvement virtuel $\hat{w}(x)$, la rotation de la section étant directement $\hat{w}'(x)$.

Pour la puissance virtuelle des efforts d'accélération, la contribution de la rotation des sections est négligée, ce qui est cohérent avec le fait que les expressions des forces fluides ont été données pour de faibles angles. Seule leur translation est prise en compte :

$$PVA(\hat{w}) = \int_0^L m \ddot{w}(x, t) \hat{w}(x) dx. \quad (A.12)$$

La poutre est inextensible, c'est-à-dire qu'on néglige les déplacements longitudinaux des sections et donc que la traînée ne travaille pas. La puissance virtuelle des efforts extérieurs

s'écrit donc :

$$\begin{aligned} \text{PVE}(\hat{w}) &= \int_0^L \left(f_L^{\text{Lighthill}}(x, t) + f_L^{\text{Taylor-Divaret}}(x, t) \right) \hat{w}(x) dx \\ &\stackrel{(A.4), (A.9)}{=} - \int_0^L \left(m_a \ddot{w}(x, t) + 2m_a U \dot{w}'(x, t) + m_a U^2 w''(x, t) \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{2} \rho U^2 D c_L w'(x, t) + \frac{1}{2} \rho U D c_N \dot{w}(x, t) \right) \hat{w}(x) dx, \end{aligned} \quad (\text{A.13})$$

où $m_a = \chi \rho S$ est la masse ajoutée linéique.

Pour ce qui est des efforts intérieurs, quand on étudie les vibrations d'une poutre, on ne prend généralement en compte que le travail du moment fléchissant². Celui-ci s'oppose à la variation de courbure de la poutre par rapport à sa configuration initiale :

$$\text{PVI}(\hat{w})_M = \int_0^L -M(x, t) \hat{w}''(x) dx. \quad (\text{A.14})$$

Ici, nous allons enrichir un peu ce modèle, comme dans le cas d'un fil tendu, en prenant en compte le travail de la composante verticale de l'effort normal, $N w'$ (en linéarisant)³. Cette composante s'oppose à la variation d'inclinaison du fil par rapport à sa configuration initiale :

$$\text{PVI}(\hat{w})_N = \int_0^L - (N(x, t) w'(x, t)) \hat{w}'(x) dx. \quad (\text{A.15})$$

Et donc :

$$\text{PVI}(\hat{w}) = - \int_0^L (M(x, t) \hat{w}''(x) + N(x, t) w'(x, t) \hat{w}'(x)) dx. \quad (\text{A.16})$$

Inclure le travail de l'effort normal sera utile dans l'étude de la stabilité du cylindre, pour le cas où la rigidité en flexion serait faible [44]. De plus, on se conforme en incluant ce terme à la tradition issue des travaux de Païdoussis [59,61].

Pour simplifier la suite, on se place dans le cas où une forte précontrainte de tension T est exercée aux extrémités du cylindre, suffisamment forte pour que les forces de friction aux parois du cylindre soient négligeables : $T \gg f_D L$. Ce cas est inspiré par le dispositif expérimental d'Adjiman [1], conçu pour étudier le flambement de plaques sous écoulement axial. Alors l'effort normal dans la poutre est uniforme :

$$N(x, t) = T. \quad (\text{A.17})$$

De plus, le moment fléchissant est relié à la courbure du cylindre par la loi de comportement :

$$M(x, t) = EI w''(x, t). \quad (\text{A.18})$$

2. Dans le cadre des petites perturbations, les efforts sont exprimés sur la configuration de référence. L'effort normal ne tourne pas avec la section, il reste donc horizontal et ne travaille pas, puisque la poutre est inextensible.

3. On relaxe légèrement l'hypothèse des petites perturbations. On peut retrouver la version (A.16) d'après l'expression générale des puissances virtuelles des efforts intérieurs donnée par exemple dans le cours de Corinne Rouby [86], en passant dans le plan et en développant à l'ordre 1 en w' .

Le principe des puissances virtuelles s'écrit donc finalement :

$$\begin{aligned}
& \int_0^L \left(\underbrace{(m + m_a) \ddot{w}(x, t) \hat{w}(x)}_{\text{inerties}} \right. \\
& \quad + \underbrace{2m_a U \dot{w}'(x, t) \hat{w}(x)}_{\text{Coriolis}} + \underbrace{\frac{1}{2} \rho U D c_N \dot{w}(x, t) \hat{w}(x)}_{\text{Taylor-Divaret, angle apparent}} \\
& \quad + \underbrace{EI w''(x, t) \hat{w}''(x)}_{\text{flexion}} + \underbrace{T w'(x, t) \hat{w}'(x)}_{\text{traction}} \\
& \quad + \underbrace{m_a U^2 w''(x, t) \hat{w}(x)}_{\text{centrifuge}} + \underbrace{\frac{1}{2} \rho U^2 D c_L w'(x, t) \hat{w}(x)}_{\text{Taylor-Divaret, angle d'inclinaison}} \Big) dx \\
& = 0,
\end{aligned} \tag{A.19}$$

où les termes sont regroupés selon les dérivées temporelles afin de préparer l'identification des inerties, amortissements et raideurs.

A.2.2 Approche à un mode

On suppose que le cylindre a un mouvement de type mode propre, descriptible par un seul mode, de déformée modale $\Psi(x)$:

$$w(x, t) = \Psi(x) Y(t). \tag{A.20}$$

De plus, on choisit comme mouvement virtuel cette même déformée. Cela revient à projeter l'équilibre des forces sur le mode. En notant $\|\Psi\|^2 = \int_0^L \Psi^2(x) dx$, il vient :

$$\begin{aligned}
& (m + m_a) \|\Psi\|^2 \ddot{Y}(t) \\
& + \left(2m_a U \int_0^L \cancel{\Psi' \Psi} + \frac{1}{2} \rho U D c_N \|\Psi\|^2 \right) \dot{Y}(t) \\
& + \left(EI \|\Psi''\|^2 + T \|\Psi'\|^2 + m_a U^2 \underbrace{\int_0^L \Psi'' \Psi}_{=-\|\Psi'\|^2} + \frac{1}{2} \rho U^2 D c_L \int_0^L \cancel{\Psi' \Psi} \right) Y(t) \\
& = 0,
\end{aligned} \tag{A.21}$$

où les conditions d'appui aux extrémités $\Psi(L) = \Psi(0) = 0$ ont été utilisées et une intégration par parties sur le terme centrifuge a été effectuée. On constate dès maintenant que, avec ces conditions aux limites et si le mouvement peut se décrire par un seul mode propre, le terme de Coriolis et la portance d'angle d'inclinaison n'ont pas d'influence sur le mouvement. Dans leur article de 1972, Chen & Wambsganss [14] font explicitement référence à cette disparition du terme de Coriolis pour des extrémités appuyées ou encastrees. L'équation simplifiée se réécrit :

$$m^* \ddot{Y}(t) + c^* \dot{Y}(t) + k^* Y(t) = 0, \tag{A.22}$$

avec

$$\begin{cases} m^* = (m + m_a) \|\Psi\|^2, \\ c^* = \frac{1}{2} \rho U D c_N \|\Psi\|^2, \\ k^* = EI \|\Psi''\|^2 + (T - m_a U^2) \|\Psi'\|^2. \end{cases} \quad (\text{A.23})$$

La masse modale dépend de la masse du cylindre, de la masse ajoutée, et de la norme de la déformée. L'amortissement modal dépend du coefficient de Divaret sur la force normale, c_N , de la vitesse d'écoulement U et de la norme de la déformée. La raideur modale dépend de la rigidité en flexion multipliée par la norme de la courbure du mode, ainsi que de la norme de la dérivée du mode multipliée par la différence entre la tension initiale et la force centrifuge. On voit donc que la force centrifuge a un rôle déstabilisant, équilibré directement par la tension et aussi par la raideur en flexion.

En notant $\omega = \sqrt{k^*/m^*}$ la pulsation propre du mode, le taux d'amortissement critique s'exprime ainsi :

$$\zeta = \frac{c^*}{2\omega m^*} = \frac{\rho U D c_N}{4\omega(m + m_a)}. \quad (\text{A.24})$$

Il est proportionnel à la vitesse d'écoulement et au coefficient c_N . Il ne dépend pas explicitement de la déformée du mode propre considéré, mais seulement de sa fréquence.

A.2.3 Approche à plusieurs modes : couplage par les forces fluides

On envisage maintenant le cas plus réaliste d'un mouvement décrit par plusieurs modes propres, par exemple trois modes :

$$w(x, t) = \sum_{j=1}^3 \Psi_j(x) Y_j(t). \quad (\text{A.25})$$

Pour un cylindre appuyé à ses extrémités :

$$\Psi_j(x) = \sin\left(\frac{j\pi x}{L}\right). \quad (\text{A.26})$$

Pour obtenir les équations dynamiques correspondant à chaque mode, on va utiliser le principe des puissances virtuelles (éq. A.19) en choisissant comme mouvement virtuel l'un des modes : $\hat{w}(x) = \Psi_i(x)$, $i \in \llbracket 1 ; 3 \rrbracket$. En introduisant la notation $\langle \Psi_i, \Psi_j \rangle = \int_0^L \Psi_i(x) \Psi_j(x) dx$, on obtient le système d'équations :

$$\underline{\underline{M}} \ddot{\underline{\underline{Y}}}(t) + \underline{\underline{C}} \dot{\underline{\underline{Y}}}(t) + \underline{\underline{K}} \underline{\underline{Y}}(t) = \underline{\underline{0}}, \quad (\text{A.27})$$

avec

$$\begin{cases} M_{ij} = (m + m_a) \langle \Psi_i, \Psi_j \rangle, \\ C_{ij} = 2m_a U \langle \Psi_i, \Psi'_j \rangle + \frac{1}{2} \rho U D c_N \langle \Psi_i, \Psi_j \rangle, \\ K_{ij} = EI \langle \Psi''_i, \Psi''_j \rangle + (T - m_a U^2) \langle \Psi'_i, \Psi'_j \rangle + \frac{1}{2} \rho U^2 D c_L \langle \Psi_i, \Psi'_j \rangle. \end{cases} \quad (\text{A.28})$$

En utilisant les expressions des déformées modales, on obtient :

$$\underline{\underline{M}} = \frac{1}{2} L (m + m_a) \underline{\underline{1}}, \quad (\text{A.29})$$

$$\underline{\underline{C}} = \frac{1}{4} \rho U D L c_N \underline{\underline{1}} + 2m_a U \begin{pmatrix} 0 & -4/3 & 0 \\ 4/3 & 0 & -12/5 \\ 0 & 12/5 & 0 \end{pmatrix}, \quad (\text{A.30})$$

$$\begin{aligned} \underline{\underline{K}} = EI \frac{\pi^4}{2L^3} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 16 & 0 \\ 0 & 0 & 81 \end{pmatrix} + (T - m_a U^2) \frac{\pi^2}{2L} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 4 & 0 \\ 0 & 0 & 9 \end{pmatrix} \\ + \frac{1}{2} \rho U^2 D c_L \begin{pmatrix} 0 & -4/3 & 0 \\ 4/3 & 0 & -12/5 \\ 0 & 12/5 & 0 \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (\text{A.31})$$

La force de Coriolis et la force de Taylor-Divaret sur l'angle d'inclinaison, qui disparaissaient dans l'approche à un mode, contribuent désormais sous la forme de termes de couplage, respectivement en amortissement et en raideur⁴. Ici, le mode 2 est couplé aux modes 1 et 3. Évaluons l'importance de ce couplage sur l'exemple du premier mode. Son équation dynamique s'écrit :

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} L (m + m_a) \ddot{Y}_1(t) + \frac{1}{4} \rho U D L c_N \dot{Y}_1(t) - \underbrace{\frac{8}{3} m_a U \dot{Y}_2(t)}_{\text{couplage en amortissement}} \\ + \left(EI \frac{\pi^4}{2L^3} + (T - m_a U^2) \frac{\pi^2}{2L} \right) Y_1(t) - \underbrace{\frac{2}{3} \rho U^2 D c_L Y_2(t)}_{\text{couplage en raideur}} \\ = 0. \end{aligned} \quad (\text{A.32})$$

Le rapport entre les termes d'amortissement vaut :

$$\frac{8\chi\pi}{3c_N} \frac{D}{L} \frac{\dot{Y}_2}{\dot{Y}_1}, \quad (\text{A.33})$$

où l'on a remplacé la masse ajoutée par son expression (éq. 2.6). Le terme de couplage est d'autant plus faible que l'élancement L/D du cylindre est grand. Donc, dans le cadre de la théorie de corps élancé, le couplage en amortissement est probablement négligeable. Le couplage en raideur, lui, est d'autant plus faible que le cylindre est rigide.

4. Pour une approche de ces termes de couplage moins dépendante des conditions aux limites, voir le chapitre 3 de l'ouvrage de Païdoussis sur l'interaction fluide-structure des conduites [63], notamment le tableau 3.1.

A.2.4 Équation du mouvement

Les paragraphes précédents ont permis d'aborder différents phénomènes issus du modèle TLP de forces fluides sur un cylindre flexible. Nous proposons maintenant de repartir du principe des puissances virtuelles (PPV, équation A.19) pour obtenir l'équation usuelle du mouvement qu'on trouve dans la littérature [64], dans le cas particulier étudié ici (cylindre appuyé à ses extrémités et prétendu).

Dans l'intégrale de l'équation A.19, on fait des intégrations par parties pour factoriser le mouvement virtuel $\hat{w}(x)$ sur tous les termes. Prenant ensuite en compte le fait que le PPV est valable pour tout champ de mouvement virtuel \hat{w} et pour toute sous-partie du cylindre (bornes d'intégration quelconques), l'expression en facteur de \hat{w} sous l'intégrale est nulle en tout point et à chaque instant, d'où l'équation du mouvement :

$$(m + m_a)\ddot{w} + 2m_a U \dot{w}' + \frac{1}{2}\rho U D c_N \dot{w} + EI w'''' + (m_a U^2 - T) w'' + \frac{1}{2}\rho U^2 D c_L w' = 0. \quad (\text{A.34})$$

Aux différences de notation près, et avec la spécificité qu'on a considéré une tension uniforme dans le cylindre, cette équation est la même que, par exemple, celle proposée par de Langre *et al.* en 2007 [44] (équation 2.6 de l'article). On propose, pour visualiser les différents termes intervenant dans cette équation, le format matriciel suivant :

$$\begin{matrix} & \partial^0/\partial t^0 & \partial/\partial t & \partial^2/\partial t^2 \\ \begin{matrix} \partial^0/\partial x^0 \\ \partial/\partial x \\ \partial^2/\partial x^2 \\ \partial^3/\partial x^3 \\ \partial^3/\partial x^4 \end{matrix} & \begin{pmatrix} 0 & \frac{1}{2}\rho U D c_N & m + m_a \\ \frac{1}{2}\rho U^2 D c_L & 2m_a U & 0 \\ m_a U^2 - T & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ EI & 0 & 0 \end{pmatrix} & & \end{matrix}, \quad (\text{A.35})$$

et sa traduction selon les différentes origines des forces :

$$\begin{matrix} & \partial^0/\partial t^0 & \partial/\partial t & \partial^2/\partial t^2 \\ \begin{matrix} \partial^0/\partial x^0 \\ \partial/\partial x \\ \partial^2/\partial x^2 \\ \partial^3/\partial x^3 \\ \partial^3/\partial x^4 \end{matrix} & \begin{pmatrix} 0 & \text{force normale} & \text{inertie et masse ajoutée} \\ \text{portance} & \text{force de Coriolis} & 0 \\ \text{force centrifuge – tension} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ \text{flexion} & 0 & 0 \end{pmatrix} & & \end{matrix}. \quad (\text{A.36})$$

B

Cas de la flexion

Cette annexe détaille les calculs permettant de retrouver les efforts fluides sur le cylindre en flexion. Après avoir calculé la flèche du cylindre en fonction du chargement à ses extrémités, nous exprimons la déformée en fonction de cette flèche, puis appliquons le modèle TLP pour obtenir la portance résultante et le moment de lacet sous écoulement.

B.1 Calcul de la flèche

Le cylindre central est modélisé par une poutre d'Euler-Bernoulli en flexion. Il est appuyé en son centre et chargé à ses extrémités (figure 3.7). La symétrie du cas permet de se focaliser sur la moitié aval du cylindre ($x > 0$), celle-ci étant vue comme une poutre encastrée en $x = 0$ et libre en $x = L/2 = \tilde{L}$. Les flexion des pointes n'est pas évaluée, car nous cherchons la flèche δ à l'extrémité du cylindre, en $x = \tilde{L}$. Néanmoins, le décalage du point d'application de la charge verticale, d'une distance l par rapport à l'extrémité du cylindre, implique qu'en plus de la force verticale F au bout du cylindre s'impose aussi un moment Fl à cette extrémité, figure B.1 (haut).

Le moment fléchissant s'obtient en écrivant l'équilibre de la portion aval de la poutre en une position $x \in [0 ; \tilde{L}]$ quelconque (figure B.1, centre) :

$$M(x) = -F(\tilde{L} + l - x). \quad (\text{B.1})$$

Il est représenté en bas à gauche de la figure. La flèche δ à l'extrémité du cylindre peut s'obtenir par application du théorème de Müller-Breslau [7,86]. Un chargement unitaire fictif est imposé à l'extrémité du cylindre, dans la direction verticale et vers le bas. Le moment fléchissant correspondant est noté \overline{M} . Le diagramme de moment s'obtient immédiatement et est représenté en figure B.1 (bas). Le théorème de Müller-Breslau, qui n'est autre qu'un cas

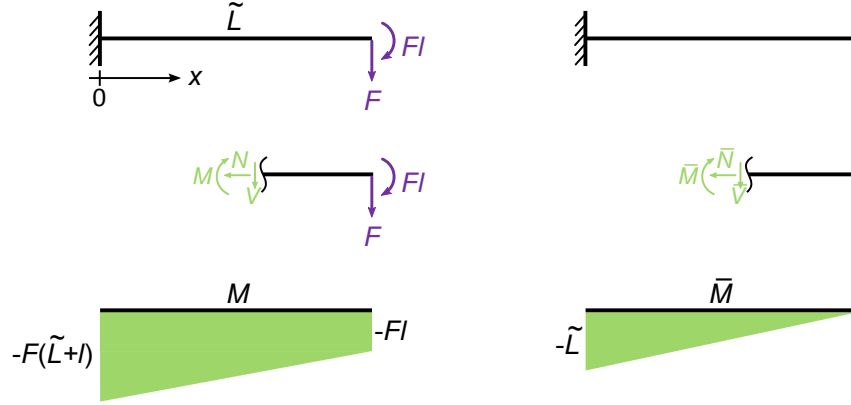


Fig. B.1 – Flexion d'une poutre encastrée-libre. Chargement réel (gauche) et chargement fictif pour calculer la flèche à l'extrémité (droite). Haut : conditions aux limites. Centre : équilibre de la portion aval en x quelconque. Bas : diagramme de moment.

particulier du principe des puissances virtuelles, donne :

$$\delta = \int_0^{\tilde{L}} \frac{M \bar{M}}{EI} dx. \quad (\text{B.2})$$

Cette expression s'explique aisément à l'aide des intégrales de Mohr [7] :

$$\begin{aligned} \delta &= \frac{1}{EI} \int_0^{\tilde{L}} M_1 \times M_3 dx, \\ &= \frac{\tilde{L}}{EI} \cdot \frac{M_3}{6} (2M_1 + M_2), \\ &= \frac{F \tilde{L}^3}{6EI} \left(2 + 3 \frac{l}{\tilde{L}} \right). \end{aligned} \quad (\text{B.3})$$

Remplacer \tilde{L} par $L/2$ et introduire $\lambda = 1 + 3l/L$ donne finalement l'expression suivante pour la flèche :

$$\delta = \frac{\lambda FL^3}{24EI}. \quad (\text{B.4})$$

B.2 Expression de la déformée

La courbure s'obtient directement à partir du moment de flexion grâce à la loi de comportement :

$$M = EI w''. \quad (\text{B.5})$$

Pour en obtenir une expression en fonction de la flèche, l'équation B.4 est introduite dans l'expression du moment (équ. B.1), d'où :

$$w''(x) = -\frac{12\delta}{\lambda L^3} (\eta L - 2x), \quad (\text{B.6})$$

avec $\eta = 1 + 2l/L$.

La pente puis la déformée s'obtiennent ensuite par intégrations successives, en respectant les conditions $w'(x=0) = 0$ et $w(x=0) = 0$ (encastrement) :

$$w'(x) = -\frac{12\delta}{\lambda L^3} (\eta Lx - x^2), \quad (B.7)$$

$$w(x) = -\frac{2\delta}{\lambda L^3} (3\eta Lx^2 - 2x^3). \quad (B.8)$$

La déformée ainsi obtenue vérifie bien $w(L/2) = -\delta$.

Rappelons que ces expressions sont valables pour la partie $x > 0$ du cylindre. La déformée dans la partie $x < 0$ s'obtient en constatant que, vu la symétrie, la déformée est paire :

$$w_{x<0}(x) = w_{x>0}(-x). \quad (B.9)$$

B.3 Efforts fluides résultants

Dans cette section, les forces fluides locales sont intégrées sur la longueur du cylindre afin d'obtenir la portance résultante et le moment de lacet s'exerçant d'après le modèle TLP sur le cylindre.

B.3.1 Portance

Comme expliqué au chapitre 4, seule la force de Lighthill (éq. 2.8) contribue à la portance, figure 4.11. Sa répartition étant paire, nous l'intégrons uniquement sur la partie aval du cylindre et multiplions le résultat par 2 :

$$F_z^{\text{Lighthill}} = 2 \int_0^{L/2} -\chi \rho S U^2 w'' \, dx. \quad (B.10)$$

Le coefficient de portance s'obtient ensuite en remplaçant la section S du cylindre par $\pi D^2/4$ et la courbure w'' par son expression (éq. B.6) :

$$C_z^{\text{Lighthill}} = \frac{F_z^{\text{Lighthill}}}{\frac{1}{2} \rho U^2 D L} = -\chi \pi \frac{D}{L} \int_0^{L/2} w'' \, dx, \quad (B.11)$$

$$C_L^{\text{Lighthill}} = \chi \frac{3\pi}{2} \cdot \frac{2\eta - 1}{\lambda} \cdot \frac{D}{L} (2\delta/L). \quad (B.12)$$

B.3.2 Moment

Le moment de lacet, évalué au centre du cylindre, se décompose en une contribution liée à la portance de Taylor-Divaret (éq. 2.13), et une contribution liée à la traînée. À nouveau, ces contributions sont évaluées sur la partie $x > 0$ du cylindre puis multipliées par 2. Ainsi, le

moment de Taylor-Divaret s'écrit :

$$M_y^{\text{Taylor-Divaret}} = 2 \int_0^{L/2} -f_L^{\text{Taylor-Divaret}}(x) \cdot x \, dx. \quad (\text{B.13})$$

D'où le coefficient de moment :

$$C_{M_y}^{\text{Taylor-Divaret}} = \frac{M_y^{\text{Taylor-Divaret}}}{\frac{1}{2}\rho U^2 D L^2} = c_L \frac{2}{L^2} \int_0^{L/2} w'(x) x \, dx. \quad (\text{B.14})$$

Remplacer la pente w' par son expression (éq. B.7) donne :

$$C_{M_y}^{\text{Taylor-Divaret}} = -c_L \frac{8\eta - 3}{16\lambda} (2\delta / L). \quad (\text{B.15})$$

La traînée étant parallèle à l'axe du cylindre non déformé, son bras de levier est le déplacement local w , d'où le moment :

$$M_y^{\text{traînée}} = 2 \int_0^{L/2} f_D \cdot w. \quad (\text{B.16})$$

Le coefficient de moment s'obtient alors en remplaçant la traînée locale par son expression (éq. 2.13) et en intégrant la déformée (éq. B.8) :

$$C_{M_y}^{\text{traînée}} = C_D \frac{2}{L^2} \int_0^{L/2} w, \quad (\text{B.17})$$

$$C_{M_y}^{\text{traînée}} = -C_D \frac{4\eta - 1}{16\lambda} (2\delta / L). \quad (\text{B.18})$$

C

Données techniques

Cette annexe condense en quelques tableaux les données techniques importantes du banc d'essai et du modèle numérique, données qui ont pour la plupart déjà été introduites au chapitre 3. Les paramètres géométriques de la maquette sont rassemblés dans le tableau C.1, et le tableau C.2 récapitule les degrés de liberté du cylindre central. Le tableau C.3 donne les grandeurs de mécanique des fluides des essais. Les éléments pertinents du modèle numérique sont rappelés dans le tableau C.4. Les caractéristiques techniques des instruments de mesure et du ventilateur de la soufflerie sont détaillées dans les tableaux C.5 et C.6.

Tab. C.1 – Paramètres géométriques de la maquette et matériau des cylindres.

P , pas du réseau	6 cm
D , diamètre des cylindres	4,5 cm
L , longueur des cylindres	2 m
l , distance entre le point d'attache de la charge et l'extrémité du cylindre	16 cm
e , épaisseur des cylindres	2 mm
I , moment d'inertie de la section	$6,26 \times 10^{-8} \text{ m}^4$
Matériau des cylindres	aluminium
E , module de Young de l'aluminium	62 GPa
ρ_s , masse volumique de l'aluminium	2700 kg/m^3
Diamètre du support du cylindre central	2,2 cm
Diamètre des supports des cylindres périphériques	8 mm

Tab. C.2 – Degrés de liberté du cylindre central et paramètres associés.

Degré de liberté	Paramètre	Gamme	Paramètre adimensionnel	Gamme
Rotation	α_z	$\pm 0,5^\circ$	α_z	$\pm 8,7 \times 10^{-3}$ rd
Translation	Z	± 10 mm	$2Z/L$	$\pm 10 \times 10^{-3}$
Flexion	δ	0 – 6 mm	$2\delta/L$	$\pm 6 \times 10^{-3}$

Tab. C.3 – Paramètres des essais en soufflerie.

Type de soufflerie	Prandtl (soufflerie à retour)
Longueur de veine	5 m
Section de veine (adaptée à FICEL)	carrée, 24 cm de côté
Rapport de contraction du collecteur	19
U_i , vitesse en entrée de veine, valeur maximale	17,8 m/s
Taux de turbulence en entrée de veine	0,7 %
U , vitesse débitante, valeur maximale	$\frac{4(P/D)^2}{4(P/D)^2 - \pi} U_i = 32$ m/s
\mathcal{A} , section de fluide	$4(4P^2 - \pi D^2) = 0,032$ m ²
\mathcal{P} , périmètre mouillé	$16(P + (\pi - 1)D) = 2,5$ m
D_h , diamètre hydraulique	$D \frac{4(P/D)^2 - \pi}{P/D + \pi - 1} = 5,14$ cm
ν , viscosité cinématique de l'air	$1,51 \times 10^{-5}$ m ² /s (à 20 °C, [8])
ρ , masse volumique de l'air	1,20 kg/m ³ (idem)
Re, nombre de Reynolds, valeur maximale	110 000
M, nombre de Mach, valeur maximale	0,1

Tab. C.4 – Modèle numérique.

Logiciel de simulation	<i>Code_Saturne</i> 4.0
Taille du domaine	3 m de long, 24 cm de côté
Maillage	hexaédrique conforme
Nombre de cellules	$12,3 \times 10^6$
Modèle de turbulence	$k - \omega$ SST
y^+ à la paroi du cylindre central	[12 ; 41]
U_i , vitesse en entrée	10,0 m/s
U , vitesse débitante	17,9 m/s
Re, nombre de Reynolds	61 000
Pas de temps	5×10^{-6} s
Temps physique simulé	1 s
Nombre de pas de temps	200 000
Valeur maximale de CFL	0,52
Nombre de cœurs utilisés	840 (30 nœuds)
Durée d'un calcul	un peu moins de 3 jours

Tab. C.5 – Instruments de mesure.

	Tube de Pitot	Manomètre	Balance 6 axes
Fabricant	KIMO	KIMO	AMTI
Type	L	C310-H0	MC3A-100-14288
Numéro de série		3F140902669	M6056M
Dernier étalonnage		10/2014	08/2017
Gamme		5 – 50 m/s	$F_z^{\max} = 440N$

Tab. C.6 – Données techniques du ventilateur, d’après la plaque constructeur. Les valeurs sont indiquées pour le régime de fonctionnement nominal.

Fabricant	Fläkt Solyvent-Ventec
Type	CEU 4 LD 0500 RD 090 ADX-STD
Année de fabrication	2007
Roue	diamètre 500 mm, aubes profilées (figure C.1)
Vitesse de rotation	1450 tr/min
Puissance	2,2 kW
Débit	2,45 m ³ /s (avec maquette FICEL : 1 m ³ /s)
Différence de pression totale	477 Pa

**Fig. C.1** – Roue du ventilateur (photo fabricant).

Bibliographie

- [1] Adjiman, J.: *Instabilités statiques de réseaux de structures élancées sous écoulement axial*. Thèse de doctorat, ENSTA ParisTech, 2016.
- [2] Adjiman, J., P. Moussou, O. Doaré, H. Berro, O. Pascan et J. Berland: *Divergence modes of a cluster of simply supported arrays in axial flow*. Dans *Proceedings FIV 11*, 2016.
- [3] Almoteri, M.: *Simulations pour l'étude des forces fluides s'exerçant sur un faisceau de cylindres oscillants latéralement en écoulement axial*. Rapport de stage de M1, École Polytechnique, 2018.
- [4] Alves de Moraes, A.: *Vibration of a fuel assembly under axial flow*. Rapport de PRE, ENSTA ParisTech, 2017.
- [5] Archambeau, F., N. Méchitoua et M. Sakiz: *Code_Saturne : a Finite Volume Code for the Computation of Turbulent Incompressible Flows*. International Journal on Finite Volumes, 1, 2004.
- [6] Beaud, F.: *An analytical model for the prediction of fluidelastic forces in a rod bundle subjected to axial flow : theory, experimental validation and application to PWR fuel assemblies*. Dans *Proceedings of the ICONES International Conference on Nuclear Engineering*, Nice, France, 1997.
- [7] Bisch, P.: *Mécanique des structures*. Notes de cours, École nationale des ponts et chaussées, 2009.
- [8] Blevins, R. D.: *Applied Fluid Dynamics Handbook*. Krieger Publishing Company, Malabar, FL, Réimpression 1992. Édition d'origine 1984.
- [9] Blevins, R. D.: *Formulas for Natural Frequency and Mode Shape*. Krieger Publishing Company, Malabar, FL, Réimpression 2001. Édition d'origine 1979.
- [10] Brenneman, B., S. J. Shah, G. T. Williams et J. H. Strumpell: *Water confinement effects on fuel assembly motion and damping*. Dans *Transactions of the 17th International Conference on Structural Mechanics in Reactor Technology (SMiRT 17)*, Prague, République Tchèque, 2003.
- [11] Chen, S.-S.: *Vibration of nuclear fuel bundles*. Nuclear Engineering and Design, 35(3) :399–422, 1975.
- [12] Chen, S.-S.: *Vibrations of a row of circular cylinders in a liquid*. Journal of Engineering for Industry, 97(4) :1212–1218, 1975.
- [13] Chen, S.-S.: *Fluid damping for circular cylindrical structures*. Nuclear Engineering and Design, 63(1) :81–100, 1981.
- [14] Chen, S.-S. et M. W. Wambsganss: *Parallel-flow-induced vibration of fuel rods*. Nuclear Engineering and Design, 18 :253–278, 1972.
- [15] Chung, H. et S.-S. Chen: *Vibration of a group of circular cylinders in a confined fluid*. Journal of Applied Mechanics, 44(2) :213–217, 1977.
- [16] Code_Saturne: *Best practice guidelines : cell size at the wall*. http://www.code-saturne.org/cms/sites/default/files/file_attach/BPG/BPG-3-Cell-Size-At-The-Wall.pdf.

- [17] Collard, B., S. Pisapia, S. Bellizzi et F. Witters: *PWR fuel assembly modal testing and analysis*. Dans *Proceedings of the ASME 2003 Pressure Vessels and Piping Conference*, PVP2003-2084, pages 147–152, Cleveland, OH, USA, 2003.
- [18] Dailey, D. J. et R. W. Albrecht: *In-core/ex-core neutron noise measurements to examine core internal vibrations in an operating PWR*. *Progress in Nuclear Energy*, 15 :251–260, 1985.
- [19] De Ridder, J., J. Degroote, K. Van Tichelen, P. Schuurmans et J. Vierendeels: *Modal characteristics of a flexible cylinder in turbulent axial flow from numerical simulations*. *Journal of Fluids and Structures*, 43 :110–123, 2013.
- [20] De Ridder, J., J. Degroote, K. Van Tichelen et J. Vierendeels: *Predicting modal characteristics of a cluster of cylinders in axial flow : From potential flow solutions to coupled CFD–CSM calculations*. *Journal of Fluids and Structures*, 74 :90–110, 2017.
- [21] De Ridder, J., O. Doaré, J. Degroote, K. Van Tichelen, P. Schuurmans et J. Vierendeels: *Simulating the fluid forces and fluid-elastic instabilities of a clamped–clamped cylinder in turbulent axial flow*. *Journal of Fluids and Structures*, 55 :139–154, 2015.
- [22] De Santis, D. et A. Shams: *Numerical modeling of flow induced vibration of nuclear fuel rods*. *Nuclear Engineering and Design*, 320 :44–56, 2017.
- [23] Divaret, L.: *Caractérisation des forces fluides s'exerçant sur un faisceau de cylindres oscillant latéralement en écoulement axial*. Thèse de doctorat, ENSTA ParisTech, 2014.
- [24] Divaret, L., O. Cadot, P. Moussou et O. Doaré: *Normal forces exerted upon a long cylinder oscillating in an axial flow*. *Journal of Fluid Mechanics*, 752 :649–669, 2014.
- [25] Divaret, L., P. Moussou, O. Cadot, J. Berland et O. Doaré: *U-RANS simulation of fluid forces exerted upon an oscillating tube array in axial flow at large Keulegan-Carpenter numbers*. *ERCOFTAC Bulletin* 86, 86 :20–25, 2011.
- [26] Doaré, O.: *Oscillations of slender structures in still fluid : Added mass calculations, effect of confinement*. MOOC Fundamentals of Fluid-Solid Interactions, École Polytechnique, 2016.
- [27] Dowling, A. P.: *The dynamics of towed flexible cylinders. Part 1 : neutrally buoyant elements*. *Journal of Fluid Mechanics*, 187 :507–532, 1988.
- [28] Duhamel, D.: *Faire une mesure en mécanique*. Presses des Ponts, Paris, 2014.
- [29] Ersdal, S. et O. M. Faltinsen: *Normal forces on cylinders in near-axial flow*. *Journal of Fluids and Structures*, 22(8) :1057–1077, 2006.
- [30] Esteves, N.: *Aérodynamique d'un faisceau de tubes en écoulement axial*. Rapport de stage de M1, Université Paris-Sud, 2015.
- [31] Ferziger, J. H. et M. Perić: *Numerische Strömungsmechanik*. Springer, Berlin Heidelberg, 2008.
- [32] Flamand, J. C., J. C. Maguin, A. Mattei, J. Rigaudeau et J. C. Leroux: *Influence of axial coolant flow on fuel assembly damping for the response to horizontal seismic loads*. Dans *Transactions of the 11th International Conference on Structural Mechanics in Reactor Technology (SMiRT 11)*, C06/4, Tokyo, Japon, 1991.
- [33] Fujita, Y. et H. Ozaki: *Neutron noise monitoring of reactor core internal vibrations at PWRs in Japan*. *Progress in Nuclear Energy*, 9 :423–436, 1982.
- [34] Gagnon, J. O. et M. P. Païdoussis: *Fluid coupling characteristics and vibration of cylinder clusters in axial flow. Part I : theory*. *Journal of Fluids and Structures*, 8(3) :257–291, 1994.
- [35] Gagnon, J. O. et M. P. Païdoussis: *Fluid coupling characteristics and vibration of cylinder clusters in axial flow. Part II : experiments*. *Journal of Fluids and Structures*, 8(3) :293–324, 1994.

- [36] Haaland, S. E.: *Simple and Explicit Formulas for the Friction Factor in Turbulent Pipe Flow*. Journal of Fluids Engineering, 105(1) :89–90, 1983.
- [37] Hannoyer, M. J. et M. P. Païdoussis: *Instabilities of tubular beams simultaneously subjected to internal and external axial flows*. Journal of Mechanical Design, 100(2) :328–336, 1978.
- [38] Hawthorne, W. R.: *The early development of the Dracone flexible barge*. Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, 175 :52–83, 1961.
- [39] ter Hofstede, E., S. Kottapalli et A. Shams: *Numerical prediction of flow induced vibrations in nuclear reactor applications*. Nuclear Engineering and Design, 319 :81–90, 2017.
- [40] Hotta, A., H. Niibori, M. Tanaka et K. Fujita: *Parametric study on parallel flow induced damping of PWR fuel assembly*. Dans *Proceedings of the ASME 1990 Pressure Vessels and Piping Conference*, Nashville, TN, US, 1990.
- [41] IRSN: *Le réexamen de sûreté des réacteurs à eau sous pression de 900 MWe à l'occasion de leurs troisièmes visites décennales*. http://www.irsn.fr/fr/expertise/rapports_expertise/documents/surete/irsnn_reexamen_surete_rep_vd3_900.pdf, 2009.
- [42] Joly, A.: *FICEL : rapport d'activité de deuxième année de thèse*. Note EDF R&D, 2017.
- [43] Jones, R. R.: *Properties of low-aspect-ratio pointed wings at speeds below and above the speed of sound*. NACA Report 835, 1946.
- [44] de Langre, E., M. P. Païdoussis, O. Doaré et Y. Modarres-Sadeghi: *Flutter of long flexible cylinders in axial flow*. Journal of Fluid Mechanics, 571 :371–389, 2007.
- [45] Lee, T. S.: *Stability analysis of the Ortloff-Ives equation*. Journal of Fluid Mechanics, 110 :293–295, 1981.
- [46] Leroux, J. C., S. de Perthuis et J. Rigaudeau: *Qualification of industrial models for the justification of fuel assembly lateral strength during an earthquake*. Dans *Transactions of the 12th International Conference on Structural Mechanics in Reactor Technology (SMiRT 12)*, numéro K16/1, Stuttgart, Allemagne, 1993.
- [47] Lighthill, M. J.: *Mathematics and Aeronautics*. Journal of the Royal Aeronautical Society, 64 :375–394, 1960.
- [48] Lighthill, M. J.: *Note on the swimming of slender fish*. Journal of Fluid Mechanics, 9(2) :305–317, 1960.
- [49] Liu, Z. G., Y. Liu et J. Lu: *Fluid–structure interaction of single flexible cylinder in axial flow*. Computers & Fluids, 56 :143–151, 2012.
- [50] Liu, Z. G., Y. Liu et J. Lu: *Numerical simulation of the fluid–structure interaction for an elastic cylinder subjected to tubular fluid flow*. Computers & Fluids, 68 :192–202, 2012.
- [51] Lopes, J.-L., M. P. Païdoussis et C. Semler: *Linear and nonlinear dynamics of cantilevered cylinders in axial flow. Part 2 : the equations of motion*. Journal of Fluids and Structures, 16(6) :715–737, 2002.
- [52] Lu, R. Y. et D. D. Seel: *PWR fuel assembly damping characteristics*. Dans *Proceedings of the ICONE14 International Conference on Nuclear Engineering*, ICONE14-89535, Miami, FLA, USA, 2006.
- [53] Mitsubishi Heavy Industries, Ltd.: *Axial flow damping test of the full scale US-APWR fuel assembly*. Note MUAP-13020-NP (R0) disponible en version publique, sans les données, sur le site de la NRC : <http://www.nrc.gov/docs/ML1326/ML13260A416.pdf>, 2013.
- [54] Modarres-Sadeghi, Y., M. P. Païdoussis et C. Semler: *A nonlinear model for an extensible slender flexible cylinder subjected to axial flow*. Journal of Fluids and Structures, 21(5-7) :609–627, 2005.

- [55] Moretti, P. M. et R. L. Lowery: *Hydrodynamic inertia coefficients for a tube surrounded by rigid tubes*. Journal of Pressure Vessel Technology, 98(3) :190–193, 1976.
- [56] Moussou, P., A. Guilloux, E. Boccaccio et G. Ricciardi: *Fluid Damping in Fuel Assemblies*. Dans *Proceedings of the ASME 2017 Pressure Vessels and Piping Conference*, PVP2017-65664, Waikoloa, HI, USA, 2017.
- [57] Munk, M. M.: *The aerodynamic forces on airship hulls*. NACA Report 184, 1924.
- [58] Ortoloff, C. R. et J. Ives: *On the dynamic motion of a thin flexible cylinder in a viscous stream*. Journal of Fluid Mechanics, 38(4) :713–720, 1969.
- [59] Païdoussis, M. P.: *Dynamics of flexible slender cylinders in axial flow. Part 1 : theory*. Journal of Fluid Mechanics, 26(4) :717–736, 1966.
- [60] Païdoussis, M. P.: *Dynamics of flexible slender cylinders in axial flow. Part 2 : experiments*. Journal of Fluid Mechanics, 26(4) :737–751, 1966.
- [61] Païdoussis, M. P.: *Dynamics of cylindrical structures subjected to axial flow*. Journal of Sound and Vibration, 29(3) :365–385, 1973.
- [62] Païdoussis, M. P.: *The dynamics of clusters of flexible cylinders in axial flow : theory and experiments*. Journal of Sound and Vibration, 65(3) :391–417, 1979.
- [63] Païdoussis, M. P.: *Fluid-Structure Interactions : Slender Structures and Axial Flow*, tome 1. Elsevier Academic Press, Oxford, 2e édition, 2014.
- [64] Païdoussis, M. P.: *Fluid-Structure Interactions : Slender Structures and Axial Flow*, tome 2. Elsevier Academic Press, London, 2e édition, 2016.
- [65] Païdoussis, M. P. et J. O. Gagnon: *Experiments on vibration of clusters of cylinders in axial flow : modal and spectral characteristics*. Journal of Sound and Vibration, 96(3) :341–352, 1984.
- [66] Païdoussis, M. P., E. Grinevich, D. Adamovic et C. Semler: *Linear and nonlinear dynamics of cantilevered cylinders in axial flow. Part 1 : physical dynamics*. Journal of Fluids and Structures, 16(6) :691–713, 2002.
- [67] Païdoussis, M. P. et S. Suss: *Stability of a cluster of flexible cylinders in bounded axial flow*. Journal of Applied Mechanics, 44(3) :401–408, 1977.
- [68] Pao, H. P.: *Dynamical stability of a towed thin flexible cylinder*. Journal of Hydronautics, 4(4) :144–150, 1970.
- [69] Papukchiev, A., P. Pandazis, H. V. Hristov et M. Scheuerer: *Validation of coupled CFD-CSM methods for vibration phenomena in nuclear reactor cores*. Dans *IUTAM symposium on critical flow dynamics around moving/deformable structures with design applications*, Santorin, Grèce, 2018. Springer. À paraître.
- [70] Perets, Y., E. Sher et R. Harari: *An experimental study on axial-flow-induced vibration of confined flexible rods with sequenced transverse rib roughness*. Experimental Thermal and Fluid Science, 93 :86–95, 2018.
- [71] Perony, R. et P. Moussou: *Interprétation des essais Dédale en termes de forces fluides en régime quasistatique*. Note EDF R&D, 2016.
- [72] Queval, J. C., F. Gantenbein, D. Brochard, A. Benjedidia et J. Rigaudeau: *Seismic behavior of PWR fuel assemblies model and its validation*. Dans *Transactions of the 11th International Conference on Structural Mechanics in Reactor Technology (SMiRT 11)*, C06/3, Tokyo, Japon, 1991.
- [73] Rebuffet, P.: *Aérodynamique expérimentale*, tome 1. Dunod, Paris, 3e édition, 1969.
- [74] Ricciardi, G.: *Coupled porous medium leakage flow modelling applied on a fuel assembly subjected to axial flow*. Dans *Proceedings FIV2016*, pages 313–318, La Haye, Pays-Bas, 2016.

- [75] Ricciardi, G.: *Fluid–structure interaction modelling of a PWR fuel assembly subjected to axial flow*. Journal of Fluids and Structures, 62 :156–171, 2016.
- [76] Ricciardi, G.: *Confinement dependency on added stiffness effect on a fuel assembly under axial flow*. Dans *Proceedings of the ASME 2017 Pressure Vessels and Piping Conference*, PVP2017-65045, Waikoloa, HI, USA, 2017.
- [77] Ricciardi, G.: *Dynamical Nonlinear Modelling Of A Pressurized Water Reactor Fuel Assembly Subjected To An Axial Flow*. Procedia Engineering, 199 :1314–1319, 2017.
- [78] Ricciardi, G.: *Parametric study on confinement effect on a fuel assembly dynamical behavior under axial flow*. Journal of Fluids and Structures, 78 :109–125, 2018.
- [79] Ricciardi, G., S. Bellizzi, B. Collard et B. Cochelin: *Modelling Pressurized Water Reactor cores in terms of porous media*. Journal of Fluids and Structures, 25 :112–133, 2009.
- [80] Ricciardi, G., S. Bellizzi, B. Collard et B. Cochelin: *Fluid-structure interaction in a 3-by-3 reduced-scale fuel assembly network*. Science and Technology of Nuclear Installations, 2010.
- [81] Ricciardi, G. et E. Boccaccio: *Stiffening of a fuel assembly under axial flow*. Dans *Proceedings FIV2012*, Dublin, Irlande, 2012.
- [82] Ricciardi, G. et E. Boccaccio: *Modelling of the flow induced stiffness of a PWR fuel assembly*. Nuclear Engineering and Design, 282 :8–14, 2015.
- [83] Rigaudeau, J., D. Brochard et A. Benjedidia: *Fluid structure interaction in the response of PWR fuel assemblies to horizontal seismic loads*. Dans *Transactions of the 12th International Conference on Structural Mechanics in Reactor Technology (SMiRT 12)*, K17/5, Stuttgart, Allemagne, 1993.
- [84] Rinaldi, S. et M. P. Païdoussis: *Theory and experiments on the dynamics of a free-clamped cylinder in confined axial air-flow*. Journal of Fluids and Structures, 28 :167–179, 2012.
- [85] Rippon, Simon: *History of the PWR and its worldwide development*. Energy policy, 12(3) :259–265, 1984.
- [86] Rouby, C.: *Modélisation des structures élancées*. Notes de cours, ENSTA ParisTech, 2017.
- [87] Schmid, S. R., B. J. Hamrock et B. O. Jacobson: *Fundamentals of Machine Elements*. CRC Press, Boca Raton, FL, 3e édition, 2014.
- [88] Semler, C., J.-L. Lopes, N. Augu et M. P. Païdoussis: *Linear and nonlinear dynamics of cantilevered cylinders in axial flow. Part 3 : nonlinear dynamics*. Journal of Fluids and Structures, 16(6) :739–759, 2002.
- [89] Stokes, F. E. et R. A. King: *PWR fuel assembly dynamic characteristics*. Dans *BNES Vibration in nuclear plant*, Keswick, UK, 1979.
- [90] Tanaka, H. et S. Takahara: *Fluid elastic vibration of tube array in cross flow*. Journal of Sound and Vibration, 77 :19–37, 1981.
- [91] Tanaka, H., S. Takahara et K. Ohta: *Flow-induced vibration of tube arrays with various pitch-to-diameter ratios*. Journal of Pressure Vessel Technology, 104 :168–174, 1982.
- [92] Tanaka, H., K. Tanaka, F. Shimizu et S. Takahara: *Fluidelastic analysis of tube bundle vibration in cross-flow*. Journal of Fluids and Structures, 16 :93–112, 2002.
- [93] Tanaka, M., K. Fujita, A. Hotta et N. Kono: *Parallel flow induced damping of PWR fuel assembly*. Dans *Proceedings of the ASME 1988 Pressure Vessels and Piping Conference*, Pittsburgh, PA, USA, 1988.
- [94] Taylor, G. I.: *Analysis of the swimming of long and narrow animals*. Proceedings of the Royal Society of London A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences, 214 :158–183, 1952.

- [95] Triantafyllou, G. S. et C. Chrysostomidis: *Analytic determination of the buckling speed of towed slender cylindrical beams*. Journal of Energy Resources Technology, 106(2) :246–249, 1984.
- [96] Triantafyllou, G. S. et C. Chrysostomidis: *Stability of a string in axial flow*. Journal of Energy Resources Technology, 107(4) :421–425, 1985.
- [97] Triantafyllou, G. S. et C. Chrysostomidis: *The dynamics of towed arrays*. Journal of Offshore Mechanics and Arctic Engineering, 111(3) :208–213, 1989.
- [98] Tritton, D. J.: *Physical Fluid Dynamics*. Oxford University Press, 2e édition, Réimpression 2003. Édition d'origine 1988.
- [99] Viallet, E. et T. Kestens: *Prediction of flow induced damping of a PWR fuel assembly in case of seismic and LOCA load case*. Dans *Transactions of the 17th International Conference on Structural Mechanics in Reactor Technology (SMiRT 17)*, Prague, République Tchèque, 2003.
- [100] Viollet, P. L., J. P. Chabard, P. Esposito et D. Laurence: *Mécanique des fluides appliquée*. Presses des Ponts et Chaussées, Paris, 2002.
- [101] Ward, G. N.: *Supersonic flow past slender pointed bodies*. Quarterly Journal of Mechanics and Applied Mathematics, 2(1) :75–97, 1949.
- [102] Wen, W.: *Forces fluides exercées sur un cylindre déformé en écoulement axial et confiné : étude numérique et comparaison avec des résultats expérimentaux*. Rapport de stage de M2, Université Paris-Sud, 2018.
- [103] White, F. M.: *Fluid Mechanics*. McGraw-Hill, New York, 7e édition, 2011.
- [104] Yvon, P., R. Schill, P. Coffre, X. Averty, J. Rigaudeau, B. d'Uston et A. Billerey: *Results of crush tests performed on irradiated PWR zircaloy-4 spacer grids*. Dans *IAEA-Tecdoc-1454, Structural behaviour of fuel assemblies for water cooled reactors*, pages 289–296, Cadarache, 2005.

Titre : Forces fluides stationnaires exercées sur un cylindre déformé en écoulement axial et confiné – application au dimensionnement sismique des assemblages combustibles

Mots clés : interaction fluide-structure, assemblage combustible, essais en soufflerie, écoulement axial, faisceau de cylindres

Résumé : Les phénomènes d'interaction fluide-structure jouent un rôle important dans le calcul de tenue au séisme des assemblages combustibles. Afin de quantifier les marges de dimensionnement, le modèle de forces fluides utilisé doit être validé et affiné. Pour cela, des campagnes d'essais à l'échelle industrielle ont été réalisées en amont de la thèse. L'objectif ici est de contribuer à l'interprétation des essais industriels pour le cas stationnaire, et de valider les méthodes numériques permettant de simuler ce type d'écoulement. La problématique industrielle s'inscrit dans la tradition de l'étude des structures élancées sous écoulement axial. Le modèle de force fluide locale généralement utilisé, que nous appelons modèle de Taylor-Lighthill-Païdoussis (TLP), consiste en stationnaire à combiner un terme de force fluide potentielle, proportionnel à la courbure, et un terme de force fluide visqueuse, proportionnel à la pente. Des versions dynamiques de ce modèle ont été employées avec succès pour prédire le comportement vibratoire de cylindres flexibles en écoulement

axial. Néanmoins, la littérature propose très peu de données de validation directe de cette représentation des forces fluides. Afin d'acquérir de telles données, pour le cas particulier d'un cylindre confiné dans un réseau de cylindres, un nouveau banc d'essai a été conçu et mis en place au laboratoire. Il s'agit d'un faisceau de 3x3 cylindres disposé dans une veine de soufflerie. Le cylindre central possède trois degrés de liberté : rotation, translation, flexion. Les efforts fluides résultants sont mesurés à l'aide d'une balance. Un modèle numérique similaire à la maquette est aussi réalisé et donne accès aux forces fluides locales. Les forces globales obtenues numériquement et expérimentalement sont comparables. Les forces locales obtenues dans les simulations numériques s'expliquent bien à l'aide du modèle TLP, en ignorant les effets de bord à l'entrée et à la sortie du faisceau. La transposition au cas industriel, de géométrie plus complexe, est réalisable par recalage des coefficients du modèle.

Title : Steady fluid forces on a deformed cylinder in axial and confined flow. Application to the seismic design of fuel assemblies

Keywords : fluid-structure interaction, fuel assembly, wind tunnel experiments, axial flow, cylinder bundle

Abstract : Fluid-structure interaction phenomena play a major role in the seismic design of fuel assemblies. In order to evaluate the design margins, the implemented model of fluid forces needs to be carefully assessed. Industrial-scale tests have been carried out with that purpose. Our goal is to contribute to their interpretation in the steady case, and to validate CFD methods usually applied to the type of flow at stake here. This fits in the tradition of the study of slender structures in axial flow. The local steady fluid forces decompose in a potential term, which is proportional to the curvature of the structure, and a viscous term, proportional to the angle of incidence. Adapted versions of this representation, which we call Taylor-Lighthill-Païdoussis (TLP) model, have proved suc-

cessful in predicting the dynamic behaviour of flexible cylinders in axial flow. However, there is a lack in the literature of sound validation data for the fluid forces themselves. In order to gather such data, a new test rig has been designed and built. It consists in a 3x3 cylinder bundle confined in a wind tunnel. The central cylinder can be rotated, translated or bent. Resultant fluid forces are measured using a load cell. CFD calculations give access to the local fluid forces. CFD and experiments give similar results on the global fluid forces. The TLP model performs well at predicting the local fluid forces, except in the inlet and outlet regions. It can be fitted to the industrial case by adapting its coefficients.

