

Instabilités aéroélastiques d'une surface souple impactée par des jets d'air

Thèse de doctorat de l'Institut Polytechnique de Paris
préparée à l'École Polytechnique

Ecole doctorale n°626 Ecole doctorale de l'Institut Polytechnique de
Paris (ED IP Paris)
Spécialité de doctorat: Mécanique des fluides et des solides, acoustique

Thèse présentée et soutenue à Palaiseau, le 5 mars 2025, par

Antoine Tatin

Composition du Jury :

Antoine Dazin Professeur, ENSAM Lille	Rapporteur
Romain Lagrange Ingénieur de recherche, CEA	Rapporteur
Xavier Amandolèse Professeur, CNAM	Examineur
Olivier Doaré Professeur, ENSTA	Examineur
Ramiro Godoy-Diana Directeur de recherche, PMMH	Examineur
Pascal Hémon Ingénieur de recherche CNRS, LadHyX	Directeur de thèse
Sophie Ramanarivo Professeur assistant, Ecole Polytechnique	Co-directrice de thèse
Yannick Murlot Ingénieur de recherche, Fives Stein	Invité

Résumé substantiel

Sur les lignes de production de fines feuilles d'acier, dans les sections de refroidissement, des jets d'air soufflant sur la surface métallique sont utilisés afin de maximiser les échanges thermiques et de contrôler l'évolution thermique de l'acier. En temps normal, la bande métallique défile en restant à sa position d'équilibre, centrée entre les matrices de jets. L'impact des jets sur la bande métallique peut cependant provoquer des instabilités soudaines, de divergence, se manifestant par un déport soudain de la bande à une nouvelle position d'équilibre, ou de flottement, si la bande se met à vibrer avec une amplitude grandissante, jusqu'à atteindre un régime permanent d'oscillations à une amplitude constante. L'apparition de ces instabilités altère l'efficacité du refroidissement en obligeant une réduction de la vitesse des jets, en dessous du seuil de vitesse critique.

Cette thèse se concentre sur l'étude expérimentale de ces phénomènes instables, encore peu étudiés à ce jour, s'inscrivant dans le cadre des interactions fluide-structure et de l'aéroélasticité, l'étude des interactions entre un écoulement aérodynamique et un solide déformable. Deux montages expérimentaux sont utilisés. Le premier est un modèle simplifié d'une plaque rigide à un degré de liberté, soumise à un jet d'air, reproduisant le comportement local d'une bande d'acier souple. Une instabilité de flottement apparaît lorsque la distance entre la buse et la plaque est trop faible. La plaque se met à osciller avec une amplitude croissante jusqu'à atteindre un régime permanent d'oscillations. Cette instabilité est caractérisée à l'aide d'un amortissement ajouté négatif. Nous étudions l'influence des différents paramètres sur l'apparition du flottement et nous mettons en évidence un second régime, à des distances supérieures à la distance critique, où la présence du jet contribue à la stabilisation de la plaque. Un modèle théorique de la force du jet sur la plaque est développé. Il reprend la composante instable du modèle d'ANTOINE et al. (2008), à laquelle on ajoute deux composantes instables, notamment la contribution de l'écoulement tangentiel le long de la plaque. Des simulations numériques complémentaires sont réalisées afin d'évaluer les champs de pression et de vitesse à la surface de la plaque et de comparer les prédictions du modèle aux résultats expérimentaux.

Un banc d'essai instrumenté est ensuite dimensionné pour permettre de reproduire et d'étudier en laboratoire les instabilités de bande souple que l'on observe au sein des tours de refroidissement. La bande, précontrainte en tension, est soumise de chaque côté au soufflage de batteries de jets, dont on peut régler la disposition, la distance de soufflage ainsi que la vitesse de jets. Un phénomène de divergence se produit, où la bande dévie de sa position d'équilibre, pour des distances de soufflage, entre les buses et la bande, réduites qui ne sont pas utilisées dans les configurations industrielles. A des distances de soufflage plus élevées, au-dessus d'un seuil de vitesse critique, nous observons un flottement de la bande, dans son premier mode de torsion. Nous caractériserons, en fonction des différents paramètres physiques, l'apparition de ce phénomène de flottement.

Nous avons également développé un modèle du couple appliqué par les jets, dans le premier mode de torsion, en fonction de la vitesse réduite. Une partie est basée sur les variations de la force d'impact des jets lors des petits déplacements en rotation de la bande. Un délai entre le mouvement de la bande et l'application de la force des jets est introduit et permet d'expliquer l'apparition de flottement. Comme sur le système à un degré de liberté, la contribution stabilisatrice de l'écoulement tangentiel complète le modèle. La courbe théorique obtenue capture les tendances observées expérimentalement, l'effet stabilisateur à basse vitesse réduite, puis l'apparition du flottement au-dessus d'une vitesse critique. Cette étude nous permet d'imaginer des solutions industrielles pour maintenir la bande stable lors de son passage dans la tour de refroidissement.

Table des matières

Chapitre 1	Introduction	1
1.1	Problématique industrielle	2
1.2	Interactions fluide-structure et instabilités	5
1.2.1	Couplage fluide-solide	5
1.2.2	Nombres adimensionnels	6
1.2.3	Aéroélasticité	7
1.2.4	Différents types d'instabilités aéroélastiques	7
1.3	Vibrations induites par le mouvement	8
1.3.1	Raideur, amortissement et masse ajoutés	8
1.3.2	Divergence, flottement et galop	10
1.3.3	Hypothèse quasi-statique et ses limites	10
1.3.4	Cas des <i>Leakage Flows</i>	11
1.4	Instabilités dans les tours de refroidissement	12
Chapitre 2	Modèle d'une plaque rigide à un degré de liberté impactée par un jet d'air plan	17
2.1	Dispositif expérimental	19
2.2	Résultats	21
2.2.1	Amortissement ajouté	21
2.2.2	Influence de la vitesse du jet	24
2.2.3	Influence de la géométrie de la buse	26
2.2.4	Evolution de la raideur ajoutée	27
2.3	Modélisation de l'effet stabilisateur à longue distance	28
2.3.1	Impact orthogonal	28
2.3.2	Ecoulement tangentiel	30
2.4	Discussions autour du mécanisme d'instabilité	35
2.5	Pour aller plus loin : non-linéarités et phénomène de succion	36
2.6	Conclusions et Perspectives	38
Chapitre 3	Montage expérimental	41
3.1	Evaluation des grandeurs caractéristiques des tours de refroidissement	44
3.2	Lois d'échelle et dimensionnement du banc d'essai	46
3.2.1	Définition de nombres sans dimension caractérisant le problème	46
3.2.2	Dimensionnement du montage	48
3.3	Description du banc	50
3.3.1	Géométrie et conditions aux limites de la bande	50
3.3.2	Circuit pneumatique	51
3.3.3	Mesures du déplacement de la bande et de la vitesse de jet	53
3.4	Caractérisation dynamique de la bande	54
3.4.1	Résultats théoriques : résolution de l'équation de comportement dynamique d'une plaque mince	54
3.4.2	Simulations ANSYS	57
3.4.3	Résultats expérimentaux	57
3.4.4	Synthèse des résultats	59
3.5	Caractérisation des jets	60
3.6	Analyse du facteur de pointe - Élimination de l'hypothèse d'excitation par la turbulence	64

3.6.1	Etude statistique des signaux	64
3.6.2	Facteur de pointe	66
3.7	Conclusions	69
Chapitre 4 Résultats expérimentaux		71
4.1	Premières observations	72
4.1.1	Cartographie qualitative des phénomènes instables	72
4.1.2	Détermination du mode de flottement	74
4.1.3	Equation de comportement du système dans le premier mode de torsion	76
4.2	Protocole expérimental	77
4.2.1	Déroulement d'une série d'essais	77
4.2.2	Post-traitement	78
4.3	Résultats expérimentaux	79
4.3.1	Evolution de l'amortissement ajouté	79
4.3.2	Utilisation de la dérivée de flottement A_2 et de la vitesse réduite U_R	80
4.3.3	Influence de la précontrainte en tension	81
4.3.4	Influence de la distance buses-bande	83
4.3.5	Influence du nombre de buses et de leur disposition	83
4.3.6	Evolution de la raideur ajoutée	86
4.4	Conclusions	87
Chapitre 5 Modélisation théorique du couple appliqué par les jets		89
5.1	Modélisation de l'impact normal de jets d'air sur la bande	90
5.1.1	Hypothèses générales	90
5.1.2	Cas statique	91
5.1.3	Développement au premier ordre en cas de petits déplacements	93
5.1.4	Utilisation des données de Nyirumulinga	94
5.1.5	Relaxation de l'hypothèse quasi-statique : introduction d'un déphasage entre le mouvement et l'application de la force	95
5.2	Rôle de l'écoulement tangentiel	97
5.2.1	Adaptation de l'Unsteady Airfoil Theory	97
5.2.2	Validation expérimentale	98
5.3	Modèle complet	100
5.3.1	Amortissement ajouté	100
5.3.2	Raideur ajoutée	103
5.4	Mesure de la force d'un jet et du coefficient C_F	103
5.5	Comment éliminer l'apparition de flottement ?	109
5.5.1	Ajout d'un second écoulement tangentiel	109
5.5.2	Utilisation de buses de différentes longueurs	111
5.6	Adaptation du modèle à d'autres modes de vibration	113
5.7	Conclusions	114
Chapitre 6 Conclusions et Perspectives		117
Bibliographie		121

1

INTRODUCTION

Sommaire

1.1	Problématique industrielle	2
1.2	Interactions fluide-structure et instabilités	5
1.3	Vibrations induites par le mouvement	8
1.4	Instabilités dans les tours de refroidissement	12

1.1 Problématique industrielle

”C’est en visitant une aciérie qu’on se rend compte de ce que signifie la civilisation industrielle.” Jean-Marc Jancovici, conférence à l’Ecole Polytechnique, 2024.

En 2022, 1885 millions de tonnes d’acier ont été produites dans le monde (*Source : World Steel Association*), émettant par ailleurs 2.6 milliards de tonnes de CO_2 . Une partie de cet acier est produite sous la forme de fines feuilles, de l’ordre d’un millimètre d’épaisseur, qui sont stockées sous forme de bobines, montrées sur la figure 1.1, et sont ensuite réemployées dans de nombreuses industries pour fabriquer les objets du quotidien qui nous entourent : des boîtes de conserve aux châssis des trains, en passant par les appareils électroménagers comme les machines à laver. Lors de leur production, les bandes d’acier défilent en continu sur une ligne semblable à celle de la figure 1.2, où elles subissent des traitements successifs : laminage, galvanisation, chauffe, trempe, etc. permettant d’obtenir les caractéristiques géométriques et les propriétés mécaniques souhaitées pour le produit fini.



Figure 1.1 – Bobines d’acier en sortie de ligne de production.

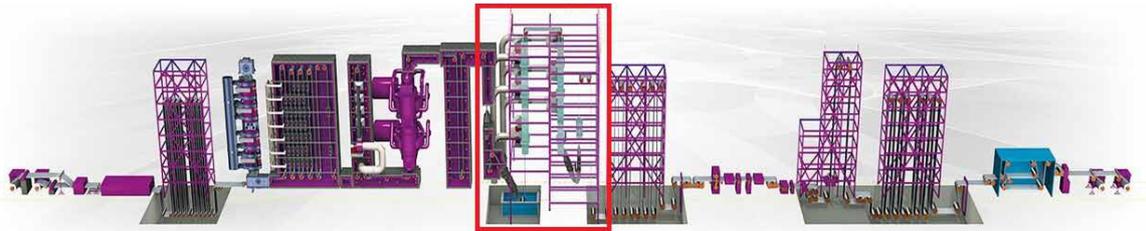


Figure 1.2 – Schéma d’une ligne de galvanisation d’aciérie. Entourée en rouge, la tour de refroidissement APC.

Notre étude concerne un problème de vibrations rencontré au sein des tours de refroidissement, après l’étape de galvanisation. En bas de ces tours, la bande passe à travers un bain de zinc liquide, à une température autour de $420^{\circ}C$. Elle circule ensuite dans la tour de refroidissement dite ’APC’, After-Pot Cooling, entourée en rouge sur la figure 1.2 où des jets d’air soufflent de chaque côté de la bande, sur toute sa largeur, pour abaisser sa température de manière homogène. La bande ressort de la tour à une température autour de $200^{\circ}C$. Le fonctionnement de la tour APC est schématisé sur la figure 1.3. Le refroidissement dans les tours APC est assez lent, avec une pente thermique faible, en comparaison des autres sections de refroidissement de la ligne. Les tours sont donc très grandes, mesurant entre 20 et 50 mètres de haut, afin de laisser le temps à la bande d’être refroidie. La portée libre de la bande entre les appuis sur les rouleaux, aux extrémités de la tour, est importante. De par cette portée importante, alliée à sa fine épaisseur, et malgré la rigidité de l’acier, ses dimensions élancées rendent la structure déformable (La largeur de la bande est d’environ

un mètre). Les jets d'air soufflent à des vitesses modérées, inférieures à 70 m.s^{-1} , qui restent largement supérieures aux vitesses de défilement de la bande, entre 1 et 3 m.s^{-1} . Les jets sont, dans la plupart des cas, produits par des buses cylindriques ayant un diamètre de l'ordre de quelques centimètres. L'écartement des buses et la distance à la bande optimaux, afin de maximiser les échanges thermiques, ont fait l'objet de nombreuses études (HRYCAK 1981 ; MARTIN 1977). La distance optimale entre les buses et la plaque est de cinq à six diamètres de jets, soit une dizaine de centimètres environ, ce qui est très peu (moins d'1%) en comparaison de la hauteur libre de la bande entre les appuis sur les rouleaux.

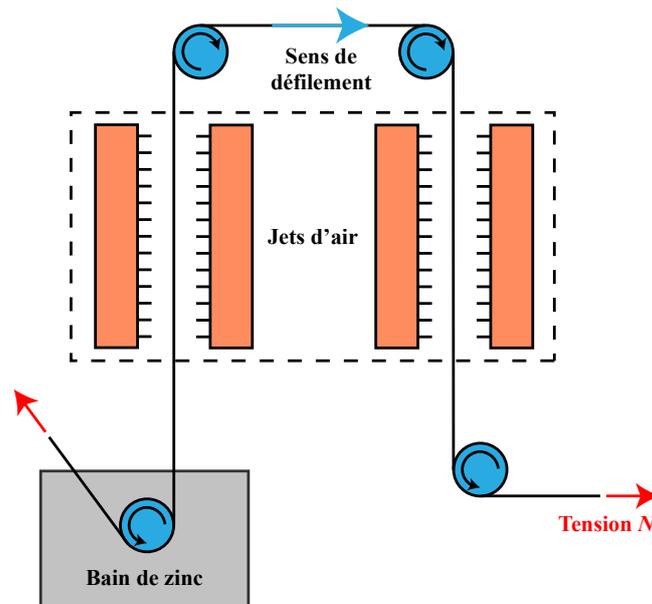


Figure 1.3 – Schéma du passage de la bande dans une tour de refroidissement APC.

Dans certaines configurations, ces jets d'air peuvent être la source d'instabilités de la bande. Ils peuvent provoquer une instabilité statique où la bande se déporte de sa position d'équilibre et adopte une nouvelle position, rompant la symétrie du soufflage, ou une instabilité dynamique, où elle se met à osciller dans l'un de ses modes de vibrations. La portée libre de la bande entre deux appuis étant très grande, ces oscillations peuvent rapidement atteindre une amplitude comparable à la distance entre les buses et la bande et, dans le pire des cas, la bande peut heurter les buses et rayer la couche protectrice de zinc. Les deux phénomènes ont déjà été observés à plusieurs reprises sur différents sites de production. Pour prévenir ces instabilités, les opérateurs n'ont d'autres choix que de réduire la vitesse des jets, ce qui compromet l'efficacité du refroidissement.

La figure 1.4 montre deux exemples de flottement. En haut, on observe la bande osciller principalement en flexion, le mouvement étant en phase sur toute la largeur de la bande, et toute la hauteur de la tour de refroidissement. Le deuxième exemple a été filmé en Italie, en septembre 2023, lorsque nous avons visité une usine équipée de deux lignes de galvanisation. Le jour de notre visite correspondait à la production de bandes très fines, ayant une épaisseur comprise entre 0.32 et 0.37 mm . Sur l'une des deux lignes de production, nous avons été témoins d'oscillations de grande amplitude entre les buses, en forme de S dans la largeur de la bande. On nous a alors montré que diminuer la vitesse des jets d'air permettait de revenir à un état stable, où la bande reste à sa position d'équilibre. Les jets sont donc bien la source de l'instabilité de la bande.

De nombreuses solutions, détaillées par NYIRUMULINGA (2011), ont été testées pour garantir la stabilité de la bande, principalement en cherchant à créer des points d'appui fixe intermédiaires, à l'aide de rouleaux supplémentaires, d'électro-aimants (JUERGENS et



Figure 1.4 – En haut : deux extraits d’une vidéo de flottement, à une fréquence estimée d’environ 2.4 Hz dans l’usine de Košice, République Tchèque. En bas : extrait d’une vidéo de flottement, dans un autre mode, à une fréquence estimée à 3.80 Hz , dans l’usine de Piombino, Italie.

BEHRENS 2008) ou de coussins d’air (SHIMOKAWA et al. 1983) créant une zone de forte pression de chaque côté de la bande. Cependant, aucune n’apporte vraiment satisfaction pour les industriels et n’a été adoptée définitivement. Le soufflage et la géométrie des buses produisant les jets ont également évolué au fil des années, avec une approche empirique itérative, afin d’essayer de minimiser l’apparition d’instabilités. La collaboration passée entre Fives Stein et l’Institut Aérotechnique de Saint-Cyr a permis une étude approfondie de l’importance de la géométrie du soufflage (NYIRUMULINGA 2011 ; NYIRUMULINGA et al. 2008 ; REGARDIN, SZECHENYI et al. 2009 ; REGARDIN et SZÉCHÉNYI 2005).

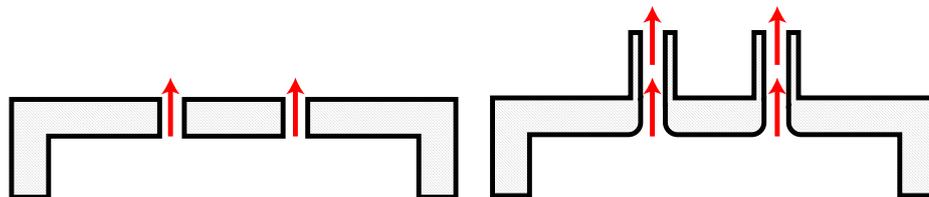


Figure 1.5 – A gauche : géométrie de soufflage ancienne, plaque trouée. A droite : géométrie de soufflage récente, avec des buses cylindriques, avec une entrée convergente permettant de diminuer les pertes de charge.

Les dispositifs les plus anciens sont simplement des plaques trouées d’où sortent les jets d’air turbulents, illustrés sur la figure 1.5. Ils ont été remplacés par des buses cylindriques droites ou avec un faible angle d’impact vers les bords de la bande, dans le but de favoriser l’évacuation de l’air sur les côtés. Cependant, ces avancées n’ont pas permis d’éliminer les problèmes de vibrations. Lors de notre visite d’une ligne de galvanisation, la plus ancienne avec un dispositif de soufflage par plaque trouée, et la plus récente avec des buses cylindriques courtes dirigées vers les bords de la bande. Pour des paramètres géométriques similaires, la première est restée parfaite-

ment stable tandis que le flottement, montré sur la figure 1.4, apparaissait sur la seconde dès que la vitesse des jets devenait trop importante. Selon NYIRUMULINGA (2011), l'utilisation de buses cylindriques inclinées, à la place de plaques trouées, permet pourtant de limiter l'apparition de phénomènes instables.

Les recherches industrielles, motivées par la quête de solutions stabilisatrices, ont apporté des contributions significatives, en évaluant le potentiel de gain de stabilité des innovations testées et en réduisant les amplitudes des vibrations. Cependant, elles se sont moins focalisées sur l'exploration approfondie des couplages et des interactions complexes entre la dynamique des jets d'air. Quelques études, en partenariat avec des laboratoires, portent sur les mécanismes sous-jacents aux instabilités, qui relèvent du domaine des interactions fluide-structure. Les principaux résultats de ces travaux seront détaillés dans la section 1.4. Nous présenterons au préalable le cadre général des interactions fluide-structure et de l'aéroélasticité dans lequel s'intègre la problématique des instabilités dans les tours de refroidissement.

1.2 Interactions fluide-structure et instabilités

1.2.1 Couplage fluide-solide

Les interactions fluide-structure concernent les phénomènes dans lesquels les déformations ou déplacements d'un solide sont directement influencés par le fluide environnant. En retour, les mouvements de ce solide modifient également la dynamique du fluide, voir figure 1.6. À l'interface entre les deux, les équations de comportement du fluide et du solide sont reliées par l'équilibre des forces normales (condition dynamique) ainsi que par la continuité des déplacements et des vitesses (condition cinématique). Ces interactions ne se limitent pas à l'étude d'un fluide autour d'un solide fixe et indéformable, ni au comportement du solide en faisant abstraction du fluide environnant. Le nombre de paramètres physiques à prendre en compte, en étudiant conjointement la mécanique du fluide et du solide, devient très vite important. L'analyse dimensionnelle et l'introduction de nombres adimensionnels permettent de mieux modéliser et de classifier les problématiques étudiées. L'ouvrage écrit par DE LANGRE (2001) propose une méthode générique d'analyse des problèmes d'interactions fluide-structure basée sur l'analyse dimensionnelle.

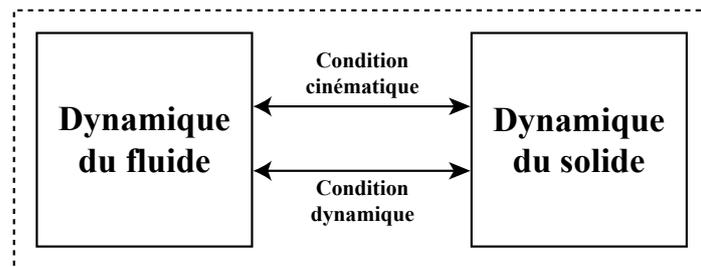


Figure 1.6 – Inspiré du livre *Fluides et Solides*, écrit par DE LANGRE (2001). Schéma du couplage entre la dynamique du fluide et celle du solide.

1.2.2 Nombres adimensionnels

Nombre de Reynolds Le nombre de Reynolds Re est essentiel en mécanique des fluides. Il représente le rapport entre les forces d'inertie et les forces de viscosité dans l'écoulement :

$$Re = \frac{Ud}{\nu} \quad (1.1)$$

Où U est la vitesse de l'écoulement, d est la longueur caractéristique de l'obstacle immergé dans le fluide, et ν la viscosité cinématique du fluide. Le nombre de Reynolds pour les jets de refroidissement est estimé en prenant comme longueur de référence $d_J \simeq 10 \text{ mm}$, le diamètre des buses, une vitesse de jet $U_J \simeq 60 \text{ m.s}^{-1}$ et la viscosité cinématique de l'air à température ambiante $\nu = 1.5 \times 10^{-5} \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$. On obtient un nombre de Reynolds $Re \simeq 4 \times 10^4$ qui indique que l'écoulement est complètement turbulent.

Fréquence ou vitesse réduite La fréquence réduite f_r est le rapport entre le temps que met une particule fluide à parcourir une longueur caractéristique de l'obstacle solide T_f et la période de vibration propre du solide $T_s = 1/f_s$.

$$f_r = \frac{T_f}{T_s} = \frac{df_s}{U} \quad (1.2)$$

La vitesse réduite est l'inverse de la fréquence réduite et compare la vitesse du fluide à la vitesse d'oscillation du solide :

$$U_r = \frac{U}{df_s} \quad (1.3)$$

La vitesse réduite est un nombre adimensionnel important pour caractériser le régime de couplage entre le fluide et le solide. Si elle est très faible par rapport à 1, le solide vibre à une vitesse très élevée par rapport au fluide. Une particule fluide aura le temps de percevoir plusieurs mouvements du solide. Si la fréquence réduite est proche de 1, les deux échelles de temps sont similaires et le couplage est fort entre les dynamiques du fluide et du solide. Si la vitesse réduite est très grande devant 1, pendant la durée du passage d'une particule fluide à proximité de l'obstacle solide, celui-ci ne s'est déplacé que très peu, à une vitesse beaucoup plus lente que celle de la particule. Le fluide perçoit le solide comme immobile. Dans ces cas, on peut faire l'hypothèse quasi-statique, en assimilant la fréquence réduite à 0, et considérer que les forces fluides agissant sur le solide dépendent uniquement de sa position, mais plus de sa vitesse de déplacement. L'étude d'un problème aéroélastique est donc simplifiée : on peut directement utiliser les résultats d'essais expérimentaux ou de simulations numériques avec le solide immobile pour évaluer les forces exercées sur le solide et déterminer son mouvement.

Nous pouvons rapidement estimer l'ordre de grandeur de la vitesse réduite U_r pour le cas des vibrations dans les tours de refroidissement, en prenant pour l'instant comme données la vitesse de jets $U_J \simeq 60 \text{ m.s}^{-1}$, la largeur de la plaque $l \simeq 1 \text{ m}$ et la fréquence des oscillations $f \simeq 3 \text{ Hz}$:

$$U_r = \frac{U_j}{lf} \simeq 20 \quad (1.4)$$

La vitesse réduite est supérieure à 1 et notre cas appartient au domaine de l'aéroélasticité, que nous allons détailler dans la section suivante.

1.2.3 Aéroélasticité

L'aéroélasticité est le domaine des interactions fluide-structure, entre un écoulement aérodynamique et un solide élastique. Généralement, les vitesses réduites de ces problèmes sont importantes, $U_r \gg 1$. La discipline a pris de l'ampleur au cours du XXe siècle, parallèlement à l'avènement de l'aéronautique afin de garantir la stabilité des avions soumis à des écoulements d'air de plus en plus rapides. Le développement, en génie civil, d'ouvrages d'art de plus en plus légers et élancés, et le nombre croissant de ponts endommagés par le vent (CREMONA et FOUCRIAT 2002), dont le plus célèbre exemple demeure celui de Tacoma Narrows, en 1940, ont également contribué à l'essor de l'aéroélasticité.

1.2.4 Différents types d'instabilités aéroélastiques

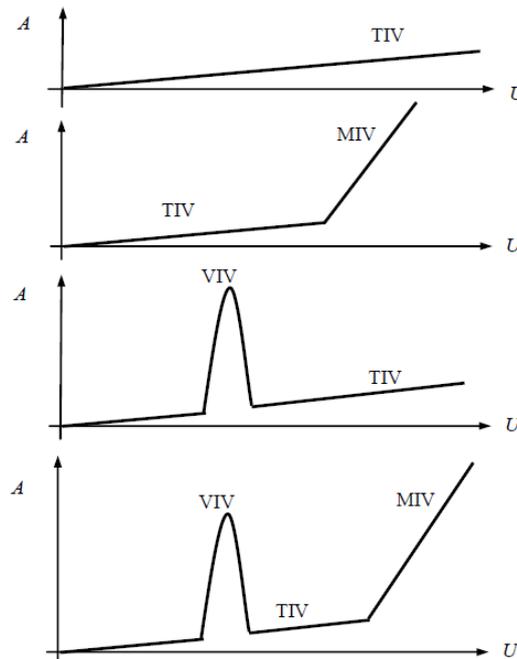


Figure 1.7 – Figure extraite de HÉMON (2006). Amplitude typique des vibrations en fonction de la vitesse du vent selon les phénomènes d'instabilités.

On peut citer trois principaux phénomènes d'instabilités aéroélastiques : les instabilités induites par la turbulence ("Turbulence Induced Vibrations" abrégé en TIV en anglais), les vibrations par détachement tourbillonnaire (VIV pour "Vortex Induced Vibrations") et les vibrations induites par le mouvement du solide (MIV pour "Movement Induced Vibrations") (HÉMON 2006).

Lorsque l'écoulement en amont de la structure est turbulent, la structure subit un forçage instationnaire à cause des fluctuations de sa vitesse. Les vibrations induites par la turbulence (TIV) proviennent des variations des forces aérodynamiques agissant sur la structure, généralement la traînée et la portance, proportionnelles aux variations soudaines de la vitesse apparente et de l'angle d'attaque du vent. Comme on le voit sur la figure 1.7, l'amplitude des vibrations de la structure augmente avec la vitesse et le taux de turbulence de l'écoulement. Dans la plupart des cas d'aéroélasticité, les vibrations causées par la turbulence de l'écoulement sont à prendre en compte, mais ne représentent pas un problème majeur. Nous chercherons dans le chapitre 3 à quantifier le mouvement de la bande lorsqu'elle est soumise à un soufflage stationnaire turbulent.

Les vibrations induites par détachement tourbillonnaire (VIV) sont dues à la création alternée de vortex derrière un obstacle placé dans un écoulement, l'instabilité de Bénard-Von Karman. Lorsque les tourbillons se produisent, les forces aérodynamiques, principalement la force de portance, deviennent cycliques avec une fréquence égale à celle du détachement des tourbillons, f . Ce phénomène induit un forçage du mouvement de la structure dans la direction transverse à l'écoulement. Cette fréquence est directement reliée aux caractéristiques de l'écoulement par le nombre de Strouhal :

$$St = \frac{fl}{U} \quad (1.5)$$

Pour des nombres de Reynolds entre 10^3 et 10^5 , une gamme correspondant typiquement aux problèmes d'aéroélasticité, le nombre de Strouhal est, par exemple, constant et environ égal à 0.2, pour un cylindre circulaire. Le cylindre subit donc un forçage périodique à une fréquence $f \simeq 0.2U/l$. Lorsque cette fréquence, en variant la vitesse de l'écoulement, devient comparable à la fréquence naturelle d'oscillation du solide, il se produit un phénomène de résonance où les mouvements du solide sont amplifiés, correspondant au pic sur la figure 1.7. Elles peuvent par exemple se produire sur les immeubles à des fréquences faibles, et provoquer des mouvements désagréables pour les occupants (DE LANGRE 2001). Les vibrations induites par détachement tourbillonnaire ont longtemps été suspectées d'être la source de l'effondrement du pont de Tacoma avant que SCANLAN et TOMKO (1971) ne montrent que ce n'était pas possible, car les fréquences de détachement tourbillonnaire et du mode de torsion observé sont assez éloignées. Dans notre cas d'étude, les jets d'air impactent la surface métallique orthogonalement et ne créent vraisemblablement pas de sillage sur les côtés de la bande profilée. Il est peu probable que l'instabilité observée soit due au détachement tourbillonnaire.

1.3 Vibrations induites par le mouvement

Le troisième type d'instabilité aéroélastique est celui des vibrations induites par le mouvement (MIV). Lorsque le solide se déplace, les forces aérodynamiques qu'exerce l'écoulement sont modifiées. Dans certains cas, ces efforts induits par le mouvement contribuent à amplifier le mouvement et donnent lieu à des comportements instables de la structure.

1.3.1 Raideur, amortissement et masse ajoutés

Avant d'étudier le couplage entre l'écoulement et la dynamique du solide, il est nécessaire de modéliser les mouvements de la structure à travers ses degrés de liberté, s'ils sont clairement identifiés, ou ses modes, s'il s'agit d'un système continu comme la bande métallique dans les tours de refroidissement. Dans une approche linéaire, dans l'hypothèse de petits déplacements, les équations obtenues correspondent à un système d'équations d'oscillateurs amortis (GÉRADIN et RIXEN 1993; GIBERT 1988) :

$$\underline{M} \ddot{\underline{X}}(t) + \underline{C} \dot{\underline{X}}(t) + \underline{K} \underline{X}(t) = \underline{F} \quad (1.6)$$

où \underline{X} contient les déplacements dans les n degrés de liberté ou les n premiers modes de la structure, selon si le système est discret ou continu, et les matrices \underline{M} , \underline{C} , \underline{K} sont respectivement les matrices de masse, d'amortissement et de raideur du système. Les forces extérieures exercées ici par le fluide sont représentées par le vecteur \underline{F} . Dans l'hypothèse des petits déplacements autour d'un état d'équilibre, la force du fluide peut être exprimée

comme une combinaison linéaire dépendant de \underline{X} et de ses dérivées temporelles :

$$\underline{F} = -\underline{M}_a \ddot{\underline{X}}(t) - \underline{C}_a \dot{\underline{X}}(t) - \underline{K}_a \underline{X}(t) \quad (1.7)$$

On obtient alors le système :

$$(\underline{M} + \underline{M}_a)\ddot{\underline{X}}(t) + (\underline{C} + \underline{C}_a)\dot{\underline{X}}(t) + (\underline{K} + \underline{K}_a)\underline{X}(t) = \underline{0} \quad (1.8)$$

Les matrices \underline{M}_a , \underline{C}_a , \underline{K}_a correspondent à la masse, à l'amortissement et à la raideur ajoutés au solide par la présence de l'écoulement fluide.

La masse ajoutée est due à l'effet inertiel de la mise en mouvement du fluide entourant le solide qui se déplace. Pour un écoulement d'air, généralement de masse volumique faible en comparaison de la masse volumique du solide, la masse ajoutée est dans la plupart des cas négligeable, sauf pour des structures très élancées et très légères comme l'instabilité de drapeau (ARGENTINA et MAHADEVAN 2005; CONNELL et YUE 2007). Nous la calculerons dans les chapitres suivants dans le cadre de notre étude, à l'aide des formules définies par GIBERT (1988) et BLEVINS (1990) pour différentes géométries.

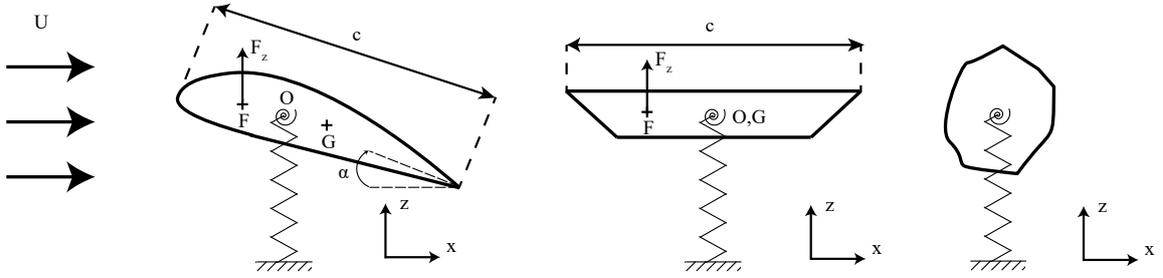


Figure 1.8 – Problèmes typiques d'aéroélasticité. Couplage en flexion-torsion d'une aile d'avion, d'un tablier de pont, et d'un solide générique soumis à un écoulement d'air. Les centres de gravité sont notés G , les centres de torsion O et les foyers aérodynamiques F .

Sur la figure 1.8 sont illustrés les problèmes typiques du couplage d'une aile d'avion, d'un tablier de pont ou d'un obstacle générique, en flexion et torsion, soumis aux forces aérodynamiques de portance et de trainée. Pour ce type de problème, il est commun d'exprimer la raideur et l'amortissement ajoutés en utilisant des notations adimensionnelles, les dérivées de flottement. Les dérivées de flottement, définies par les équations (1.9) correspondent aux raideurs et amortissements ajoutés obtenus en effectuant un développement de Taylor des efforts aérodynamiques, force et moment, en fonction des petits déplacements de l'obstacle en flexion et en torsion :

$$\begin{aligned} F_z &= \frac{1}{2}\rho c U^2 (\mathbf{H}_1 \frac{\dot{z}}{U} + \mathbf{H}_2 \frac{c\dot{\alpha}}{U} + \mathbf{H}_3 \alpha + \mathbf{H}_4 \frac{z}{c}) \\ M_o &= \frac{1}{2}\rho c^2 U^2 (\mathbf{A}_1 \frac{\dot{z}}{U} + \mathbf{A}_2 \frac{c\dot{\alpha}}{U} + \mathbf{A}_3 \alpha + \mathbf{A}_4 \frac{z}{c}) \end{aligned} \quad (1.9)$$

Les notations sont celles de la figure 1.8. U est la vitesse de l'écoulement à l'infini, ρ la masse volumique du fluide, c la longueur caractéristique du solide, z et \dot{z} son déplacement vertical et sa vitesse correspondante, et α , $\dot{\alpha}$, son angle par rapport à sa position d'équilibre, et sa vitesse de rotation. Ces coefficients ont été introduits par THEODORSEN (1935), lors de ses travaux sur le flottement d'une aile d'avion en flexion-torsion (Unsteady Airfoil Theory), avant d'être utilisés par SCANLAN et TOMKO (1971) pour l'étude dynamique de la stabilité des tabliers de pont, puis d'être généralisés aux problèmes génériques de vibrations induites par le mouvement (FUNG 2008). Les dérivées de flottement sont les coefficients H_1, \dots et A_1, \dots . Par exemple, H_1 correspond à de l'amortissement ajouté en flexion, tandis que A_2

correspond à de l'amortissement ajouté en torsion. Elles permettent d'exprimer les forces en les adimensionnant avec les grandeurs caractéristiques de l'écoulement d'air.

Les ouvrages (DE LANGRE 2001 ; FUNG 2008 ; HÉMON 2006) explorent les différents cas d'études d'instabilités fréquentes causées par des termes de raideur ou d'amortissement ajoutés que nous allons décrire dans la partie suivante.

1.3.2 Divergence, flottement et galop

La **divergence** est une instabilité statique où la raideur ajoutée par l'écoulement est négative et annule la raideur structurale du solide, qui peut se déporter soudainement de sa position d'équilibre. Elle peut se produire théoriquement en torsion pour les ailes d'avion en torsion pure, sans degré de liberté en flexion, si le foyer aérodynamique est situé en amont du centre de torsion (voir figure 1.8). Heureusement, la vitesse critique à atteindre est très élevée, bien au-delà des vitesses de vol, et le phénomène est rare. Sur les lignes de production, des phénomènes de divergence de la bande d'acier se sont déjà produits selon un rapport interne synthétisant les retours d'expérience (MAGADOUX 2019).

Le **flottement** est une instabilité dynamique où la structure se met à osciller avec une amplitude grandissante, pouvant mener à la destruction de la structure. Il en existe plusieurs types. Pour un mouvement couplé en flexion-torsion, comme c'est le cas pour les problèmes de la figure 1.8, le flottement par confusion de fréquence a lieu lorsque les fréquences des modes de flexion et de torsion sont modifiées par le vent et se rejoignent. Pour un mouvement à un degré de liberté, le flottement de décrochage, en torsion, et le galop, en flexion transverse à l'écoulement, ont lieu lorsque les mouvements de la structure sont amplifiés par les forces aérodynamiques et par un amortissement ajouté négatif qui devient supérieur à l'amortissement structural au-delà d'un certain seuil de vitesse. C'est ce phénomène qui a été mis en évidence dans la rupture du pont de Tacoma par SCANLAN et TOMKO (1971). Le galop a également été étudié par DEN HARTOG (1985) qui a établi un critère auquel il a donné son nom, nécessaire à l'établissement du phénomène. Le galop d'un demi-cylindre dans un écoulement transverse est illustré sur la figure 1.9. Il est dû aux variations du coefficient de portance, à cause de la géométrie du cylindre, lorsque l'angle d'attaque apparent est modifié par le mouvement transverse.

Les deux exemples de la figure 1.4 montrent des cas de flottement de la bande métallique, dans différents modes. La bande oscille à une grande amplitude et son mouvement est auto-entretenu par les jets de refroidissement.

1.3.3 Hypothèse quasi-statique et ses limites

Les problèmes précédents relèvent de l'aéroélasticité et ont des vitesses réduites supérieures à 1. Dans certains cas, comme celui de la divergence en torsion d'une aile d'avion à un degré de liberté, l'approximation quasi-statique s'avère pertinente pour calculer les efforts aérodynamiques sur la structure. Cependant, lorsque la vitesse réduite reste élevée mais diminue significativement, les limites de cette hypothèse commencent à apparaître. Ce régime est appelé par certains auteurs l'aéroélasticité pseudo-statique (DE LANGRE 2001). En conséquence, les forces aérodynamiques ne s'adaptent plus instantanément aux mouvements de la structure. L'évaluation des forces sur la structure statique, par simulation ou avec des essais expérimentaux, ne permet plus de prédire son comportement dynamique. L'évaluation de la vitesse réduite du refroidissement dans les tours APC, d'un ordre de grandeur $U_r = O(10^1)$ situe notre problématique dans ce cadre-là.

THEODORSEN (1935) a établi l'expression générique des dérivées de flottement de la force d'un écoulement d'air autour d'un profil d'aile en flexion-torsion (avec même un degré de

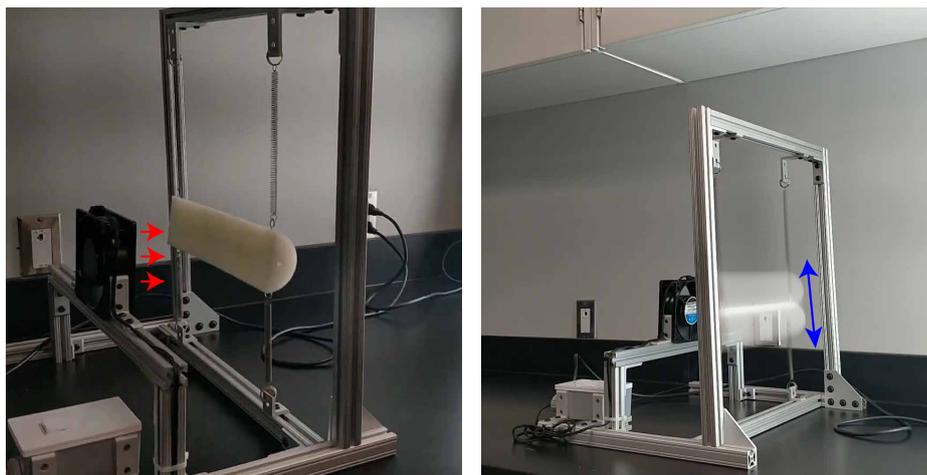


Figure 1.9 – Démonstration d’un phénomène de galop d’une demi-section cylindrique dans un écoulement transverse, inspirée de DEN HARTOG (1985). Vidéo sur la chaîne Youtube de F. GOSSELIN (2022). A gauche : photo du montage. A droite : superposition de plusieurs positions du cylindre lorsque l’instabilité est développée.

liberté supplémentaire, celui de l’ouverture d’un aileron) . On parle alors de l’*Unsteady Airfoil Theory*. Les expressions obtenues dépendent de la fréquence réduite via la fonction dite de Theodorsen. Lorsque la fréquence réduite tend vers zéro, on retrouve les coefficients dans le cadre quasi-statique (HÉMON 2006). Il montre, par exemple, que le mouvement en flexion de l’aile est systématiquement amorti par l’écoulement, la dérivée de flottement H_1 étant négative (en pseudo-statique comme dans la limite quasi-statique).

Dans le régime pseudo-statique, l’adaptation instantanée des forces de l’écoulement au déplacement de la structure n’est plus valable. Il peut exister un délai entre le mouvement de la structure et la variation de la force subie. Ce délai peut être imputé à plusieurs raisons. Pour un corps non profilé, plusieurs détachements tourbillonnaires peuvent avoir lieu à différentes arêtes du profil. Les temps de convection des tourbillons le long du profil ne sont alors pas négligeables par rapport à la période d’oscillation du solide. En pratique, des essais dynamiques en soufflerie sont donc requis pour garantir la stabilité du système. PRICE et PAIDOUSSIS (1986), puis d’autres auteurs comme LI et al. (2017) montrent, par exemple, que l’établissement d’un délai d’application des forces permet d’obtenir un meilleur accord entre le modèle théorique et les résultats expérimentaux dans le cadre d’une matrice de tubes flexibles soumise à un écoulement transverse, au sein des échangeurs de chaleur. HÉMON (1999a,b) introduit un temps de délai dans un modèle de galop de cylindres non profilés, qui permet d’obtenir une meilleure prédiction des seuils de vitesse critiques que le critère de Den Hartog (DEN HARTOG 1985), valable dans le cadre quasi-statique.

1.3.4 Cas des *Leakage Flows*

Les *leakage flows* concernent un domaine particulier des vibrations induites par le mouvement. Il s’agit du cas d’un écoulement confiné entre deux plaques dont au moins l’une des deux possède un ou deux degrés de liberté en translation ou rotation conformément à la figure 1.10. Les travaux concernant les *leakage flows* ont notamment été exploités par ANTOINE et al. (2008) pour développer un modèle d’instabilité d’une plaque en flexion soumise à un jet d’air. Nous allons revenir sur les résultats d’ANTOINE et al. (2008) et sur son modèle en détail dans le chapitre suivant. Ces géométries confinées sont particulièrement exposées au développement d’instabilités. Les faibles variations de la taille de la section influencent fortement les champs de vitesse et de pression fluides et peuvent entraîner de la divergence ou du flottement. On retrouve ces cas d’études dans les systèmes de refroidisse-

ment des réacteurs nucléaires ou les joints d'étanchéité.

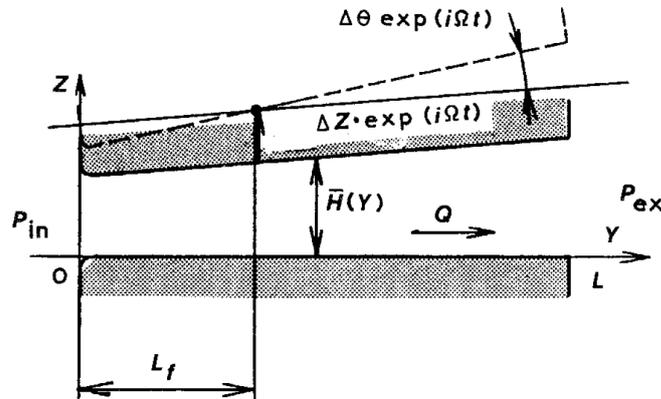


Figure 1.10 – Écoulement entre deux plaques. Celle du haut possède deux degrés de liberté, en translation et rotation. INADA et HAYAMA (1990a,b).

Nous pouvons citer parmi les modèles de *leakage flows*, les modèles de MULCAHY (1988), à un degré de liberté en translation, prenant en compte des rétrécissements ou élargissements brusques, mais également INADA et HAYAMA (1990a,b), rajoutant un degré de liberté en rotation, ou encore le modèle générique de Porcher et de Langre (PORCHER 1994), prenant en compte les pertes de charge ponctuelles et linéiques. Ces modèles sont tous trois basés sur un écoulement confiné, où la hauteur entre les plaques est largement inférieure à la longueur du système, qui est régi par les équations de Saint-Venant. Ils permettent d'établir les termes de masse, d'amortissement et de raideur intervenant dans l'équation du mouvement de la plaque. Des instabilités de divergence et de flottement, en translation ou en rotation, sont identifiées selon les différentes configurations de conditions aux limites et de géométrie. Des campagnes expérimentales, menées par les auteurs, permettent de valider les résultats des différents modèles et de mettre en évidence les cas de divergence ou de flottement prévus. Les résultats principaux des trois modèles sont synthétisés dans l'ouvrage de PAÏDOUSSIS (2009).

1.4 Instabilités dans les tours de refroidissement

Le problème spécifique de l'apparition d'instabilités dans les tours de refroidissement fait l'objet de peu de publications. La majorité est le fruit de collaborations entre une entreprise industrielle et un laboratoire, cherchant à caractériser les paramètres influents ou à évaluer le gain de stabilité apporté par une solution technique. Ainsi, SHIMOKAWA et al. (1983) évalue l'apport d'un coussin d'air et d'une zone de forte pression statique sur la bande pour atténuer les vibrations. JUERGENS et BEHRENS (2008), puis de nombreux autres articles (MARKO et al. 2018, 2020) étudient l'apport d'électro-aimants stabilisateurs dans le but de maintenir la bande à sa position d'équilibre.

Caractérisation des instabilités sur une maquette à échelle réduite Le sidérurgiste Arcelor, dans les années 2000, a lancé un programme de recherche sur le sujet en s'intéressant aux mécanismes d'interaction en jeu, au sein de son département de recherche et développement

(GAIGNARD et DUBOIS 2005) mais également à travers des collaborations scientifiques avec Drever et l'institut Von Karman (BEAUJARD et al. 2013; RENARD et BEAUJARD 2009; RENARD, GOURIET et al. 2003), ainsi qu'avec le LadHyX (ANTOINE et al. 2007, 2008). Un banc d'essai instrumenté à l'échelle 2/3 d'une ligne industrielle a été mis en place afin d'étudier les phénomènes de vibrations. Les principaux résultats sont une caractérisation de l'influence des paramètres en mesurant l'écart-type ou l'amplitude des vibrations pour différentes configurations, ainsi qu'une analyse spectrale du comportement de la bande en différents points. Les mesures montrent que les vibrations apparaissent au-dessus d'une certaine puissance de soufflage, puis leur amplitude continue de croître avec cette puissance. Elles montrent également qu'augmenter la tension de la bande tend à diminuer l'amplitude des vibrations, tandis que la vitesse de défilement n'a pas d'influence (RENARD et BEAUJARD 2009).

Modèle à un degré de liberté en flexion La collaboration avec le LadHyX a mené à l'étude d'un modèle réduit simplifié d'une plaque rigide de 150 par 90 millimètres, tenue par des ressorts afin que le système n'ait qu'un seul degré de liberté, en translation. Cet oscillateur modélise le comportement local de la bande dans un mode de flexion (ANTOINE et al. 2008). Un jet d'air, sortant d'une buse cylindrique ou plane, impacte la plaque et un capteur de déplacement mesure ses vibrations sous l'effet du jet. ANTOINE et al. (2008) mettent en évidence un mécanisme de flottement, où la plaque se met à osciller avec une amplitude grandissante jusqu'à atteindre un régime permanent d'oscillations avec une amplitude constante. L'instabilité est décrite par un amortissement ajouté négatif qui est inversement proportionnel à la distance buse-plaque. Lorsque cette distance est inférieure à une distance critique, l'amortissement ajouté dépasse l'amortissement structural et le flottement apparaît. En se basant sur le modèle de *Leakage Flows* de Porcher et de Langre (PORCHER 1994), entre la buse et la plaque, une expression de l'amortissement ajouté est exprimée. Nous allons revenir en détail sur ce mécanisme dans le chapitre 2.

Modèle à un degré de liberté en torsion Simultanément, entre 2003 et 2011, Fives Stein fait appel à l'Institut Aérotechnique de Saint-Cyr pour travailler expérimentalement sur les mêmes problématiques. Dans une première phase, NYIRUMULINGA et al. (2008), REGARDIN, SZECHENYI et al. (2009) et REGARDIN et SZÉCHÉNYI (2005) étudient le mouvement en torsion d'une plaque rigide impactée par des jets et évaluent, à l'aide d'essais dynamiques, la raideur et l'amortissement ajoutés par le soufflage, de manière similaire à ce qu'ont réalisé ANTOINE et al. (2008) pour le mode de flexion. La plaque est éloignée de sa position d'équilibre d'un petit angle avant de la laisser librement osciller, pour un essai stable. Pour un essai instable en flottement, plus rare dans leur cas, les oscillations se développent à partir de la plaque dans la position d'équilibre. La raideur et l'amortissement ajoutés sont mesurés à partir de la fréquence et du décrétement logarithmique des oscillations. Une instabilité de divergence est mise en évidence, où la raideur aéroélastique annule la raideur structurale. Douze différentes configurations de soufflage sont testées, avec les quatre géométries de buses, illustrées sur la figure 1.11, placées orthogonalement à la plaque, ou avec un angle d'impact de 12°. Les résultats sont synthétisés sur la figure 1.11. Le phénomène semble dépendre de la vitesse réduite définie par $U_r = U/(f_0 z)$ où U est la vitesse des jets, f_0 la fréquence d'oscillation structurale sans jets et z la distance entre les buses et la plaque (les flèches noires correspondent à l'augmentation de la vitesse réduite sur le graphique). La stabilité du système dépend fortement de la géométrie des buses. Le phénomène de divergence se développe pour huit des douze configurations, à des vitesses réduites entre 650 et 2000. Le flottement en torsion apparaît pour trois d'entre elles, à des

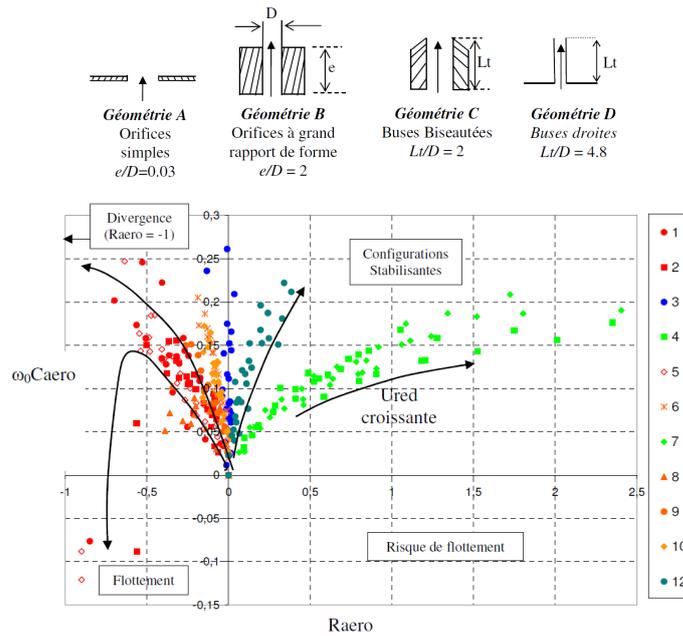


Figure 1.11 – Résultats de REGARDIN et SZÉCHÉNYI (2005). En haut : géométries de buse testées. En bas : résultats sur un diagramme Raideur-Amortissement aéroélastiques. En abscisse, la raideur aéroélastique adimensionnelle. $R_{aero} = -1$ correspond au phénomène de divergence où la raideur aéroélastique annule la raideur structurale. En ordonnée, l’amortissement aéroélastique. Le flottement risque d’apparaître pour un amortissement négatif. Douze configurations de jets sont testées, en fonction des géométries de buses, A, B, C ou D, avec différentes orientations des jets.

vitesse réduite entre 600 et 700, pour la géométrie A des orifices simples (configurations 1, 2 et 5). Les buses biseautées de la géométrie C (configurations 3, 4 et 12), ou la géométrie B avec un angle d’impact (7) correspondent aux configurations où la raideur et l’amortissement ajoutés sont positifs et où le soufflage est stabilisateur.

Etude quasi-statique des efforts aérodynamiques des jets d’air La collaboration a continué avec la thèse de NYIRUMULINGA (2011). L’approche prise a différé vers une approche quasi-statique. Un autre banc d’essai instrumenté a été conçu afin d’étudier la force des jets sur une plaque statique, puis d’exprimer la raideur et l’amortissement aéroélastiques à l’aide de la force des jets, pour expliquer le phénomène de divergence. Le banc d’essai est illustré sur la figure 1.12. La bibliographie sur la force d’un ou de plusieurs jets turbulents est assez peu développée. La démarche choisie est de caractériser avec précision la pression pariétale et la force appliquées par les jets en fonction de la distance buse-plaque, du nombre de Reynolds, de l’angle d’impact, etc. afin de définir des critères de stabilité, à la manière du critère de Den Hartog (DEN HARTOG 1985). La mesure des efforts est réalisée grâce à une plaque avec un maillage resserré de prises de pression affleurantes, mesurant la pression pariétale. La force est ensuite calculée en intégrant discrètement le champ de pression obtenu. Les résultats montrent que la force des jets adimensionnelle ($C_F = F/(\rho U^2 S)$ où F est la force exercée, ρ la masse volumique de l’air, U la vitesse de jets et S la surface de la buse) dépend peu du nombre de Reynolds dans la gamme étudiée [$1 - 5 \times 10^4$], mais dépend fortement de la distance buse-bande. La figure 1.13 présente l’évolution de la force d’un jet seul, en fonction de sa distance à la plaque pour les trois géométries de buse de la figure 1.12. Nyirumulinga identifie à partir de ces essais statiques les zones potentielles d’instabilité. Il nomme les distances où le gradient de force $\frac{\partial C_F}{\partial h}$ est positif, les *zones de pompage*, où une instabilité statique en flexion peut hypothétiquement se présenter : si la plaque s’éloigne

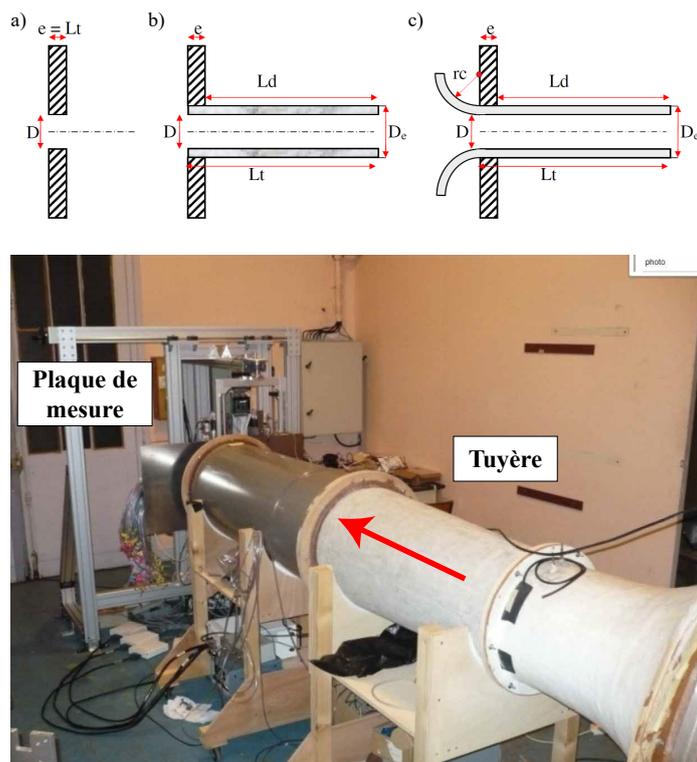


Figure 1.12 – Dispositif expérimental de NYIRUMULINGA (2011). En haut : géométries de buse testées. En bas : photo du banc d'essai.

de la buse, la force exercée augmentera et aura tendance à la repousser d'autant plus et à amplifier le mouvement, et vice-versa si la plaque se rapproche. Les zones de pompage correspondent à des distances buse-plaque faibles, en dessous de trois diamètres de buse environ. Ce graphique montre également que, pour la géométrie d'une plaque trouée (c), le fort confinement lorsque la distance à la plaque est faible inverse le signe de la force du jet, qui devient une force de succion, par effet Bernoulli.

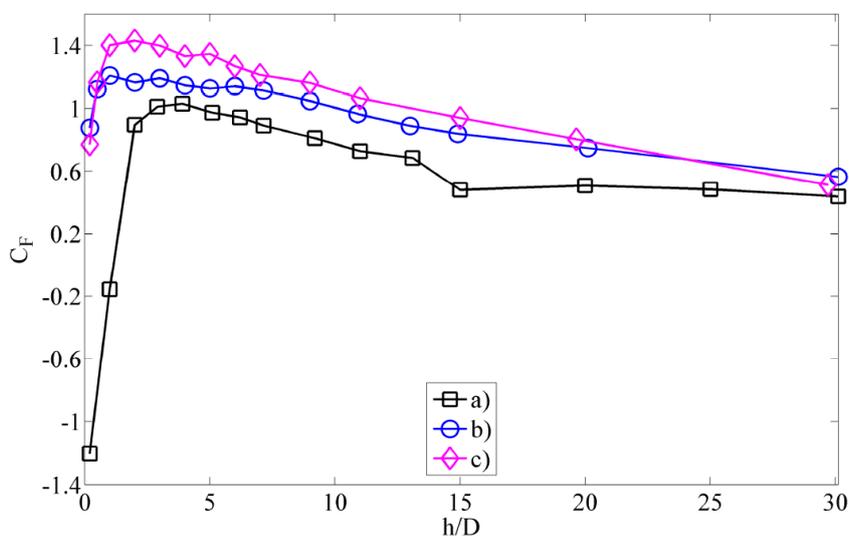


Figure 1.13 – Force adimensionnelle d'un jet seul en fonction de sa distance à la plaque, à un nombre de Reynolds fixe $Re = 448000$, pour les trois géométries de buse de la figure 1.12.

Cas d'étude chez Fives Stein Enfin, un rapport interne au département recherche et développement de Fives Stein (MAGADOUX 2019), plus récent, synthétise les retours d'expérience d'instabilité sur les lignes de production, les études afin de fournir une solution aux différents clients, ainsi que les connaissances et brevets sur des technologies existantes permettant de stabiliser la bande. Le rapport indique notamment que les essais empiriques montrent que la vitesse de défilement n'est pas un paramètre influent sur l'apparition des vibrations, arrivant à la même conclusion que l'étude d'Arcelor. Il rassemble plusieurs résultats de simulations numériques où, dans une approche quasi-statique, le moment agissant sur la plaque est évalué pour différents angles de torsion. Le signe du moment et sa dérivée sont évalués afin de détecter les géométries de soufflage où il a tendance à éloigner la plaque de sa position d'équilibre et à augmenter avec l'angle de la bande, encourageant un phénomène de divergence.

Les précédentes études sur les instabilités dans les tours de refroidissement ont donc été en majorité menées par des entreprises industrielles. La partie qui n'est pas confidentielle contient principalement les études expérimentales d'Arcelor et de Fives Stein dans les années 2000. Elles nous permettent de mieux comprendre l'influence des différents paramètres comme la tension, la distance de soufflage, la vitesse de jet et la vitesse de défilement. La thèse de NYIRUMULINGA (2011) contient une caractérisation complète de la force exercée par les jets d'air dans des configurations semblables aux lignes de production, qui n'avait pas été réalisée auparavant. L'évolution de la force des jets obtenue selon les différents paramètres géométriques permet, dans une démarche quasi-statique, de définir des critères nécessaires à l'apparition de divergence ou de flottement. Des mesures dynamiques ont été réalisées par Arcelor (RENARD et BEAUJARD 2009) mais peu de données sont disponibles, présentant seulement l'amplitude des vibrations en fonction des différents paramètres. La synthèse des connaissances montre également qu'aucune des innovations permettant de garantir la stabilité de la bande n'est entièrement fiable et constitue une solution générique. En effet, l'explication physique derrière les phénomènes instables reste méconnue et il n'existe pas de modèle prédictif des seuils de vitesse d'apparition du flottement ou de la divergence. Ces constats soulignent l'importance de tout d'abord développer la compréhension du mécanisme à l'origine des instabilités, à travers une étude expérimentale approfondie, avant de potentiellement proposer des solutions innovantes et généralisables pour garantir la stabilité des bandes métalliques.

Plan du manuscrit Cette thèse s'inscrit dans une démarche visant à mieux comprendre ces phénomènes d'interaction avant d'en tirer des conclusions sur le développement de solutions efficaces à la réduction des mouvements parasites. Ce manuscrit présente une étude approfondie des phénomènes instables dans les tours de refroidissement. Le **Chapitre 2** sera consacré à un modèle réduit d'oscillations à un degré de liberté, impacté par un jet d'air, dans la continuité des travaux d'ANTOINE et al. (2008). Nous développerons la compréhension du phénomène d'amortissement ajouté par le jet. Le **Chapitre 3** décrira la conception d'un banc d'essai destiné à reproduire, en laboratoire, les instabilités observées sur les lignes de production, avec une bande souple et élastique. Le montage expérimental permettra d'étudier, lors d'essais dynamiques, la bande comme un système continu, et non comme une plaque rigide à un, ou deux degrés de liberté en flexion et en torsion. Le **Chapitre 4** exposera les résultats expérimentaux obtenus à l'aide de ce banc d'essai, sur la caractérisation des phénomènes instables observés en fonction des différents paramètres physiques des essais. Un modèle théorique d'instabilité de flottement sera défini dans le **Chapitre 5** et comparé aux résultats précédemment présentés. Enfin, ce dernier chapitre explorera diverses solutions techniques pour éliminer ces phénomènes instables.

2

MODÈLE D'UNE PLAQUE RIGIDE À UN DEGRÉ DE LIBERTÉ IMPACTÉE PAR UN JET D'AIR PLAN

Sommaire

2.1	Dispositif expérimental	19
2.2	Résultats	21
2.3	Modélisation de l'effet stabilisateur à longue distance	28
2.4	Discussions autour du mécanisme d'instabilité	35
2.5	Pour aller plus loin : non-linéarités et phénomène de succion	36
2.6	Conclusions et Perspectives	38

Ce chapitre est consacré à l'étude expérimentale d'instabilités aéroélastiques à l'aide d'un système modèle d'une plaque rigide liée à des ressorts, contrainte à un degré de liberté, reproduisant le mouvement d'une bande d'acier en flexion et soumise à un jet d'air impactant. Cette étude se place dans la continuité des travaux d'ANTOINE et al. (2007, 2008), motivée par les mêmes problématiques industrielles. Ils avaient mis en évidence un phénomène de flottement et des oscillations auto-entretenues lorsque la distance entre la buse créant le jet et la plaque est inférieure à une distance critique. Ils avaient par la suite proposé un mécanisme où la force du jet agit sur la plaque comme un terme d'amortissement ajouté. Une expression de l'amortissement ajouté avait été développée, se basant sur un modèle d'écoulement confiné PORCHER (1994) appliqué à l'écoulement entre la paroi de la buse et la surface de la plaque.

Nous retrouvons ce phénomène instable. De plus, en faisant varier la géométrie de la buse et la vitesse du jet, l'influence des différents paramètres sur l'apparition des instabilités est caractérisée. Nous regardons également ce qu'il se passe à une distance buse-plaque supérieure à la distance critique, où les résultats montrent un second régime, où le jet a un effet stabilisateur, en amortissant les mouvements de la plaque. Deux mécanismes stabilisants sont mis en évidence et additionnés au modèle de la force d'un jet. Ils proviennent de l'impact normal du jet sur la plaque, puis de l'écoulement tangentiel défecté de chaque côté de la buse. La contribution relative de chaque terme au modèle total est estimée à l'aide des résultats expérimentaux ainsi que de simulations numériques complémentaires permettant d'obtenir les champs de vitesse et de pression de l'écoulement.

Nomenclature spécifique au chapitre 2

- l_p : Largeur de la plaque (m).
- L_p : Longueur de la plaque (m).
- h_p : Epaisseur de la plaque (m).
- m : Masse de la plaque (kg).
- k : Raideur des ressorts ($N.m^{-1}$).
- \underline{e}_z : Vecteur normal à la plaque.
- \underline{e}_x : Vecteur tangentiel à la plaque.
- z : Déplacement de la plaque, en translation selon \underline{e}_z (m).
- \dot{z} : Vitesse de la plaque, en translation selon \underline{e}_z ($m.s^{-1}$).
- \ddot{z} : Accélération de la plaque, en translation selon \underline{e}_z ($m.s^{-2}$).
- ω_0 : Pulsation propre du système, sans jets ($rad.s^{-1}$).
- η_s : Amortissement structural du système, sans jet.
- A : Amplitude des oscillations (m).
- d : Largeur du jet (m).
- L : Longueur du jet (m).
- e : Epaisseur des parois de la buse (m).
- H : Distance entre la buse et la plaque (m).
- U_j : Vitesse débitante du jet ($m.s^{-1}$).
- ρ : Masse volumique de l'air à température ambiante ($kg.m^{-3}$).
- m_a : Masse ajoutée par l'air environnant (kg).
- η_a : Amortissement ajouté par le jet.
- η : Amortissement total. Somme de l'amortissement structural et de l'amortissement ajouté.
- k_a : Raideur ajoutée par le jet ($N.m^{-1}$).
- ω : Pulsation du système avec le jet d'air ($rad.s^{-1}$).
- Re : Nombre de Reynolds.
- U_r : Vitesse réduite.
- H_1 : Dérivée de flottement proportionnelle à l'amortissement ajouté.
- H_4 : Dérivée de flottement proportionnelle à la raideur ajoutée.
- H_{1s} : Dérivée de flottement correspondant à l'amortissement structural.
- H_{1C} : Terme dû à l'écoulement confiné.
- H_{1N} : Terme dû à l'écoulement normal.
- H_{1T} : Terme dû à l'écoulement transverse.
- H_{1Tot} : Total des trois termes précédents.
- P : Pression pariétale (Pa).
- F_N : Force normale exercée par le jet sur la plaque (N).
- C_d : Coefficient de force adimensionnel.
- V_T : Vitesse tangentielle le long de la plaque ($m.s^{-1}$).
- U_T : Vitesse caractéristique de l'écoulement tangentielle ($m.s^{-1}$).
- k_T : Pulsation réduite de l'écoulement transverse.
- F : Fonction de Theodorsen.
- A_{init} : Amplitude initiale du lâcher de la plaque (m).

2.1 Dispositif expérimental

L'étude expérimentale utilise un montage similaire à celui utilisé par ANTOINE et al. (2008), effectués également au LadHyX. L'instabilité de la bande, dans un de ses modes de flexion, qui peut se déclencher dans les tours de refroidissement d'aciérie, est modélisée par un système réduit d'une plaque impactée par un seul jet d'air.

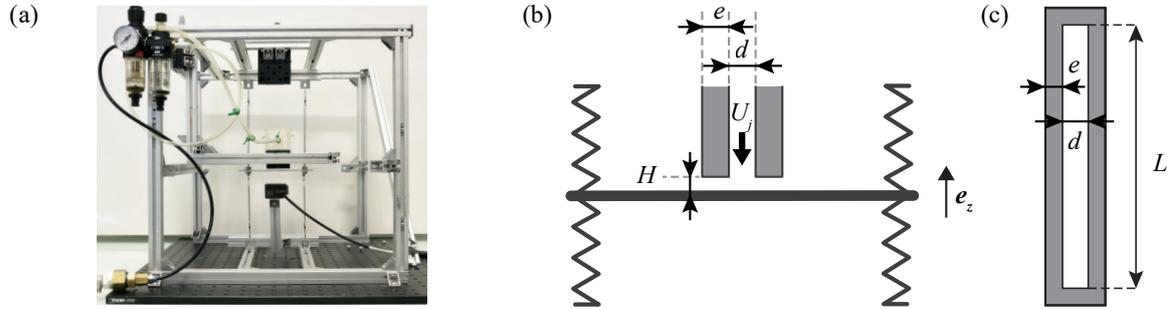


Figure 2.1 – a) Photo du dispositif expérimental. b) Schéma de principe. c) Vue de coupe d'une buse plane.

Le dispositif expérimental est constitué d'une plaque d'aluminium rigide, de dimensions $15\text{ cm} \times 9\text{ cm}$, et d'une épaisseur de 2 mm . La plaque est maintenue sur ses côtés à deux paires de ressorts verticaux, qui lui confèrent un degré de liberté en translation selon l'axe e_z . Les mouvements parasites sont restreints par quatre fils tendus en nylon, attachés aux coins de la plaque, et reliés à la structure rigide. La figure 2.1 comprend une photo et un schéma du montage.

Le déplacement vertical du système est mesuré par un laser à triangulation optique situé sous la plaque. Le mouvement de la plaque rigide imite ainsi la flexibilité d'une bande souple et ses oscillations locales dans les modes de flexion. Il est décrit par un oscillateur harmonique amorti à un degré de liberté, avec une pulsation ω_0 et un amortissement structural η_s :

$$\ddot{z} + 2\eta_s\omega_0\dot{z} + \omega_0^2z = 0 \quad (2.1)$$

où $\omega_0 = \sqrt{k/m}$, avec $m = 100\text{ g}$, la masse de la plaque et $k = 480\text{ N.m}^{-1}$, la raideur apportée par les quatre ressorts. La raideur est obtenue en mesurant le déplacement de la plaque sous l'effet d'un chargement avec des masses étalonnées. La pulsation $\omega_0 = 69\text{ rad.s}^{-1}$ et l'amortissement structural sont également mesurés à l'aide d'une FFT et d'une méthode standard de décrétement logarithmique sur les oscillations libres de la plaque après perturbation. L'amortissement $\eta_s = 6.2 \cdot 10^{-4}$ est assez faible afin d'observer facilement des phénomènes d'instabilité. La masse ajoutée par l'air environnant m_a est calculée par la formule fournie par GIBERT (1988) pour une plaque mince en flexion :

$$\frac{m_a}{m} = \frac{\alpha \frac{\pi}{4} \rho l_p^2 L}{m} = 0.008 \quad (2.2)$$

où l_p et L_p sont la largeur et la longueur de la plaque, ρ est la masse volumique de l'air et α dépendant du rapport d'aspect de la plaque L_p/l_p . Ici, α vaut environ 0.71. Elle vaut 0.8% de la masse de la plaque m et reste donc négligeable.

Le dessus de la plaque est impacté par un jet d'air plan. Les buses utilisées ont une longueur L de 45 mm pour une largeur d beaucoup plus faible de 1.5 à 3 mm. L'épaisseur de la paroi e , paramètre déterminant dans le modèle d'ANTOINE et al. (2008), mesure entre 1.5

et 4 mm. La géométrie de la buse est illustrée sur la figure 2.1c). Alors qu'ANTOINE et al. (2008) utilise deux types de buses, cylindriques et rectangulaires, nous avons préféré utiliser seulement des buses rectangulaires. Dans leur modèle, l'amortissement ajouté est directement proportionnel à L , d et e^2 , ce qui n'est pas le cas pour un jet cylindrique, cf. équation (2.7). Les buses, montrées sur la figure 2.2, sont composées d'une chambre de tranquillisation en amont, fabriquée en plexiglas, puis d'un embout imprimé en 3D. L'impression 3D permet de varier facilement la géométrie en créant de nombreuses buses.

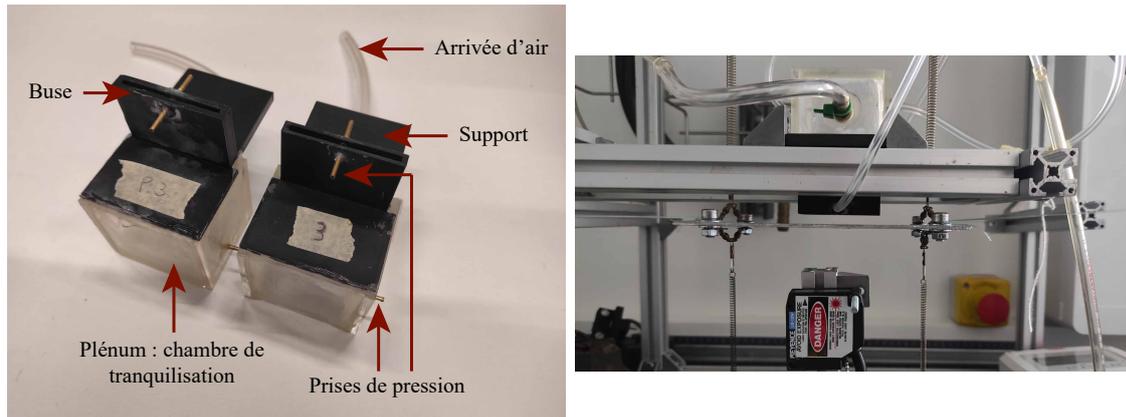


Figure 2.2 – A gauche : deux buses de géométries différentes. $d = 1.5 \text{ mm}$, $e = 3 \text{ mm}$ et $d = 3 \text{ mm}$, $e = 1.5 \text{ mm}$. Les prises de pression permettaient, avant l'implémentation d'un contrôleur de débit, de mesurer la différence de pression entre le plénum et la sortie du jet afin d'estimer la vitesse de l'écoulement. A droite : buse montée sur la plateforme, au-dessus de la plaque. La buse est parallèle aux bords longs de la plaque.

La buse est alignée dans la longueur de la plaque afin que le système d'attache des ressorts ne perturbe pas l'écoulement. Le jet d'air provient du système d'air comprimé du bâtiment et passe à travers un filtre enlevant les impuretés. Le débit est piloté à l'aide d'un contrôleur de débit. La chambre de tranquillisation, appelée plénum, en amont du jet, permet de stabiliser la vitesse du jet U_j . Des mesures de vérification à l'aide d'un tube Pitot montrent que la vitesse du jet est correctement estimée en la calculant à partir de la consigne du contrôleur, par conservation du débit.

La plateforme où se situe la buse est reliée à la structure du dispositif par une vis micrométrique contrôlant sa hauteur. La hauteur de la plaque est également contrôlée à l'aide d'une deuxième vis micrométrique. La distance buse-plaque H est étalonnée à l'aide des deux réglages pour que le zéro sur la première vis micrométrique, pilotant la hauteur de la buse, corresponde au point de contact entre la buse et la plaque. La distance buse-plaque sans jet est ensuite connue à l'aide des graduations de cette vis. (une graduation correspond à 0.025 mm). A cette distance H , il faut ajouter un décalage de la position d'équilibre de la plaque lorsque l'on déclenche le jet. En effet, le jet a pour conséquence de repousser la plaque d'une distance non négligeable, de l'ordre de 0.1 mm (H est de l'ordre du millimètre) qui varie selon la vitesse et la largeur du jet. On ajoute ce décalage, mesuré avec le capteur de déplacement, à la distance buse-bande sans jet pour obtenir la distance H .

2.2 Résultats

2.2.1 Amortissement ajouté

A l'aide d'un dispositif identique, ANTOINE et al. (2008) avaient observé que la plaque devenait instable sous l'effet du jet lorsque celui-ci était à une faible distance buse-plaque H . La plaque se met alors à osciller en translation verticale, avec une amplitude croissante jusqu'à atteindre des oscillations d'amplitude constante auto-entretenues, du flottement. Ils ont extrait du régime transitoire l'amortissement apporté au système par le jet, η_a pour un jet plan et un jet cylindrique, et ont constaté qu'en rapprochant la buse, l'amortissement ajouté est négatif, et est de plus en plus important à mesure que la distance diminue. La distance critique, où la plaque devient instable, est celle où l'amortissement ajouté η_a annule l'amortissement structural : $\eta_a = -\eta_s$. L'équation du système en prenant en compte l'effet des jets devient :

$$\ddot{z} + 2(\eta_s + \eta_a)\omega\dot{z} + \omega^2z = 0 \quad (2.3)$$

La pulsation des oscillations est également susceptible de varier avec la présence du jet. La pulsation sans jet ω_0 est remplacée par ω , tenant en compte la raideur ajoutée par le jet.

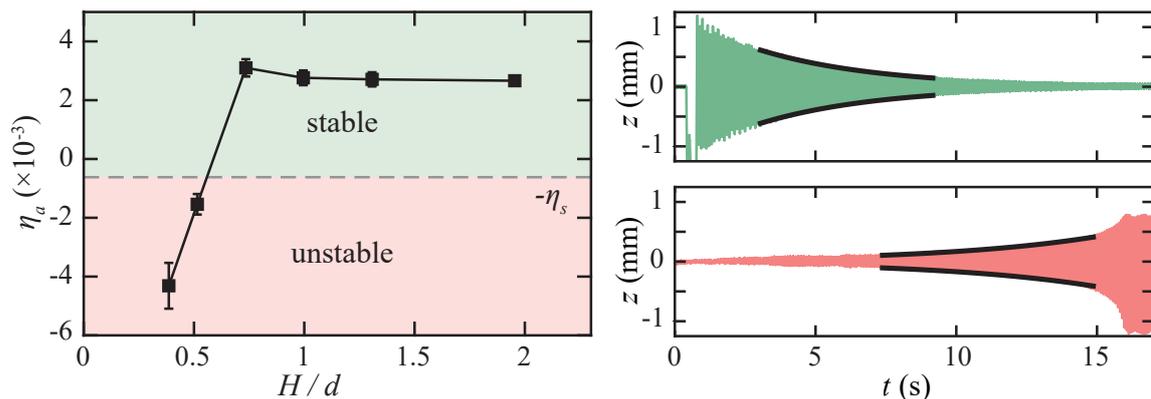


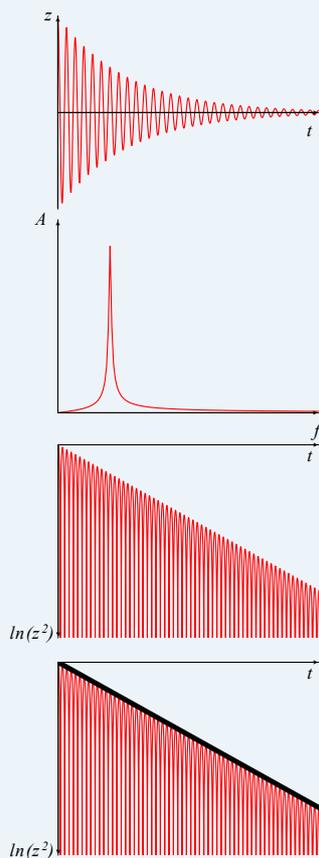
Figure 2.3 – A gauche : exemple de courbe de l'amortissement ajouté η_a en fonction de la distance buse-plaque H/d . $d = 2 \text{ mm}$, $e = 1.5 \text{ mm}$, $U_j = 18.5 \text{ m.s}^{-1}$. A droite : en vert, signal stable où la plaque revient à sa position d'équilibre. En rouge, un signal instable où la plaque se met à osciller avec une amplitude croissante jusqu'à atteindre un cycle limite auto-entretenu. Les enveloppes extrapolées, permettant d'obtenir l'amortissement des signaux, sont tracées en noir.

Nous observons également le phénomène de flottement lorsque la buse se situe trop proche de la plaque. Lors d'un essai stable, où la distance buse-plaque est importante, la plaque est perturbée en l'écartant de sa position d'équilibre, puis y revient en oscillant avec une amplitude décroissante. Lors d'un essai instable, on déclenche le jet, et on observe la plaque osciller avec une amplitude croissante dans un régime transitoire, avant d'atteindre un cycle limite à une amplitude saturée constante valant environ 1 mm, selon les configurations, de manière similaire à un oscillateur de Van der Pol. La symétrie autour de la position d'équilibre est rompue dans le cycle limite en raison de la présence de la buse au-dessus de la plaque, limitant ainsi ses mouvements dans les z positifs. L'amplitude des oscillations augmente en effet jusqu'à ce que la plaque entre en contact avec la buse à chaque cycle limite.

Cette instabilité est quantifiée à l'aide de l'amortissement ajouté par le jet, qui est extrait des signaux expérimentaux en utilisant la méthode détaillée dans l'encadré 2.1. Pendant la phase transitoire, l'amortissement est évalué en excluant le début et la fin des signaux. On

observe que, pour un signal stable, les premières oscillations après la perturbation peuvent être affectées par du bruit. À l'inverse, lorsque l'amplitude du mouvement est très faible, le bruit devient significatif. Pour un essai instable, l'amplitude croît très rapidement avant d'atteindre le cycle limite, probablement en raison d'effets non linéaires à grande amplitude. Ces phases ne sont pas prises en compte, pour se concentrer sur la partie linéaire du signal. Sur les signaux de la figure 2.3, les régressions obtenues sont tracées en noir. L'exemple typique d'une courbe de l'amortissement ajouté η_a par le jet dans l'équation d'oscillateur (2.3) en fonction de la distance buse-plaque H/d est tracé sur la figure 2.3. Chaque point correspond à la moyenne de dix essais, et les barres d'erreurs, à trois écarts-types. En dessous d'une certaine valeur critique de la distance de soufflage adimensionnelle H/d de l'ordre de 0.6, le flottement apparaît. Cela se traduit par un amortissement ajouté négatif, prenant le dessus sur l'amortissement structural η_s ($\eta_a < -\eta_s$). Si le jet est situé plus loin de la plaque, on observe qu'il a un effet stabilisateur sur le système. L'amortissement ajouté est positif et est 3 à 7 fois supérieur à la valeur structurale sans jet η_s . Le jet apporte donc un terme d'amortissement positif ajouté en plus de celui négatif observé par ANTOINE et al. (2008).

Encadré 2.1 : Extraction de la pulsation et de l'amortissement expérimentaux



La solution d'un oscillateur harmonique amorti s'exprime, pour un amortissement faible, sous la forme suivante :

$$z(t) = Z_0 e^{-\eta \omega t} \cos(\omega(1 - \eta^2)t) \quad (2.4)$$

Pour extraire η et ω , la première étape est de connaître la pulsation du système en identifiant le pic sur le spectre de la FFT du signal. Ce pic nous donne la valeur de la pulsation des oscillations $\omega(1 - \eta^2)$. Pour les amortissements que l'on rencontre, de l'ordre de 10^{-3} , on peut faire l'approximation $(1 - \eta^2) \approx 1$ et assimiler la valeur obtenue par FFT, qui est $\omega(1 - \eta^2)$ à ω .

Ensuite, le logarithme du signal au carré est tracé. Le mettre au carré permet d'interpoler sur la même courbe les maxima et les minima. L'enveloppe de la réponse E , après cette transformation, est linéaire :

$$E(t) = 2 \ln(Z_0) - 2\eta \omega t \quad (2.5)$$

Connaissant ω , la valeur de η est déduite de la pente de l'enveloppe, calculée par régression linéaire.

L'amortissement ajouté par le jet est l'amortissement total auquel on soustrait l'amortissement structural mesuré au préalable :

$$\eta_a = \eta - \eta_s \quad (2.6)$$

Pour justifier l'apparition de flottement, ANTOINE et al. (2008) avaient développé un modèle de *leakage flows*, adapté du modèle de Porcher et de Langre (PAÏDOUSSIS 2009 ; PORCHER 1994), dans la zone où l'écoulement est confiné entre la plaque et la paroi de la buse. La force, proportionnelle à la vitesse de la plaque, provient des variations de pression et de vitesse lorsque la plaque se déplace. Le modèle, développé dans le proceeding (ANTOINE et al. 2008) permet d'établir les expressions de l'amortissement ajouté négatif pour un jet

cylindrique, ainsi que pour un jet plan :

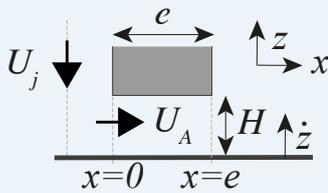
$$\begin{aligned}\eta_a^{circ} &= -\pi\rho U_j \frac{(d/2 + e)^3 - (d/2)^3}{12\sqrt{km}} \frac{d}{H^2} \\ \eta_a^{plan} &= -\frac{\rho U_j L e^2}{4\sqrt{km}} \frac{d}{H^2}\end{aligned}\quad (2.7)$$

où ρ est la densité de l'air, d est la largeur du jet, le diamètre de la buse cylindrique ou la largeur de la buse plane, e est l'épaisseur des parois de la buse et régit donc la zone où l'écoulement est confiné. H est la distance buse-plaque.

Les étapes pour obtenir ce terme, pour un jet plan, sont rappelées dans l'encadré 2.2.

Les paramètres ayant le plus d'influence sur la stabilité dans ce modèle sont donc la surface de la zone de confinement au moyen de l'épaisseur e , au carré ou au cube selon la géométrie, ainsi que la distance buse-plaque H , à laquelle η_a est inversement proportionnel, au carré. L'amortissement évolue également linéairement avec la vitesse de jet U_j .

Encadré 2.2 : Obtention de l'amortissement ajouté négatif (Antoine et al. 2008)



Les calculs menant à l'obtention de l'amortissement ajouté sont détaillés ici.

La vitesse horizontale à l'entrée de la zone confinée, U_A , au profil uniforme est définie à partir de la vitesse de jet U_j par conservation du débit. Pour un jet plan :

$$U_A = \frac{d}{2H} U_j \quad (2.8)$$

Dans la zone confinée, l'écoulement est pleinement turbulent :

$$Re_c = \frac{U_A H}{\nu} \approx \frac{30 \times 10^{-3}}{1.5 \times 10^{-5}} \approx 2000 \quad (2.9)$$

Les champs de vitesse et de pression sont exprimés comme une valeur moyenne et une composante fluctuante à l'ordre 1, invariant sur la hauteur H :

$$\begin{aligned}U(x, t) &= \bar{U} + u(x, t) \\ P(x, t) &= \bar{P} + p(x, t)\end{aligned}\quad (2.10)$$

et sont ensuite injectés dans les équations d'Euler :

$$\begin{aligned}\nabla \cdot U &= 0 \\ \rho \frac{dU}{dt} &= -\nabla P\end{aligned}\quad (2.11)$$

Les conditions aux limites sont, en $x = 0$ et $x = e$:

$$\begin{aligned}\bar{U}(x = 0) &= U_A \quad u(x = 0) = 0 \\ P_{ext} &= P(x = e) + \frac{1}{2} \rho U(x = e)^2\end{aligned}\quad (2.12)$$

Encadré 2.2 : Obtention de l'amortissement ajouté négatif (Antoine et al. 2008)

La résolution du système, en tenant compte de la vitesse de la plaque \dot{z} nous donne :

$$\begin{aligned} \text{Ordre 0 : } \bar{U}' &= 0 \quad \bar{P}' = 0 \\ \text{Ordre 1 : } u' - \frac{\dot{z}}{H} &= 0 \\ \rho(\dot{u} + U_A u') &= -p' \end{aligned} \quad (2.13)$$

La dérivée temporelle est notée avec un point et la dérivée spatiale selon x avec une apostrophe.

On en déduit les expressions des variations de vitesse et de pression à l'aide des conditions aux limites :

$$\begin{aligned} u &= \frac{\dot{z}}{H} x \\ p &= -\rho \left(\frac{\ddot{z}}{H} \frac{x^2 - e^2}{2} + U_A \frac{\dot{z}}{H} x \right) \end{aligned} \quad (2.14)$$

La force s'appliquant sur la plaque est obtenue en intégrant la pression p sur la plaque :

$$\begin{aligned} \underline{F} &= \left(-2 \int_0^L \int_0^e p(x, t) dx dy \right) \underline{e}_z \\ &= 2L\rho \left(\frac{e^3}{3} \frac{\ddot{z}}{H} + U_A e^2 \frac{\dot{z}}{2H} \right) \underline{e}_z \end{aligned} \quad (2.15)$$

Le premier terme est donc une masse ajoutée. Un calcul rapide d'ordre de grandeur montre qu'il est largement négligeable en comparaison de la masse de la plaque m . Le deuxième terme est un amortissement ajouté, que l'on peut reformuler :

$$\eta_a = -\frac{\rho U_j L d}{4\sqrt{km}} \frac{e^2}{H^2} \quad (2.16)$$

Nous avons fait varier les paramètres géométriques, avec des buses de largeur de jet et d'épaisseur différentes, ainsi que la vitesse du jet à l'aide du contrôleur de débit, afin d'observer leur influence sur la stabilité de la plaque.

2.2.2 Influence de la vitesse du jet

Pour une même buse de largeur $d = 2 \text{ mm}$ et une épaisseur de paroi $e = 1.5 \text{ mm}$, cinq vitesses de jet différentes sont testées, entre 6 et 30 m.s^{-1} .

Les résultats vont être présentés en utilisant la vitesse réduite, nombre adimensionnel introduit dans l'introduction. On définit ici la vitesse réduite :

$$U_r = \frac{2\pi U_j}{\omega A} \quad (2.17)$$

comme le rapport entre la vitesse orthogonale du jet U_j et la vitesse de la plaque $\omega A/2\pi$, où $A = 1 \text{ mm}$ représente l'ordre de grandeur de l'amplitude du déplacement de la plaque. La gamme de vitesses réduites des différents essais $U_r \in [5.10^2 - 3.10^3]$ est largement supérieure à 1, l'écoulement est donc ici quasi-statique. Le fluide perçoit une structure immobile et s'adapte instantanément au mouvement de la structure (DE LANGRE 2001 ; HÉMON 2006). Les résultats pour différentes vitesses sont tracés dans la figure 2.4. On peut observer qu'à

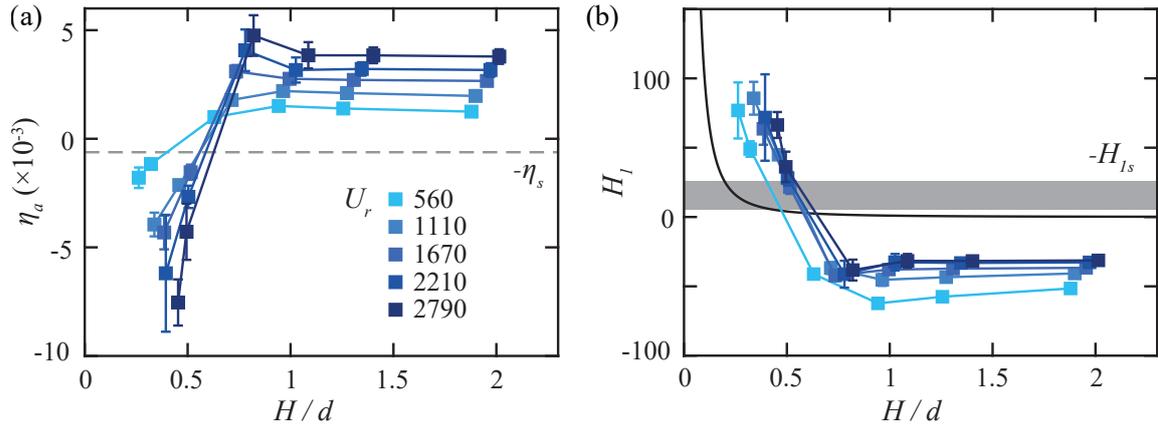


Figure 2.4 – A gauche : évolution de l’amortissement ajouté pour différentes vitesses réduites. A droite : évolution de la dérivée de flottement H_1 pour différentes vitesses réduites. La courbe noire correspond à l’évolution de H_{1C} (équation (2.19)). Paramètres géométriques de la buse : $d = 2 \text{ mm}$, $e = 1.5 \text{ mm}$.

des vitesses plus élevées, la chute de l’amortissement vers des valeurs négatives, lorsque le jet est proche, est plus importante. La distance critique augmente avec la vitesse de jet. L’effet stabilisateur, lorsque le jet est éloigné, croît également avec la vitesse réduite. L’amortissement ajouté positif reste constant entre $H/d = 0.8$ et $H/d = 2$, et la valeur du plateau augmente avec la vitesse du jet. Cet effet est intuitif, car l’amplitude des forces de pression fluides, qu’elles soient stabilisantes ou déstabilisantes, augmente avec la vitesse de l’écoulement.

Pour exprimer la force du jet en l’adimensionnant en fonction des grandeurs caractéristiques du fluide, nous choisissons de la réécrire avec la dérivée de flottement H_1 , notation conventionnelle en aéroélasticité pour décrire la force d’un écoulement sur un solide en mouvement. Les dérivées de flottement ont été introduites par THEODORSEN (1935) pour exprimer les forces et moments s’appliquant sur un profil d’aile en couplage flexion-torsion dans un écoulement tangentiel, en cas de mouvements de faible amplitude de l’obstacle. Les expressions des dérivées de flottement $A_{1,\dots,4}$ et $H_{1,\dots,4}$ sont explicitées dans l’équation (1.9).

La dérivée de flottement H_1 est celle caractérisant la force de portance s’appliquant sur la structure, proportionnelle à sa vitesse de déplacement \dot{z} . On peut relier la force F , l’amortissement ajouté η_a et la dérivée de flottement H_1 par la relation suivante :

$$F = -2m\omega\eta_a\dot{z} = \frac{1}{2}\rho LdU_j^2 H_1 \frac{\dot{z}}{U_j} \quad (2.18)$$

où Ld est la section de la buse. Les signes de H_1 et de η_a sont opposés. Comme on peut le voir sur la figure 2.4, un cas stable correspond à une valeur négative de H_1 et un cas instable à une valeur positive.

L’expression du terme d’ANTOINE et al. (2008) peut être écrite sous forme de dérivées de flottement H_{1C} :

$$H_{1C} = \frac{e^2}{H^2} \quad (2.19)$$

L’intérêt de ce changement de notation est d’exprimer la force subie par la plaque sous forme adimensionnelle, en utilisant les caractéristiques du jet, à l’origine de cette force. L’amortissement ajouté est un coefficient adimensionné utilisant la masse et la raideur du système et est donc moins pertinent pour comparer l’effet de différents jets.

Sur la figure 2.4b) est tracée l’évolution de H_1 en fonction de H/d . Les données des différents

essais se rassemblent, notamment dans le régime instable. Le seuil d'instabilité $-H_{1s}$, calculé avec l'amortissement structural, n'a plus la même valeur pour les différentes vitesses à cause de l'adimensionnement, et est inversement proportionnel à la vitesse. Les limites d'instabilité des cinq vitesses différentes sont comprises dans la zone grisée. Dans le second régime stabilisant, à des distances de soufflage supérieures, on obtient un plateau négatif. Les plateaux pour différentes vitesses se sont également rassemblés par rapport aux écarts observés en utilisant l'amortissement ajouté. On note toutefois que la valeur est plus importante, en valeur absolue, pour les vitesses réduites les plus faibles. L'effet est marqué pour la courbe pour $U_r = 560$. Il peut s'agir d'un effet Reynolds sur l'effet stabilisateur apporté par le jet.

De manière analogue à l'expression de la traînée sous la forme d'un coefficient scalaire de traînée, ces courbes valident qu'exprimer la force du jet sous la forme de H_1 permet bien de s'affranchir de l'influence des paramètres dimensionnant l'écoulement, ici la vitesse de jet. Enfin, la courbe noire, qui correspond au modèle théorique de H_{1C} , n'est pas en accord avec les résultats expérimentaux. Elle reste positive et converge rapidement vers 0 et ne capture donc pas l'effet stabilisateur et le plateau négatif observé. L'allure de la courbe est similaire pour des distances de soufflage faibles, cependant la distance critique est largement sous-estimée par le modèle théorique.

2.2.3 Influence de la géométrie de la buse

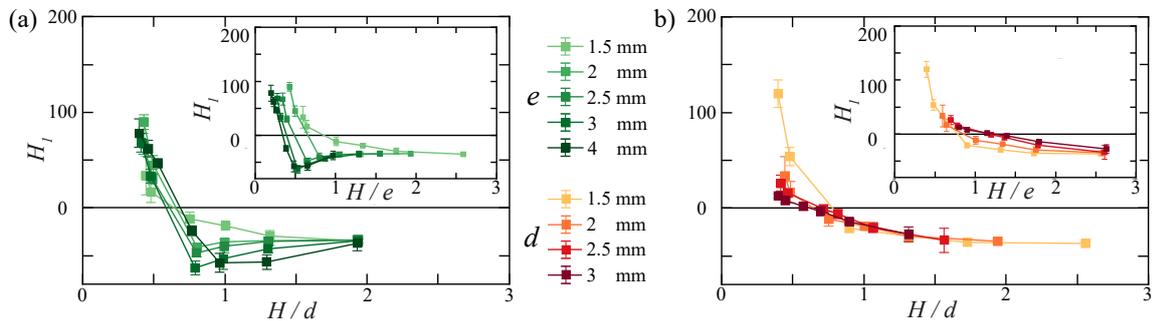


Figure 2.5 – À gauche : influence de l'épaisseur de la paroi de la buse e tracée en fonction de H/d et de H/e . $d = 2 \text{ mm}$ et $U_r = 1800$. À droite : influence de la largeur du jet d tracée en fonction de H/d et de H/e . $e = 1.5 \text{ mm}$ et $U_r = 1800$.

La géométrie de la buse est un paramètre clé dans le terme déstabilisant calculé à l'aide des méthodes de leakage flows, η_a étant proportionnel à $d \times e^2$ dans l'équation (2.7). Pour le vérifier, les essais ont été réalisés avec différentes buses d'épaisseur de paroi e et de largeur de jet d variables, à une vitesse de jet constante (le débit imposé n'était donc pas le même selon la section de la buse).

Alors que le modèle d'ANTOINE et al. (2008) prédit une évolution en fonction de H/e ($H_{1C} = \frac{e^2}{H^2}$), les résultats pour différentes épaisseurs e entre 1.5 et 4 mm, tracés en fonction de H/e , présentent un ensemble de courbes dispersées, dans l'encart de la figure 2.5a). Les distances critiques adimensionnelles valent entre 0.3 et 0.8, alors que la distance critique H varie très peu en fonction de la buse. On l'observe en utilisant H/d comme axe des abscisses, la largeur de jet d restant constante, sur la figure 2.5a). On remarque qu'agrandir la paroi de la buse a pour conséquence l'apparition d'un minimum par lequel passe la courbe à une distance buse-plaque légèrement supérieure à la distance critique, avant que la paroi n'ait logiquement plus d'influence et que toutes les courbes se regroupent lorsque la buse est éloignée, à $H/d = 1.93$.

Les résultats montrent au contraire, que les courbes tracées pour d entre 1.5 et 3 mm se regroupent en une seule courbe lorsque l'on trace H_1 en fonction de H/d sur la figure 2.5b). La longueur caractéristique de l'apparition d'instabilités semble donc être expérimentalement la largeur du jet, et non l'épaisseur de la paroi, ce qui soulève des questions sur la validité des hypothèses prises dans les calculs menant au terme instable H_{1C} , comme la représentation uniforme de l'écoulement entre la plaque et la paroi de la buse à la vitesse $U_A = \frac{d}{2H}U_j$ (définie dans l'encadré 2.2).

2.2.4 Evolution de la raideur ajoutée

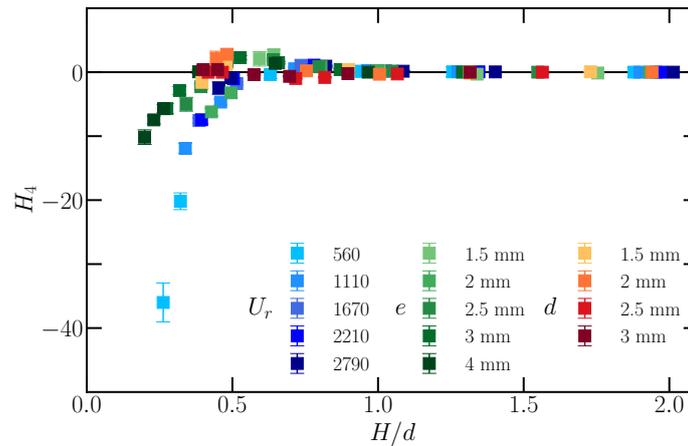


Figure 2.6 – Evolution de H_4 en fonction de H/d , en faisant varier la vitesse réduite U_r , l'épaisseur de paroi e et la largeur de jet d .

Les essais nous montrent également une modification de la pulsation d'oscillation lorsque le jet impacte la plaque. La variation de la pulsation due à l'amortissement, proportionnelle à $\eta^2 = 0(10^{-4})$, est négligeable. La présence du jet apporte donc de la raideur ajoutée et modifie la fréquence d'oscillation de la plaque. Pour l'exprimer, on utilise la dérivée de flottement H_4 , définie au chapitre 1 par l'équation (1.9), que l'on peut relier à la raideur ajoutée k_a , puis à la pulsation ω et à la pulsation sans jet ω_0 par la relation suivante :

$$F = \frac{1}{2}\rho LU_j^2 H_4 z = -k_a z = -m(\omega^2 - \omega_0^2)z \quad (2.20)$$

H_4 est de signe opposé à la raideur ajoutée. Il est négatif si la pulsation est supérieure à la pulsation sans le jet.

Les résultats sont tracés sur la figure 2.6. Lorsque la plaque reste stable sous l'effet du jet, pour $H/d > 0.5$, la variation de pulsation est négligeable et la valeur de H_4 est proche de 0. En dessous de cette distance critique, on observe que la fréquence de vibration augmente et la courbe de H_4 chute vers des valeurs négatives.

Ces observations nous permettent d'écarter la possibilité d'instabilité de divergence, où la raideur ajoutée serait négative et annulerait la raideur du système, ayant pour conséquence un changement soudain de la position d'équilibre de la plaque. Les variations de la fréquence lors des essais restent inférieures à 10% de la fréquence naturelle du système, et sont d'un second ordre en comparaison des effets sur l'amortissement.

Ainsi, les données expérimentales nous montrent une instabilité de flottement qui provient d'un amortissement ajouté négatif qui annule et domine l'amortissement structural lorsque la distance buse-plaque est faible. La fréquence de vibration varie peu, et augmente seulement

légèrement avec la présence du jet, éliminant la possibilité d'une instabilité statique de divergence. Un second régime, lorsque la buse est plus éloignée de la plaque, est identifié, où l'amortissement ajouté est positif et stabilisateur. L'influence des différents paramètres a été caractérisée. Ces résultats nous poussent à développer un modèle théorique, permettant notamment d'appréhender l'effet stabilisateur du jet lorsque la distance de soufflage est supérieure à la distance critique.

2.3 Modélisation de l'effet stabilisateur à longue distance

L'effet stabilisateur aux distances de soufflage importantes n'est pas détaillé dans le modèle bibliographique (ANTOINE et al. 2008). Nous étudions dans ce chapitre les causes de la stabilité accrue de la plaque sous l'impact d'un jet, à travers deux termes développés et ajoutés au modèle de dérivées de flottement, dus à l'impact orthogonal de l'écoulement, puis à l'écoulement tangentiel défecté de chaque côté de la buse, illustrés sur la figure 2.7. En plus des essais, des simulations numériques ont été conduites par l'entreprise Optiflow. Ces simulations, avec une plaque statique, permettent de mieux appréhender le champ de vitesse, notamment lorsque le jet est dévié à l'impact, ainsi que la répartition de la pression pariétale à la surface de la plaque. Les simulations utilisent les équations *RANS*, Reynolds-averaged Navier-Stokes et la méthode des volumes finis. Elles sont bidimensionnelles, dans le plan de coupe illustré sur la figure 2.7. La vitesse débitante de la buse est imposée en amont. La largeur de jet est fixée à $d = 2 \text{ mm}$. L'épaisseur de la paroi est de 1.5 mm . Différentes vitesses de jet, de $6, 20$ et 30 m.s^{-1} , et hauteurs de soufflage $H/d = 0.6, 1$ et 5 ont été imposées, afin de reproduire les configurations expérimentales. Un exemple de champ de vitesse longitudinale à la plaque est tracé sur la figure 2.10.

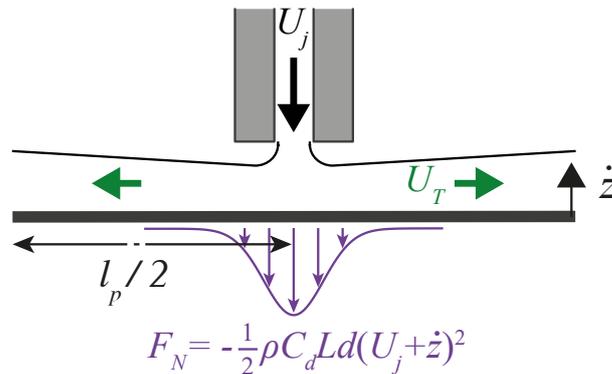


Figure 2.7 – Illustration des deux sources d'effet stabilisateur. En violet, l'impact normal et la force de traînée sur la plaque, soumise à des variations de la vitesse apparente du jet. En vert, l'écoulement tangentiel dévié de chaque côté de la buse.

2.3.1 Impact orthogonal

L'impact du jet sur la plaque génère une force normale F_N , similaire à une force de traînée, exprimée :

$$F_N = -\frac{1}{2} \rho C_d L d U_j^2 \quad (2.21)$$

où C_d est un coefficient scalaire à déterminer. On peut le vérifier aisément expérimentalement, en mesurant le déplacement δ de la position d'équilibre de la plaque à l'activation du jet, lorsque le jet repousse la plaque à une nouvelle position d'équilibre. On obtient ensuite la force $F = k\delta$, avec k la raideur du système. Les résultats sont présentés sur la figure 2.8. La force évolue bien quadratiquement avec la vitesse de jet. On déduit, par régression linéaire, la valeur de $C_d \approx 2.4$, qui varie très peu en fonction de H , voir les marqueurs noirs sur la figure 2.8 b). A noter que dans ce cas, H est définie comme la distance buse-plaque sans jet et est de l'ordre du millimètre. Les déplacements δ mesurés sont de l'ordre de 0.1 mm.

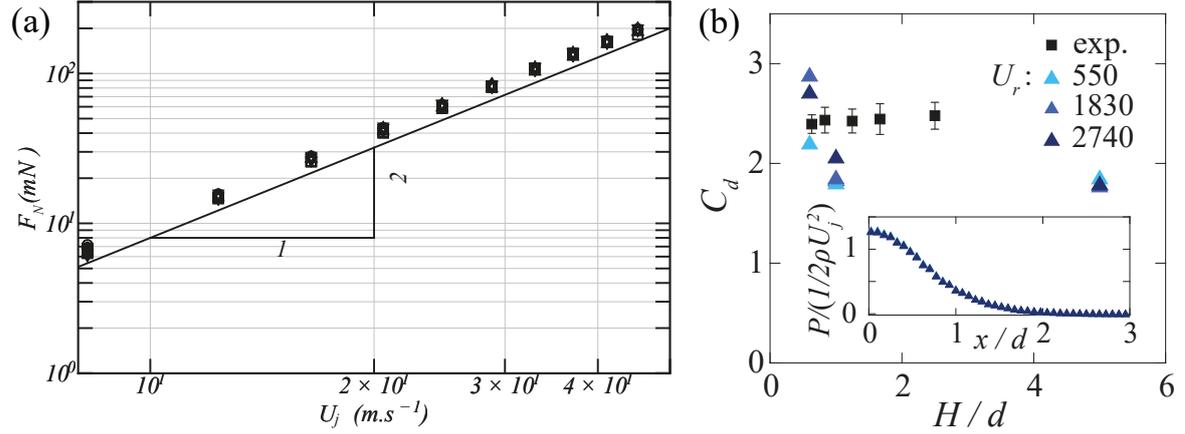


Figure 2.8 – a) Force du jet F_N , obtenue en mesurant le déplacement de la plaque, en fonction de la vitesse du jet U_j . Les différents marqueurs correspondent à des distances H/d valant [0.63, 0.83, 1.24, 1.67, 2.5]. La relation entre F_N et U_j permet d'obtenir C_d . b) Coefficient de traînée C_d en fonction de la distance adimensionnelle H/d . Résultats obtenus expérimentalement et par simulations numériques. C_d est calculé numériquement en intégrant la pression pariétale sur la plaque, tracée en insert pour $H/d = 5$ et différents U_r .

Les simulations numériques nous permettent également de calculer C_d en intégrant le champ de pression pariétale, tracé en insert de la figure 2.8 b), sur la surface de la plaque. Le profil de pression est semblable à une gaussienne, ce qui est cohérent avec la bibliographie (NYIRUMULINGA 2011 ; TU et WOOD 1996). Les valeurs obtenues, également sur la figure 2.8 b), varient en fonction de la vitesse, qui correspond à la couleur du marqueur, et de la distance H . Elles sont du même ordre de grandeur que les résultats expérimentaux. La valeur de C_d semble être un plateau entre $H/d = 1$ et $H/d = 5$, où l'effet de la vitesse de jet est faible. Dans la zone critique, pour $H/d = 0.6$, les coefficients C_d dépassent 2. On obtient 2.19 pour $U_j = 6 \text{ m.s}^{-1}$ puis 2.87 pour $U_j = 20 \text{ m.s}^{-1}$ et 2.70 pour $U_j = 30 \text{ m.s}^{-1}$, mettant en évidence un effet non monotone du nombre de Reynolds sur la valeur de C_d .

Lorsque la plaque se déplace avec une vitesse verticale \dot{z} , la vitesse de jet apparente dans son référentiel est modifiée et devient $U_j + \dot{z}$. En modifiant la vitesse dans l'expression de la force normale, on obtient un terme du premier ordre d'amortissement ajouté positif :

$$F_N = -\frac{1}{2}\rho C_d L d (U_j + \dot{z})^2 \approx -\frac{1}{2}\rho C_d L d U_j^2 - \rho C_d L d U_j \dot{z} \quad (2.22)$$

La dérivée de flottement correspondante est constante et négative :

$$H_{1N} = -2C_d \quad (2.23)$$

Sur la figure 2.9, on observe que l'apport de l'impact normal, tracé avec $C_d = 2.1$, la moyenne entre les résultats expérimentaux et les résultats des simulations, à une distance buse-plaque significative, est bien plus faible que la valeur du plateau négatif obtenue lors des essais. Ce

seul terme ajouté ne permet pas de justifier le gain de stabilité observé.

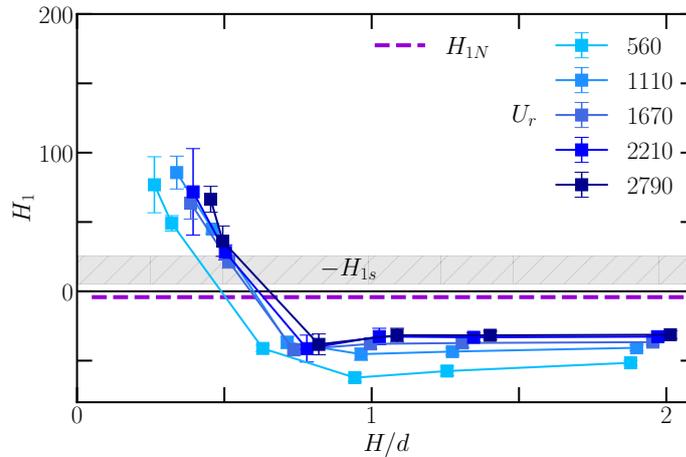


Figure 2.9 – Contribution de l'impact normal du jet, H_{1N} .

2.3.2 Écoulement tangentiel

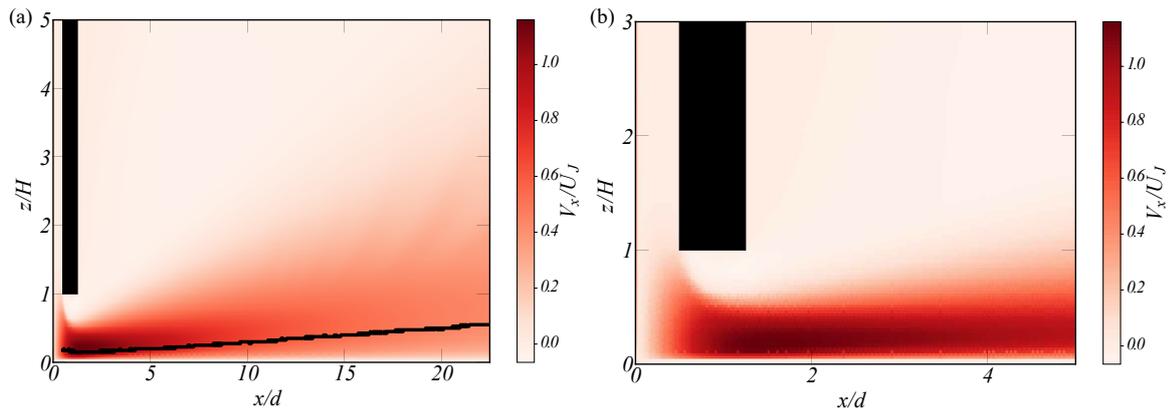


Figure 2.10 – a) Champ de la vitesse horizontale adimensionnelle V_x/U_j , pour $H/d = 1$. La ligne noire correspond à l'épaisseur de jet pariétale, définie par la hauteur où le taux de cisaillement change de signe. b) Zoom sur l'écoulement confiné entre la paroi de la buse et la plaque.

Après avoir impacté la plaque, l'écoulement est dévié et crée un écoulement tangentiel le long de la surface, conformément à la figure 2.7. Un écoulement tangentiel autour d'un obstacle profilé avec des degrés de liberté peut créer des termes d'amortissement et de raideur ajoutés, comme l'a montré Theodorsen pour un profil d'aile, dans la théorie *Unsteady Airfoil Theory* (UAT) (HÉMON 2006 ; THEODORSEN 1935) où il a déterminé les expressions des dérivées de flottement introduites précédemment. La théorie est développée dans le cas d'un écoulement incompressible et irrotationnel, d'un fluide non visqueux, validant la condition de Kutta au bord de fuite. La force de portance subie par le profil d'aile varie avec le mouvement à faible amplitude de l'objet, car celui-ci modifie la vitesse et l'angle d'attaque apparents de l'écoulement. Le terme établi proportionnel à la vitesse \dot{z} de l'obstacle est négatif, ce qui signifie que l'écoulement tangentiel stabilise le système et amortit son mouvement, ce qu'on observe expérimentalement.

Ici, l'écoulement tangentiel a lieu de chaque côté de la buse sur une demi-longueur $l_p/2$, uniquement sur le dessus de la plaque. On adapte à notre problème et à l'adimensionnement choisi le terme proportionnel à \dot{z} explicité dans l'UAT, pour obtenir une dérivée de flottement

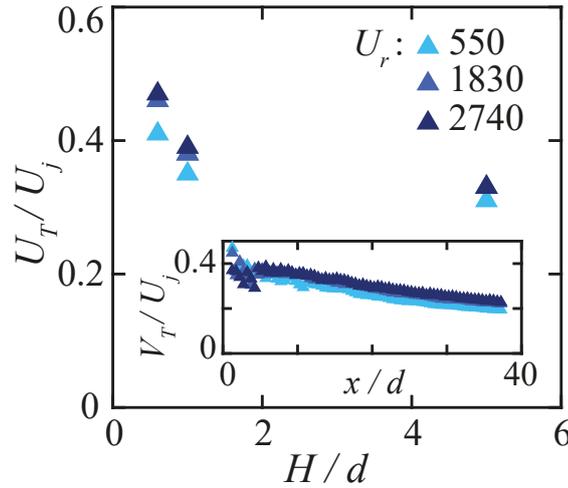


Figure 2.11 – Vitesse tangentielle adimensionnelle en fonction de H/d . U_T est la vitesse tangentielle V_T moyennée sur la longueur de la plaque. Tracée en insert pour $H/d = 5$ et différents U_r , V_T est la vitesse horizontale moyennée sur l'épaisseur de jet pariétal.

due à l'écoulement tangentiel :

$$H_{1T} = -\pi F(k_T/2) \frac{l_p U_T}{d U_j} \quad (2.24)$$

Le coefficient π provient de la dérivée de la force de portance en fonction de l'angle d'attaque. Il vaut initialement 2π . L'écoulement n'ayant lieu que d'un côté de la plaque dans notre cas, nous l'avons divisé par 2. La fonction F est la fonction de Theodorsen, définie à l'aide de fonctions de Bessel d'ordre 1 et 0. Elle permet de décrire les cas qui ne relèvent pas de la théorie quasi-statique. Elle dépend directement de la pulsation réduite k_T , qui est définie à partir de l'écoulement tangentiel, qui compare le temps que met une particule fluide à parcourir la demi-largeur de la plaque $l_p/2U_T$, et la période d'oscillation du solide $2\pi/\omega$ (HÉMON 2006) :

$$k_T = \omega l_p / 2U_T \quad (2.25)$$

Lorsque k_T tend vers zéro, on retrouve $F(k_T \rightarrow 0) = 1$ et la théorie quasi-statique. Les rapports de longueurs et de vitesses viennent de nos choix de grandeurs caractéristiques pour adimensionner la force et définir H_1 , qui sont celles de l'écoulement normal et non de l'écoulement tangentiel. Dans notre étude, l'écoulement tangentiel n'a pas un profil de vitesse uniforme et constant dans l'environnement autour de la structure, qui correspond à une vitesse à l'infini, comme c'est le cas dans les problèmes modélisés dans la bibliographie (HÉMON 2006 ; SCANLAN et TOMKO 1971 ; THEODORSEN 1935). Il est créé au milieu de la plaque, est limité à son voisinage et varie le long de celle-ci. et varie à mesure que le jet s'élargit en s'éloignant de la buse (GLAUERT 1956 ; MAUREL et al. 2004). De plus, les faibles dimensions du dispositif expérimental rendent difficile et fastidieux de mesurer le champ de vitesse le long de la plaque, avec les techniques classiques (anémomètre à fil chaud, sonde Pitot ou PIV).

Nous allons donc exploiter les simulations numériques pour visualiser les champs de vitesse créés par le jet. Le champ de vitesse longitudinale à la plaque est tracé sur la figure 2.10. U_T est une vitesse définie pour caractériser l'écoulement transverse. Pour estimer sa valeur et celle du rapport U_T/U_j , nous utilisons donc les résultats des simulations numériques. La vitesse horizontale tangentielle $V_T(x)$ est définie le long de la plaque comme la vitesse moyenne sur l'épaisseur de jet pariétal, entre la paroi et la hauteur où le taux de cisaillement

change de signe, tracée en noir sur la figure 2.10 a). Le profil de V_T le long de la plaque est intégré dans la figure 2.11. On peut observer que la vitesse tangentielle décroît faiblement le long de la plaque, pendant que l'épaisseur de jet augmente, et que son profil et dépend peu de la vitesse réduite. U_T est ensuite la valeur moyenne de V_T le long de la plaque. Les valeurs obtenues de U_T/U_j pour les différentes simulations sont présentées dans cette même figure et valent entre 0.31 et 0.47. Les valeurs les plus élevées sont atteintes lorsque la buse est très proche, $H/d = 0.6$. Ensuite, entre $H/d = 1$ et $H/d = 5$, le rapport décroît très lentement. On observe également un léger effet Reynolds avec une vitesse tangentielle plus élevée en augmentant la vitesse de jet. Dans la suite des calculs, la valeur de U_T/U_j sera fixée à une valeur médiane de $U_T/U_j = 0.38$.

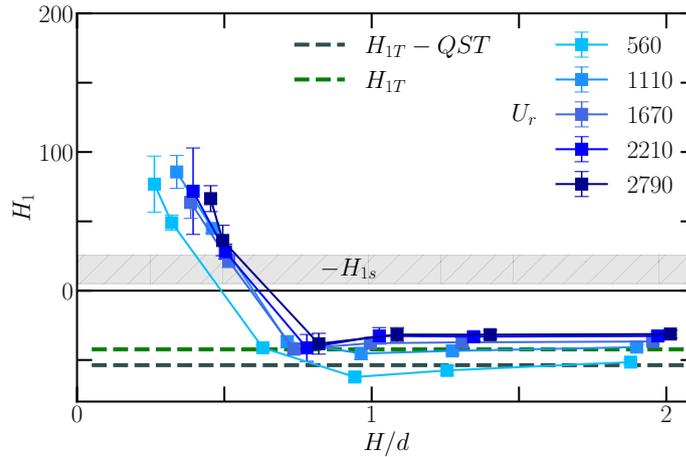


Figure 2.12 – Contribution de l'impact normal du jet, H_{1T} . En vert foncé dans la limite quasi-statique, $U_T/U_j = 0.38$. En vert, en utilisant l'UAT, avec $U_R = 2740$, $U_T/U_j = 0.38$ et $k_T = 0.27$.

On trace dans un premier temps la valeur de H_{1T} , sur la figure 2.12, en prenant en compte que l'écoulement tangentiel est quasi-statique pour l'écoulement tangentiel, ce qui signifie que la pulsation réduite k_T , qui est l'inverse d'une vitesse réduite, tend vers 0. On considère donc $F(k_T/2 \rightarrow 0) = 1$. On obtient un terme constant négatif $H_{1T} \approx -55$ qui est treize fois supérieur à la contribution de l'impact normal H_{1N} . Le terme tangentiel se situe dans les mêmes ordres de grandeur que les résultats expérimentaux, qui se situent dans l'intervalle $[-60; -30]$. Additionné au terme normal H_{1N} , l'effet stabilisateur est bien capturé par le modèle, même si légèrement surestimé, avec une valeur du plateau qui est moins importante, en valeur absolue, pour la majorité des essais.

L'hypothèse quasi-statique est valide pour l'écoulement normal, car la vitesse réduite définie dans l'équation (2.17), qui dépend du mouvement selon e_z , de la vitesse de jet U_j et de l'amplitude des oscillations comme distance caractéristique, est largement supérieure à 1. Cependant, il est nécessaire de vérifier sa cohérence pour l'écoulement tangentiel, en calculant la valeur de la pulsation réduite k_T , qui correspond à l'inverse d'une vitesse réduite pour l'écoulement tangentiel, comparant le temps de trajet d'une particule fluide longeant la plaque, à son temps d'oscillation.

Avec $\omega = 69 \text{ rad.s}^{-1}$, $l_p = 90 \text{ mm}$, $U_j = 30 \text{ m.s}^{-1}$ et $U_T/U_j = 0.38$, soit $U_T = 11.4 \text{ m.s}^{-1}$, la valeur obtenue est $k_T = 0.27$. Les échelles de temps fluide et solide sont donc du même ordre de grandeur et la pulsation réduite est difficilement négligeable. Le terme stabilisateur, en prenant en compte $k_T = 0.27$ est également tracé sur la figure 2.12. L'effet stabilisateur théorique de l'écoulement tangentiel calculé avec l'UAT diminue de 21% par rapport à la théorie quasi-statique. Le modèle est plus proche des courbes expérimentales pour les vitesses réduites les plus élevées, qui correspondent aux données prises pour calculer H_{1T} .

Ce nouveau terme est donc prépondérant en comparaison de la contribution de l'impact normal H_{1N} tracé sur la figure 2.13. La somme des deux termes permet de mieux prédire le gain de stabilité dû aux jets dans un modèle plus complet :

$$H_{1Tot} = H_{1C} + H_{1N} + H_{1T} \quad (2.26)$$

La contribution positive de H_{1C} , modélisant le phénomène instable, prédit néanmoins toujours une distance critique d'apparition du flottement trop faible.

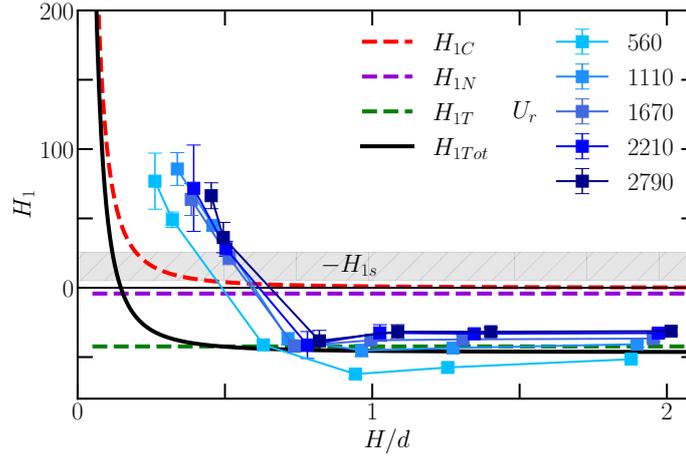


Figure 2.13 – Modèle complet avec $C_d = 2.1$, $U_R = 2740$, $U_T/U_j = 0.38$ et $k_T = 0.27$. Comparaison avec les résultats expérimentaux pour $d = 2 \text{ mm}$ et $e = 1.5 \text{ mm}$.

La contribution de l'écoulement tangentiel est proportionnelle à la longueur de la plaque l_p . La plaque utilisée mesure $90 \times 150 \text{ mm}$. Pour tous les essais précédents, la buse est alignée au bord long de la plaque, et la longueur de l'écoulement est donc $l_p = 90 \text{ mm}$, cf. la figure 2.2. Pour vérifier la proportionnalité à l_p , la buse est pivotée de 90° afin que le soufflage se fasse sur une longueur plus importante $L_p = 150 \text{ mm}$. A noter que dans ce sens, l'écoulement rencontre à 20 mm du bord les dispositifs d'attache des ressorts, visibles sur la figure 2.14.

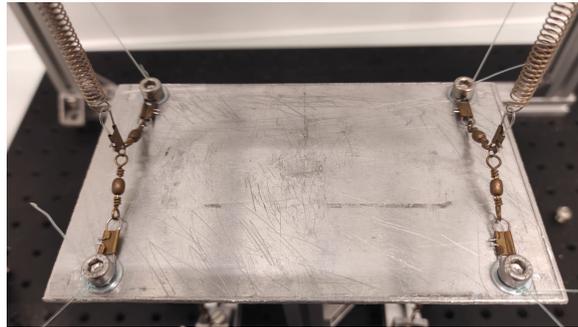


Figure 2.14 – Photo de la plaque.

En augmentant la longueur de la plaque prise en compte, les résultats, sur la figure 2.15, ne mettent pas en évidence une augmentation de la valeur du plateau négatif. Les courbes ne montrent pas une différence de tendance entre les deux orientations du jet, ils montrent une valeur du plateau négatif dans le régime stable similaire avec $H_1 \in [-30; -25]$ et la même distance critique d'apparition des instabilités.

Le modèle prenant en compte une longueur de plaque plus grande prédit pourtant logiquement un effet plus important de l'écoulement tangentiel et une valeur du plateau

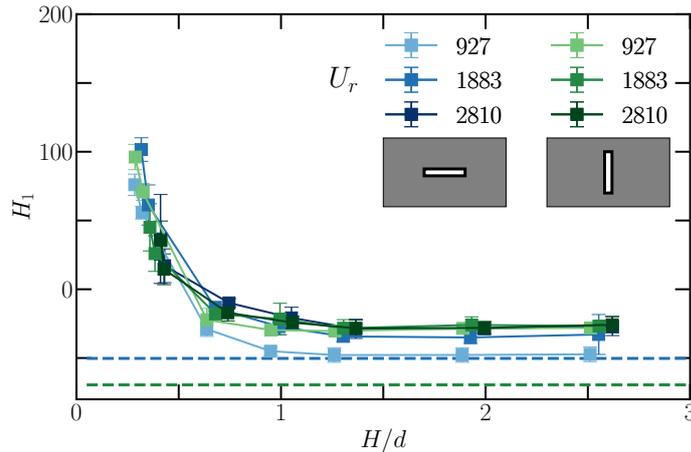


Figure 2.15 – Résultats pour des séries d’essais dans les mêmes conditions, en variant l’orientation de la buse. En pointillé, les valeurs théoriques des plateaux ($H_{1N} + H_{1T}$) pour $l_p = 90$ ou 150 mm. Le rapport U_T/U_j est calculé à l’aide des simulations et vaut respectivement 0.38 et 0.33.

$H_{1T} + H_{1N} = -70$, comme le montre la courbe verte pointillée.

Une explication possible aux faibles écarts expérimentaux peut être que les attaches des ressorts perturbent l’écoulement tangentiel et que la longueur à prendre en compte est $150 - 2 \times 20 = 110$ mm. Cela réduit l’écart théorique entre les deux configurations, en la faisant passer de 38% à 14%.

Cependant, les attaches des ressorts prennent peu de place, et sont décollées de la surface au milieu de la plaque. Elles ne semblent donc pas gêner l’établissement de la vitesse tangentielle au point de tronquer la longueur de la plaque prise en compte dans le calcul de H_{1T} . Il est important de noter que la décroissance de l’écoulement tangentiel et du profil de V_T est déjà prise en compte dans le calcul de H_{1T} , avec un rapport $U_T/U_j = 0.38$ pour $l_p = 90$ mm et 0.33 pour 150 mm, les valeurs obtenues à l’aide des simulations numériques.

Le modèle capture ainsi correctement l’ordre de grandeur de l’effet stabilisateur. Cependant, certaines limites apparaissent dans les tendances obtenues lorsque l’on fait varier différents paramètres, comme la longueur de la plaque, qui ne se vérifient pas expérimentalement.

De plus, l’effet Reynolds observé expérimentalement, où le plateau négatif de H_1 est à une valeur plus élevée, en valeur absolue, pour les faibles vitesses réduites n’est pas capturé par le modèle. En effet, diminuer la vitesse de jet a pour effet d’augmenter la pulsation réduite k_T et de faire décroître $F(k_T/2)$. La valeur de $|H_{1T}|$ en est donc plus faible, la tendance est opposée à celle obtenue expérimentalement.

Enfin, il est difficile de vérifier que la rigueur de la définition de l’écoulement dans les calculs de THEODORSEN (1935) est valide dans notre cas : écoulement à vitesse constante, incompressible et irrotationnel, d’un fluide non visqueux, dans lequel l’obstacle est placé, et validant la condition de Kutta au bord de fuite.

Les hypothèses d’un écoulement non visqueux et incompressible sont aisément vérifiées. Cependant, l’écoulement tangentiel n’est pas tout autour de l’obstacle, à vitesse constante, mais se trouve seulement dans une couche de faible épaisseur, d’un seul côté de la plaque. Sa vitesse varie le long de la paroi. Il est très difficile de vérifier expérimentalement s’il est irrotationnel, en visualisant son champ de vitesse et sa vorticité. Les simulations numériques montrent une vorticité non nulle par endroit, en particulier là où le jet est dévié.

Malgré ces limitations, le rôle stabilisateur de l’écoulement tangentiel présente néanmoins de fortes similitudes, dans notre cas d’étude, avec la théorie plus stricte d’un profil mince dans un écoulement infini dont on s’inspire. En revanche, le premier régime instable, à faibles distances H/d , est moins précisément décrit par le terme théorique H_{1C} qui est discuté dans la prochaine section.

2.4 Discussions autour du mécanisme d'instabilité

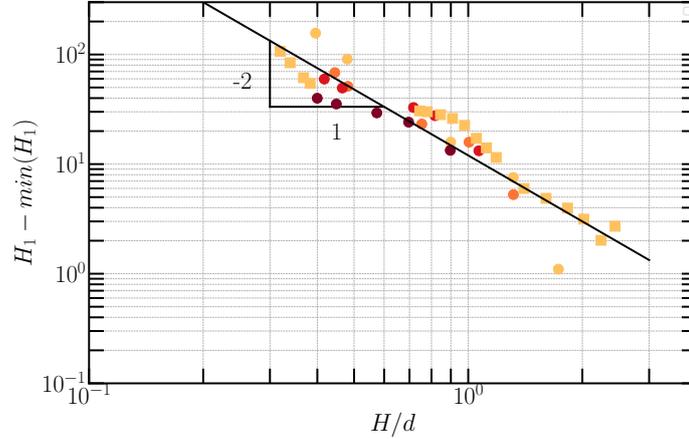


Figure 2.16 – Evolution du terme instable isolé, pour les données de la figure 2.5 pour différentes largeurs de jet d , en échelle logarithmique. $e = 1.5 \text{ mm}$, $U_r = 1870$. Les marqueurs carrés correspondent à une série d'essais supplémentaire, pour $d = 1.5 \text{ mm}$, plus fournie en points.

Le terme instable utilisé actuellement, $H_{1C} = (e/H)^2$, sous-estime grandement la distance critique d'apparition des instabilités. Un facteur 10 est nécessaire pour capturer le changement de régime à la bonne distance buse-plaque. De plus, il dépend quadratiquement de l'épaisseur de la paroi e , ce qui n'est pas vérifié expérimentalement.

Le régime d'instabilité semble tout de même bien être proportionnel à $1/H^2$. On le vérifie en traçant $H_1 - \min(H_1)$ sur la figure 2.16, avec les résultats de la figure 2.5a). $H_1 - \min(H_1)$ est une estimation du terme positif instable H_{1C} . Le minimum de H_1 se situe sur le plateau négatif pour des plus grandes distances, dont on souhaite s'affranchir. On opte pour la valeur extrême pour éviter les nombres négatifs et pouvoir ainsi utiliser l'échelle logarithmique. La tendance de l'ensemble des points montre une bonne corrélation avec une pente de -2.

Nous n'avons pas identifié d'autres mécanismes d'instabilités théoriques. Cependant ce modèle ne nous paraît pas totalement adapté. Il utilise tout d'abord des calculs classiques dans l'étude des *leakage flows*, écoulements confinés dans une section de faible hauteur. Dans ces modèles (INADA et HAYAMA 1990a,b; MULCAHY 1988; PAÏDOUSSIS 2009; PORCHER 1994), l'une des premières hypothèses est que la hauteur de l'écoulement doit être négligeable en comparaison de la longueur. Or, dans notre problème, la longueur de la zone confinée, qui équivaut à l'épaisseur de la paroi, est très faible et le rapport H/e est de l'ordre de 1. La paroi de la buse est trop fine pour considérer que l'écoulement est un *leakage flow*.

Le profil uniforme de vitesse tangentielle dans la zone confinée utilisé dans l'établissement de H_{1C} , calculé par conservation du débit, est également remis en cause par les champs de vitesse obtenus par simulations numériques (Figure 2.10b)). Dans la zone sous la buse, on observe une zone de survitesse proche de la paroi et une zone de recirculation au-dessus. Cette survitesse dépasse le double de la vitesse calculée pour un profil uniforme.

Enfin, comme développé dans le chapitre 2.2.3, les résultats expérimentaux de la figure 2.5 mettent en évidence une longueur caractéristique en facteur de $1/H^2$ qui n'est pas l'épaisseur de la paroi e , mais plutôt la largeur du jet d . En effet, les courbes tracées en fonction de H/d pour différentes géométries se regroupent, tandis que celles en fonction de H/e présentent des distances critiques adimensionnelles différentes.

2.5 Pour aller plus loin : non-linéarités et phénomène de suction

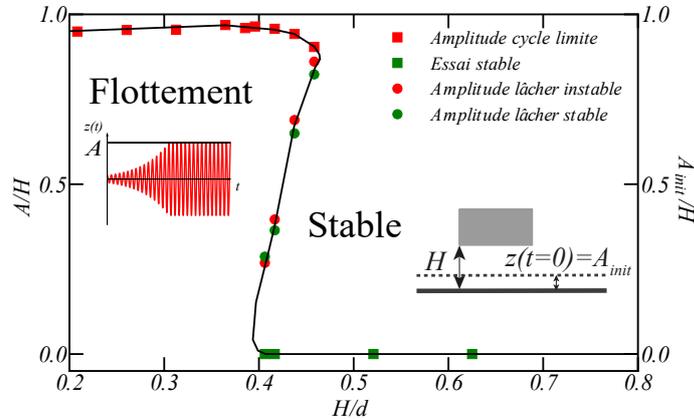


Figure 2.17 – Diagramme de stabilité. Amplitude des oscillations adimensionnelle A/H en fonction de H/d . L’amplitude est calculée expérimentalement comme la moitié de la distance pic à pic du signal, qui peut être asymétrique autour de sa position d’équilibre à cause de la présence de la buse. [Rectangles rouges : Essais en augmentant la distance H pendant que le système est déjà instable. Rectangles verts : Essais sans perturbation initiale où la plaque reste stable.]. Sur le même graphique, on indique la stabilité d’essais avec un déplacement initial A_{init} et une distance de soufflage H/d [Ronds rouges : Plus faibles amplitudes de lâcher où le système devient instable. Ronds verts : Plus grandes amplitudes de lâcher où le système reste stable.]. En noir, la courbe de bifurcation expérimentale obtenue à l’aide de ces deux types d’essais.

Non-linéarités La modélisation du système plaque-jet dans ce chapitre est entièrement linéaire. Cependant, lors d’essais proches de la limite d’instabilité, nous avons observé que le système pouvait devenir instable, ou non, selon la perturbation initiale qui lui est appliquée, ce qui laisse présager de non-linéarités d’un second ordre supérieur par rapport au modèle linéaire.

Pour visualiser les effets non-linéaires, nous mettons en place un système permettant de contrôler les conditions initiales du système. On relie, par un fil, la plaque à un contrepoids, afin de la décaler de sa position d’équilibre d’une distance connue en la rapprochant de la buse, A_{init} , illustrée schématiquement sur la figure 2.17. La plaque est lâchée avec ce déplacement initial et une vitesse nulle, en brûlant le fil. Proche de la distance critique, sous l’effet du jet, on observe que la stabilité du système dépend bien de la hauteur de lâcher de la plaque. Sur la figure 2.17, on recense, pour une distance fixe entre la buse et la position d’équilibre de la plaque, la plus grande amplitude d’un lâcher stable et la plus faible d’un essai instable. Ces deux points, aux différentes hauteurs testées, sont très proches et encadrent la courbe de bifurcation expérimentale du système. Entre $H/d = 0.40$ et $H/d = 0.46$, la stabilité du système dépend de ses conditions initiales, la bifurcation est sous-critique.

On peut également observer avec la courbe des marqueurs rectangles rouges, qu’en partant d’un état instable initial, on peut augmenter progressivement la distance buse-plaque en restant dans un régime de flottement, jusqu’à retrouver la branche sous-critique, à une distance où, sans perturbations, la plaque resterait à sa position d’équilibre.

L’une des sources de non-linéarités potentielles réside dans l’hypothèse prise de petits déplacements, dans les calculs menant à l’amortissement ajouté et aux dérivées de flottement. La distance buse-plaque est considérée invariante au cours du temps, égale à H dans l’encadré 2.2. En réalité, la distance buse-plaque varie et vaut en réalité $H - z(t)$, et le déplacement de la plaque devient rapidement non-négligeable.

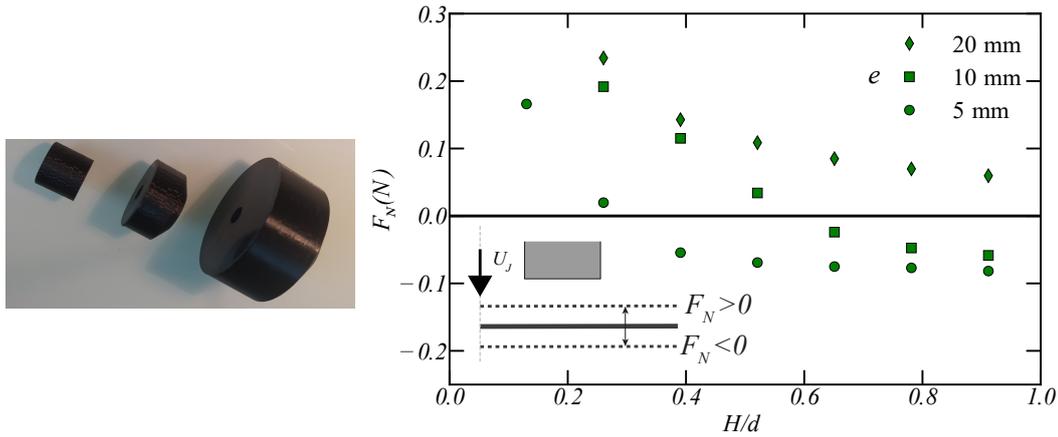


Figure 2.18 – À gauche : photo des parois additionnelles ajoutées à la buse. À droite : force du jet F en fonction de H/d pour une buse cylindrique avec différentes épaisseurs de paroi. La force est proportionnelle au déplacement de la position d'équilibre de la plaque et est positive si la plaque est attirée par la buse.

Phénomène de suction L'épaisseur de la paroi e est le paramètre géométrique clé, avec la distance buse-plaque H , dans le modèle d'ANTOINE et al. (2008) Nous avons souhaité vérifier ce qu'il se passait pour des grandes valeurs de e . NYIRUMULINGA (2011) mentionnait qu'un confinement important peut, par effet Venturi, attirer la plaque vers la buse au lieu de la repousser. Le confinement engendre une survitesse importante entre les parois de la buse et la plaque, provoquant une chute de la pression locale. Cette dépression, intégrée sur la surface projetée de la paroi sur la plaque, désormais non négligeable, crée une force d'attraction. C'est notamment le cas dans les configurations industrielles où les jets sont créés par une plaque simplement trouée.

Pour le visualiser, une buse cylindrique est équipée de parois supplémentaires, imprimées en 3D, d'épaisseur 5, 10 et 20 mm, visibles sur la figure 2.18. Le diamètre interne de la buse est de 6 mm. Pour une vitesse fixe, la force appliquée sur la plaque est représentée sur la figure 2.18. Cette force est calculée à partir du déplacement de la plaque et de la raideur étalonnée des ressorts. Il s'agit d'essais avant l'obtention du contrôleur de débit, et la vitesse n'est pas connue ici. La pression était réglée à l'aide d'un détendeur et maintenue constante, à la même valeur pour tous les essais, sans connaître la relation de pertes de charge menant à U_j .

On observe sur la figure 2.18 que l'augmentation de la taille de la paroi a bien pour conséquence de favoriser une force de suction qui attire la plaque vers la buse. Ce phénomène a seulement lieu quand la distance buse-plaque est très faible. La distance critique augmente avec l'épaisseur de la paroi. Pour des distances plus importantes, on retrouve une force normale repoussant la plaque, car l'épaisseur n'impose pas de confinement à l'écoulement lorsque la buse est éloignée de la plaque. On note d'ailleurs que les courbes pour $e = 5$ et 10 mm semblent converger vers la même valeur pour $H/d = 1$. Le fort gradient de pente négatif de la force en fonction de H/d indique une raideur ajoutée négative importante en développant la force au premier ordre (en faisant attention à la convention de signe de z) :

$$F_N(H, z(t)) = F_N(H, z = 0) - \frac{\partial F_N}{\partial H} z(t) \quad k_a = \frac{\partial F_N}{\partial H} < 0 \quad (2.27)$$

Cette raideur négative peut être la source d'un phénomène de divergence, où la position d'équilibre varie brutalement, si elle est du même ordre de grandeur que la raideur du système. Ce peut être le cas dans une configuration avec des jets confinés face à face où la raideur ajoutée s'additionne pour chaque jet, comme dans les configurations industrielles.

2.6 Conclusions et Perspectives

Dans ce chapitre, nous avons étudié le comportement d'une plaque rigide libre d'osciller en translation, lorsque celle-ci est soumise à un jet d'air plan, comme système modèle des instabilités observées dans les configurations industrielles. Le système est modélisé comme un oscillateur harmonique amorti. Nous avons retrouvé le comportement instable du système et les vibrations en flottement de la plaque lorsque la distance entre la buse et la surface H est en dessous d'une distance critique, déjà observés par ANTOINE et al. (2008).

Les résultats expérimentaux mettent en évidence un second régime, au-dessus d'une distance critique, où le jet est fortement stabilisant pour la plaque. L'amortissement total du système γ est de 3 à 7 fois supérieur à l'amortissement structural. Pour exprimer la force du jet, les dérivées de flottement sont préférées à l'amortissement et à la raideur ajoutés. Ces notations permettent d'adimensionner les forces agissant sur la plaque en fonction des grandeurs caractéristiques de l'écoulement fluide et de plus facilement comparer les différentes configurations.

Un modèle théorique de la dérivée de flottement H_1 , proportionnelle à l'amortissement ajouté, a été développé. Il comporte un terme instable H_{1C} , adapté du modèle bibliographique (ANTOINE et al. 2008), ainsi que deux nouveaux termes stabilisateurs distincts H_{1N} et H_{1T} . Le premier, H_{1N} , est dû à la force d'impact normale, similaire à une force de traînée, et à sa composante au premier ordre lorsque la vitesse apparente du jet est modifiée par le mouvement propre de la plaque. Le second, H_{1T} , largement prépondérant, est dû à l'écoulement tangentiel une fois l'écoulement dévié de chaque côté de la buse. Il a été adapté de l'*Unsteady Airfoil Theory* de THEODORSEN (1935) pour un profil mince dans un champ de vitesse, tout en notant que les hypothèses définissant l'écoulement dans ces calculs sont partiellement vérifiables dans le cadre de nos expérimentations.

Les deux phénomènes ont été caractérisés à l'aide de simulations numériques, permettant de visualiser la répartition de la pression sur la plaque et les champs de vitesse à proximité du jet. La somme des deux contributions montre une bonne corrélation avec les résultats expérimentaux, formant un plateau négatif dans les mêmes ordres de grandeur. Des effets secondaires, du nombre de Reynolds et de la longueur de la plaque, ont cependant des tendances différentes entre simulations et expériences.

La distance critique d'apparition du flottement est cependant largement sous-estimée par la composante instable H_{1C} , due à l'écoulement confiné entre les parois de la buse et la plaque. Le régime instable semble bien évoluer en fonction de la distance de soufflage en $1/H^2$, cependant, les résultats expérimentaux pour différentes géométries montrent que l'épaisseur de la paroi e ne semble pas être le second paramètre géométrique régissant l'apparition d'instabilité, contrairement à la largeur du jet d . Nous avons identifié des sources potentielles expliquant les différences observées. Le profil de vitesse dans la zone confinée, supposé uniforme dans le développement de H_{1C} , sous-estime la vitesse le long de la plaque. Les simulations numériques montrent une vitesse beaucoup plus importante dans cette zone.

Un projet de visualisation de l'écoulement par vélocimétrie par image de particules (PIV) est actuellement en cours, mené par Peter Oshkai et Chad Magas à l'université de Victoria (Canada), afin de pouvoir mesurer le champ de vitesse, en particulier la valeur des vitesses tangentielles à la surface de la plaque.

Enfin, des expériences annexes ont montré qu'au-delà de la modélisation entièrement linéaire du système, il est possible d'observer des effets non-linéaires d'un second ordre. Autour de la distance critique d'apparition du flottement, la stabilité est influencée par les conditions initiales imposées à la plaque. Le diagramme de stabilité du système est tracé expérimentalement et met en évidence une branche sous-critique. Un phénomène de succion par effet Venturi est également mis en lumière, pour des buses aux parois très épaisses.

Points essentiels du chapitre 2

1. Une **instabilité de flottement** apparaît si la distance buse-plaque est inférieure à une distance critique.
2. A plus grande distance jet-plaque, le jet **stabilise** la plaque.
4. L'**effet déstabilisant** peut être modélisé comme un une dérivée de flottement positive qui évolue en $1/H^2$.
5. Les deux effets stables sont dus à l'**impact normal** et, en majorité, à l'**écoulement tangentiel** le long de la plaque. Ils ont été estimés à l'aide de simulations numériques et exprimés en termes de dérivées de flottement positives.

3

MONTAGE EXPÉRIMENTAL

Sommaire

3.1	Evaluation des grandeurs caractéristiques des tours de refroidissement	44
3.2	Lois d'échelle et dimensionnement du banc d'essai	46
3.3	Description du banc	50
3.4	Caractérisation dynamique de la bande	54
3.5	Caractérisation des jets	60
3.6	Analyse du facteur de pointe - Élimination de l'hypothèse d'excitation par la turbulence	64
3.7	Conclusions	69

Dans le chapitre 2, nous avons modélisé le comportement local des oscillations en flexion d'une bande d'acier flexible soumise à un jet d'air unique, en ramenant le problème à une plaque rigide maintenue par des ressorts. Nous visons maintenant à élargir notre perspective pour examiner le comportement global de cette bande lorsqu'elle est soumise à des batteries de jets, lui permettant d'osciller librement selon l'un de ses nombreux modes de vibration. Dans ce chapitre, nous allons détailler le dimensionnement et l'instrumentation d'un banc d'essai permettant d'étudier en laboratoire le flottement que l'on observe au sein des tours de refroidissement des lignes de galvanisation.

Conformément au schéma de la figure 3.1, il réplique une configuration industrielle et est constitué d'une bande d'acier de fine épaisseur, tendue entre deux rouleaux. Des batteries de jets soufflent de chaque côté de la bande. Pour reproduire en laboratoire les phénomènes observés dans les tours de refroidissement, nous avons défini un ensemble de nombres sans dimension décrivant les interactions fluide-structure spécifiques à notre problématique. Les caractéristiques de la bande et les capacités pneumatiques sont ensuite ajustées en respectant des lois d'échelle définies à l'aide de ces nombres. Enfin, avant d'aborder l'étude des instabilités aéroélastiques au chapitre 4, nous analysons la dynamique de la bande en l'absence de jets d'air, en identifiant ses premiers modes de vibration. Une caractérisation des jets d'air est également réalisée pour vérifier leur répartition homogène et étalonner la mesure de leur vitesse à l'aide d'une relation de pertes de charge.

Nomenclature pour les chapitres suivants

- L : Longueur de la bande (m).
- l : Largeur de la bande (m).
- h : Epaisseur de la bande (m).
- E : Module d'Young de la bande (Pa).
- ν : Coefficient de Poisson de la bande.
- ρ : Masse volumique de la bande ($kg.m^{-3}$).
- N : Précontrainte en tension appliquée à la bande ($N.m^{-1}$).
- α : Température de la bande ($^{\circ}C$).
- f : fréquence de vibration de la bande (Hz).
- V : Vitesse de défilement de la bande ($m.s^{-1}$).
- U_J : Vitesse débitante des jets ($m.s^{-1}$).
- ρ_{air} : Masse volumique de l'air ($kg.m^{-3}$).
- ν_{air} : Viscosité cinématique de l'air ($m^2.s^{-1}$).
- d_J : Diamètre des jets (m).
- S_J : Surface des jets (m).
- L_J : Longueur des buses (m).
- J : Nombre de jets.
- H_s : Hauteur de soufflage (m).
- H : Distance buses-bande (m).
- P_{jets} : Pression appliquée sur la plaque par les jets (Pa).
- F : Force d'un jet (N).
- Re : Nombre de Reynolds.
- U_R : Vitesse réduite.
- $\underline{e_x, e_y, e_z}$: Repère orthonormée utilisé. L'axe x dans la largeur de la bande, y dans sa longueur, et z pour l'axe transverse.
- $w(x, y)$: Déformée transverse de la bande au point (x, y) .
- n, m : Indices des modes de déformation. n pour l'axe x , m pour l'axe y .
- f_n, g_m : Fonctions définissant les déformées modales, respectivement selon x et y .
- M_{nm} : Masse modale du mode n, m (kg ou $kg.m^2$).
- K_{nm} : Raideur modale du mode n, m ($N.m^{-1}$ ou N).
- ω_{nm} : Pulsation modale du mode n, m ($rad.s^{-1}$).
- $M_{a,nm}$: Masse ajoutée modale par l'air environnant (kg ou $kg.m^2$).
- P : Pression (Pa).
- ξ : Coefficient de pertes de charge.
- F_p : Facteur de pointe.
- θ : Angle de rotation de la bande par rapport à sa position d'équilibre (rad).
- $\dot{\theta}$: Vitesse de rotation de la bande par rapport à sa position d'équilibre (rad).
- I : Moment d'inertie de la bande par rapport à son axe de torsion ($kg.m^2$).
- K : Raideur en torsion de la bande (N).
- ω_0 : Pulsation de la bande dans son premier mode de torsion ($rad.s^{-1}$).
- η_s : Amortissement structural dans son premier mode de torsion.
- η_a : Amortissement ajouté par les jets.
- η : Amortissement total.
- A_2 : Dérivée de flottement proportionnelle à l'amortissement ajouté en torsion.
- $A_{2,N}$: Terme dû à l'impact normal des jets.
- $A_{2,T}$: Terme dû à l'écoulement transverse le long de la bande.
- K_a : Raideur ajoutée par les jets (N).
- ω : Pulsation de la bande, en tenant compte des jets, dans son premier mode de torsion ($rad.s^{-1}$).

-
- A_3 : Dérivée de flottement proportionnelle à la raideur ajoutée en torsion.
 - $A_{3,N}$: Terme dû à l'impact normal des jets.
 - $A_{3,T}$: Terme dû à l'écoulement transverse le long de la bande.
 - τ : Temps de retard entre le mouvement de la bande et l'application de la force des jets (s).
 - ϕ : Déphasage entre le mouvement de la bande et l'application de la force des jets (rad).
 - U_T : Vitesse caractéristique de l'écoulement transverse ($m.s^{-1}$).
 - k : Pulsation réduite de l'écoulement transverse.
 - F, G : Fonctions de Theodorsen dépendant de k .
 - H_1 : Dérivée de flottement proportionnelle à l'amortissement ajouté en flexion.

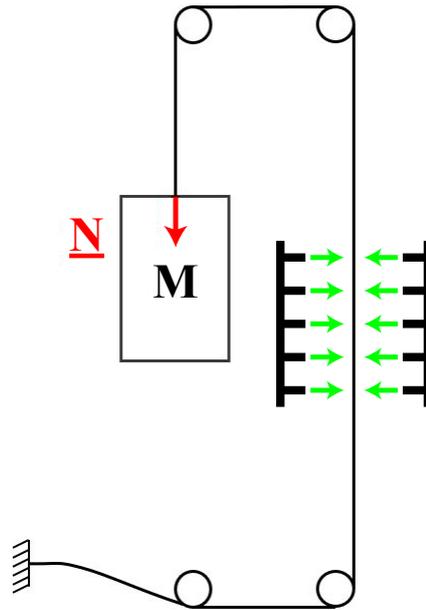


Figure 3.1 – Schéma de principe du banc d'essai. Vue de côté. La bande est encastrée à une extrémité puis est guidée par des rouleaux. Son autre extrémité supporte un contrepoids de masse M , imposant une tension N . Des caissons de jets soufflent de chaque côté de la bande.

3.1 Evaluation des grandeurs caractéristiques des tours de refroidissement

Un rapport de synthèse sur les différents problèmes de flottement de bande avait été rédigé en 2019 au sein de la Direction Technologie et Innovation de Fives Stein (MAGADOUX 2019). Ce rapport constitue une source importante de données sur les caractéristiques des sections de refroidissement où des instabilités de flottement ont été signalées.

Les données pour une tour APC ("After Pot Cooling", la section de refroidissement après la galvanisation de la bande) sont rassemblées dans le tableau 3.1. La tour mesure généralement plusieurs dizaines de mètres de haut, sur lesquels une bande d'un mètre de large et un millimètre d'épaisseur environ est tendue et convoie entre deux rouleaux. La température en bas de la tour est celle du bain de zinc liquide dans lequel la bande passe pour être galvanisée. La température de fusion du zinc est de 419°C , donc le bain est à une température légèrement supérieure. La bande est ensuite refroidie lentement en défilant le long de la ligne. Elle ressort tout de même à plus de 200°C en sortie de cette section. Sa température élevée a pour conséquence de modifier ses propriétés mécaniques et notamment son module d'Young qui diminue. Sa valeur varie en fonction de la nuance d'acier, mais est généralement autour de 180 GPa au lieu de 210 GPa à température ambiante (OFFICE TECHNIQUE POUR L'UTILISATION DE L'ACIER 1995).

Les jets soufflent sur la bande à des vitesses faibles, en dessous de $70\text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. La composition du fluide est celle de l'air ambiant. La technologie de soufflage varie selon les constructeurs et l'ancienneté de la ligne. Le site de production de Liberty Magona, à Piombino, en Italie, que nous avons visité, possède par exemple 2 lignes de galvanisation. L'une d'elles date de 1999 et le soufflage se fait par des plaques trouées, tandis que la deuxième, de dix ans plus récente, a un soufflage à l'aide de buses courtes et orientées vers l'extérieur. La distance de soufflage varie également. Il a été déterminé que la distance de soufflage adimensionnelle optimale est de 5 à 6 diamètres de jet (HRYCAK 1981). Toutes les lignes récentes respectent

cette distance optimale.

Les données pour les sections de DFC sont également recueillies dans le tableau 3.2. Le DFC, Dry Flash Cooling, est un refroidissement qui intervient en amont sur la ligne de production et qui est beaucoup plus rapide. Sur une section de six mètres, la bande subit donc un soufflage à des vitesses de jets plus conséquentes, allant jusqu'à 150 m.s^{-1} . Sa température, dans cette section, se situe entre 500 et 800 °C. Il est plus rare qu'il y ait des soucis de vibrations dans les DFC mais cela s'est déjà produit. L'élongation de la bande étant beaucoup moins importante, les fréquences de vibration y sont plus élevées.

BANDE	Hauteur L	20 - 50	m
	Largeur l	0.9 - 2	m
	Épaisseur h	0.3 - 2	mm
	Module d'Young E	180 à 400°C	GPa
	Coefficient de Poisson ν	0.28	-
	Masse volumique ρ	7750 à 400°C	kg.m^{-3}
	Tension imposée N	5000 - 30000	N.m^{-1}
	Température α	200 - 420	°C
	Fréquence f	1 - 10	Hz
JETS	Vitesse de défilement V	1 - 5	m.s^{-1}
	Vitesse de soufflage U_J	< 70	m.s^{-1}
	Composition du fluide	Air	-
	Masse volumique ρ_{air}	1.2	kg.m^{-3}
	Viscosité cinématique ν_{air}	1.5×10^{-6}	$\text{m}^2.\text{s}^{-1}$
	Type de soufflage	Buses / Fentes / Plaque trouée	-
	Diamètre de jet d_J	10 - 50	mm
	Hauteur de soufflage H_s	10-25	m
Distance de soufflage H	50 - 200	mm	

Table 3.1 – Tableau des ordres de grandeur caractéristiques d'une tour APC.

BANDE	Hauteur L	6	m
	Largeur l	0.9 - 2	m
	Épaisseur h	0.3 - 2	mm
	Module d'Young E	120 à 700°C	GPa
	Coefficient de Poisson ν	0.28	-
	Masse volumique ρ	7600 à 700°C	kg.m^{-3}
	Tension imposée N	10000	N.m^{-1}
	Température α	500-800	°C
	Fréquence f	1- 10	Hz
JETS	Vitesse de défilement V	1-2	m.s^{-1}
	Vitesse de soufflage U_J	100-150	m.s^{-1}
	Composition du fluide	Air	-
	Masse volumique ρ_{air}	1.2 à 20°C	kg.m^{-3}
	Viscosité cinématique ν_{air}	1.5×10^{-6}	$\text{m}^2.\text{s}^{-1}$
	Type de soufflage	Buses / Fentes / Plaque trouée	-
	Diamètre de jet d_J	10 - 50	mm
	Hauteur de soufflage H_s	6	m
Distance de soufflage H	50 - 100	mm	

Table 3.2 – Tableau des ordres de grandeur caractéristiques d'une section DFC.

3.2 Lois d'échelle et dimensionnement du banc d'essai

3.2.1 Définition de nombres sans dimension caractérisant le problème

Avant d'établir les lois d'échelle avec les autres paramètres, l'hypothèse simplificatrice d'une vitesse de défilement nulle est retenue pour le montage expérimental. Les vitesses de défilement de la bande usuelles sont entre 1 et 5 $m.s^{-1}$ et sont faibles en comparaison des vitesses de jet, de plus de 50 $m.s^{-1}$. On peut donc considérer raisonnablement que l'écoulement fluide perçoit à son échelle une bande immobile. De plus, faire défiler la bande est extrêmement complexe à reproduire en laboratoire. Il faudrait réussir à faire tourner en boucle fermée une bande continue, avec un asservissement d'un ou de plusieurs des rouleaux pour induire la rotation. Le contrôle de la tension dans la bande pendant les essais dépendrait de l'écartement des rouleaux, et nécessiterait un système secondaire de déplacement asservi de l'axe d'au moins un rouleau. Cette décision est également appuyée par les résultats bibliographiques (MAGADOUX 2019; RENARD et BEAUJARD 2009), dont l'une des observations est que la vitesse de défilement n'a pas d'influence sur les vibrations de la bande.

La modélisation statique de la bande exclut néanmoins l'étude d'un phénomène d'excitation connu : les défauts d'alignement ou de surface des rouleaux, qui génèrent une perturbation périodique de la bande à chaque révolution. Ce balourd peut être l'élément déclencheur d'un régime instable entretenu par la suite par les jets d'air. Ces effets secondaires non-linéaires demeurent très spécifiques et ne sont pas l'objet de l'étude ici.

Recensés dans les tableaux 3.1 et 3.2, on peut compter quinze paramètres physiques caractérisant ce problème d'interaction fluide-structure, en excluant la vitesse de défilement. Ces paramètres peuvent être exprimés à l'aide de quatre dimensions : longueur, temps, masse et température. Le théorème de Vaschy-Buckingham établit que le problème peut être défini à l'aide de 11 nombres adimensionnels.

Il y a tout d'abord les nombres adimensionnels caractérisant la géométrie de la bande et du dispositif de soufflage :

- $\frac{L}{l}$ l'allongement de la bande
- $\frac{h}{l}$ le rapport entre l'épaisseur de la bande et sa largeur
- $\frac{H}{d_J}$ la distance buses-bande adimensionnelle, par rapport au diamètre de buses.
- $\frac{H_s}{L}$ le rapport entre la hauteur où la bande est sujette au soufflage sur sa hauteur totale

Ensuite, quatre nombres, usuels en interactions fluide-structure, sont définis à propos des propriétés mécaniques de l'écoulement fluide, du solide, et de l'interaction entre les deux :

- $Re = \frac{U_J d_J}{\nu_{air}}$ le nombre de Reynolds
- $U_R = \frac{\nu_{air}}{d_J \omega}$ la vitesse réduite
- $\frac{\rho}{\rho_{air}}$ le rapport entre la masse volumique du solide et celle du fluide
- ν le coefficient de Poisson de l'acier, déjà sans dimension.

La vitesse réduite est un nombre courant en interaction fluide-structure. C'est le rapport entre la vitesse de déplacement des particules du fluide et la vitesse d'oscillation du solide. Les cas où elle est largement supérieure à 1 relèvent du domaine de l'aéroélasticité (HÉMON 2006). La vitesse d'oscillation du solide est définie à l'aide du diamètre des jets d_J car les diamètres de jet utilisés sont de l'ordre de grandeur du centimètre. Bien que l'amplitude des oscillations, également de l'ordre de quelques centimètres, serait plus adaptée, elle varie

fortement en fonction des conditions. Elle est donc remplacée par une grandeur fixe comparable.

Enfin, les 3 derniers nombres adimensionnels sont définis à l'aide de l'équation (3.1) de comportement dynamique d'une plaque fine, respectant les hypothèses de la théorie de Kirchhoff-Love (KIRCHHOFF 1850; LOVE 1888). La démonstration aboutissant à cette équation est établie dans le livre de GÉRADIN et RIXEN (1993), ainsi que dans celui de LEISSA (1969). Avec w la déformée de la plaque dans la direction transverse à son plan de référence, et $\underline{\underline{\sigma}}$ le champ de contraintes, dans un repère orthonormé :

$$\rho h \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} - h \nabla \cdot (\underline{\underline{\sigma}} \cdot \underline{\nabla} w) + D \nabla^4 w = F \quad (3.1)$$

Le premier terme est celui d'inertie. Le deuxième est dû aux précontraintes imposées à la plaque, dans notre cas la tension dans le sens de la longueur. Le troisième terme est celui de flexion. D est la raideur de la plaque en flexion et dépend de son module d'Young, son épaisseur et son coefficient de Poisson : $D = \frac{Eh^3}{12(1-\nu^2)}$. Le terme de droite, F , est le champ de contraintes extérieures qui s'applique sur la plaque, ici dû à la force des jets. On peut adimensionner chacun de ces termes et obtenir des rapports entre les différents phénomènes physiques en jeu. La notation \tilde{w} correspond à la grandeur w adimensionnelle. Les grandeurs suivantes sont prises pour l'adimensionnement :

$$w = L\tilde{w} \quad t = \frac{1}{w}\tilde{t} \quad \nabla = \frac{1}{L}\tilde{\nabla} \quad \sigma = \frac{N}{h}\tilde{\sigma} \quad F = \rho_{air} U_J^2 \frac{H_s}{L} \tilde{F} \quad (3.2)$$

On souligne que la tension N est définie comme l'intégrale de la traction sur l'épaisseur de la plaque. Pour une plaque fine, où le cisaillement est négligé, la traction est homogène dans l'épaisseur de la plaque et la tension équivaut directement à la traction multipliée par l'épaisseur. L'équation adimensionnée nous permet de définir des rapports entre les différents termes :

$$\rho h L \omega^2 \frac{\partial^2 \tilde{w}}{\partial \tilde{t}^2} - \frac{N}{L} \tilde{\nabla} \cdot (\tilde{\underline{\underline{\sigma}}} \cdot \tilde{\underline{\nabla}} \tilde{w}) + \frac{D}{L^3} \tilde{\nabla}^4 \tilde{w} = \rho_{air} U_J^2 \frac{H_s}{L} \tilde{F} \quad (3.3)$$

Ainsi les 3 derniers nombres adimensionnels sont définis comme :

- $\frac{\rho h L^2 \omega^2}{N}$ le rapport entre l'inertie et la précontrainte
- $\frac{D}{N L^2}$ le rapport entre la raideur en flexion et la précontrainte
- $\frac{\rho_{air} U_J^2 L H_s}{N L}$ le rapport entre la force des jets et la précontrainte

	Tour APC	DFC	Banc d'essai
Allongement	30	4.5	8
Epaisseur/Largeur	$1.0 \cdot 10^{-3}$	$1.1 \cdot 10^{-3}$	$1.0 \cdot 10^{-3}$
Distance buses-bande	6	5	0 à 12
Surface de soufflage	0.40	0.95	0.15
Nombre de Reynolds	$8.0 \cdot 10^5$	$8.0 \cdot 10^5$	$5.6 \cdot 10^5$
Vitesse réduite	240	380	160
Rapport des masses volumiques	$6.5 \cdot 10^3$	$6.3 \cdot 10^3$	$6.5 \cdot 10^3$
Poisson	0.28	0.3	0.28
Inertie/Tension	37	30	15
Flexion/Tension	$6.0 \cdot 10^{-7}$	$7.1 \cdot 10^{-5}$	$9.9 \cdot 10^{-5}$
Force des jets /Tension	1.7	6.5	1.2

Table 3.3 – Synthèse des nombres adimensionnels pour les tours APC, les DFC et le banc d'essai.

Les nombres adimensionnels caractéristiques des deux configurations industrielles et du banc d'essai, avec les choix de conception détaillés par la suite, sont rassemblés dans le tableau 3.3. Les ordres de grandeur pour le montage sont bien semblables aux lignes de production. Dans les trois cas, le nombre de Reynolds, largement supérieur à 1, indique que l'écoulement est complètement turbulent. La vitesse réduite est de l'ordre de 100 et valide que ce problème relève de l'aéroélasticité.

Il est intéressant de souligner que le rapport entre la force des jets et la tension est de l'ordre de grandeur de 1 pour les deux configurations industrielles. Aucun des deux termes n'est négligeable par rapport à l'autre. Cela peut constituer une explication de la fragile stabilité de la bande. Historiquement, imposer une forte tension de la bande est une solution empirique des opérateurs en usine pour tuer l'apparition de vibrations. Cependant, une faible variation du paramétrage de la ligne peut avoir pour conséquence de déséquilibrer le rapport Force des jets/Tension et expliquer l'apparition de flottement due aux jets. Le rapport Inertie/Tension, de l'ordre de 30, montre que le terme d'inertie est important dans l'équation, mais ne rend pas négligeable la force des jets et la précontrainte. Seul un terme est largement inférieur aux trois autres et est négligeable dans le problème, celui de flexion.

3.2.2 Dimensionnement du montage

Pour définir les dimensions et les capacités du banc d'essai, la procédure est donc d'avoir pour chacun des nombres adimensionnels les mêmes ordres de grandeur que ceux d'une tour d'APC, en priorité, et si possible, d'un DFC, exprimés dans le tableau 3.3.

Il y a de plus les contraintes techniques à l'installation au sein du LadHyX. La hauteur du banc d'essai est donc limitée par la hauteur sous plafond qui est de 4m50. L'emprise au sol doit également être minimisée, la salle accueillant d'autres dispositifs expérimentaux.

Bande La bande retenue est une bande d'acier de $l = 0.5 \text{ m}$ de large et $h = 0.5 \text{ mm}$ d'épaisseur. La hauteur entre les deux axes de rouleaux de la zone d'étude est maximisée et mesure $L = 4 \text{ m}$. L'allongement vaut donc 8, est bien supérieur à 1 et a une valeur intermédiaire entre les tours APC et les DFC, tout en garantissant une largeur suffisante, qui conditionne ensuite la disposition des jets, leur espacement et la possibilité d'observer différents phénomènes de déformation bidimensionnelle, tels que la torsion. L'épaisseur h d'un demi-millimètre est retenue pour plusieurs raisons. Elle respecte un rapport épaisseur/largeur d'un millièbre, typique des bandes industrielles, ce qui limite l'inertie de la bande. De plus, une épaisseur faible garantit que la bande soit bien tendue et que sa raideur en flexion D , proportionnelle à h^3 , soit négligeable, notamment pour permettre à la bande d'épouser la courbure des rouleaux et d'imposer des conditions aux limites bien définies. La tension, correspondant à la force linéaire appliquée, n'est en revanche pas influencée par l'épaisseur. Elle est ici de l'ordre de 1 kN.m^{-1} , afin d'avoir des nombres adimensionnels similaires à ceux des configurations industrielles. Cela équivaut à une masse de contrepoids entre 35 et 100 kg, raisonnable à manier par l'utilisateur.

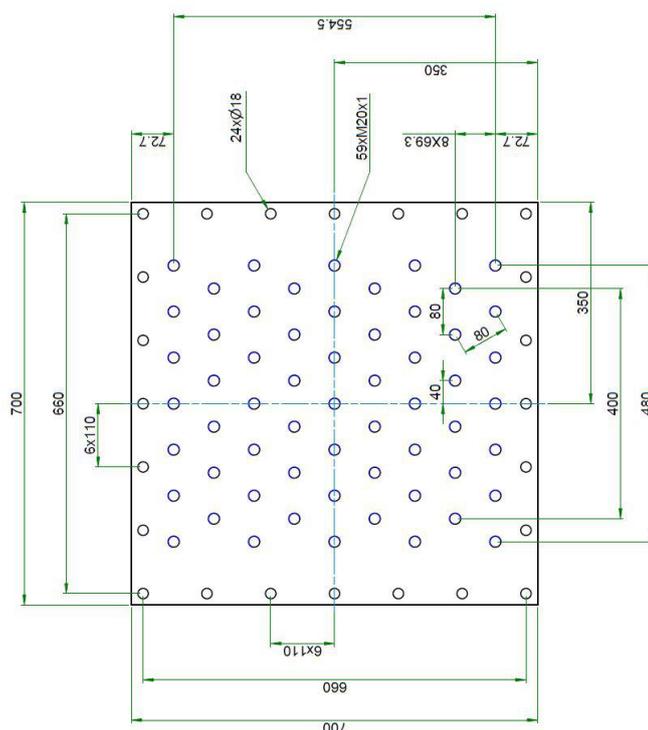


Figure 3.2 – Dessin industriel de la plaque de soufflage. Les buses sont en bleu. Les dimensions sont en millimètres. Les cercles noirs, sur les côtés du caisson, ne sont pas des buses et correspondent à des boulons de fixation.

Jets Pour les jets, la géométrie de soufflage est conçue modulable. Le type de buses, ainsi que leur disposition peuvent être modifiés en changeant la plaque de soufflage. Cependant, la disposition de référence est identique à celle des technologies classiques actuelles, c'est-à-dire des buses cylindriques réparties avec un motif élémentaire hexagonal, où chaque buse est entourée de six voisines à équidistance, comme on peut le voir sur la figure 3.2. Le diamètre intérieur choisi d_J est de 16.7 mm, et la distance entre deux buses voisines est de $4.8d_J$, ces grandeurs sont comparables à celles des caissons utilisés sur ligne. L'entrée dans la buse est chanfreinée et leur longueur est de 150 mm, soit environ 9 fois leur diamètre, afin de garantir que l'écoulement retrouve un profil pleinement développé à la sortie de la buse.

La largeur de soufflage doit en pratique recouvrir toute la largeur de la bande, afin de garantir l'homogénéité du refroidissement, et c'est le cas ici où la largeur couverte par les jets est égale à la largeur de la plaque. La hauteur des caissons est fixée à 0.6 m. Le rapport entre la surface de soufflage et la surface de la bande est de 0.15 et est plus faible que celui d'une tour APC, de 0.40. Cependant, les caissons sont en acier, pour résister à la pression, et pèsent déjà 80 kg dans ces dimensions. Augmenter la surface de soufflage les aurait rendus trop lourds et inadaptés au banc d'essai. Avec cette surface de soufflage, il est nécessaire pour obtenir un rapport entre la force des jets et la tension proche de 1, de souffler à des vitesses de jet de l'ordre de $U_J = 50 \text{ m.s}^{-1}$. Cette vitesse de jet garantit également un nombre de Reynolds correspondant à un régime pleinement turbulent, ainsi qu'une vitesse réduite $U_R = 160$, bien supérieure à 1 et du même ordre de grandeur que celle des tours APC, où $U_R = 240$.

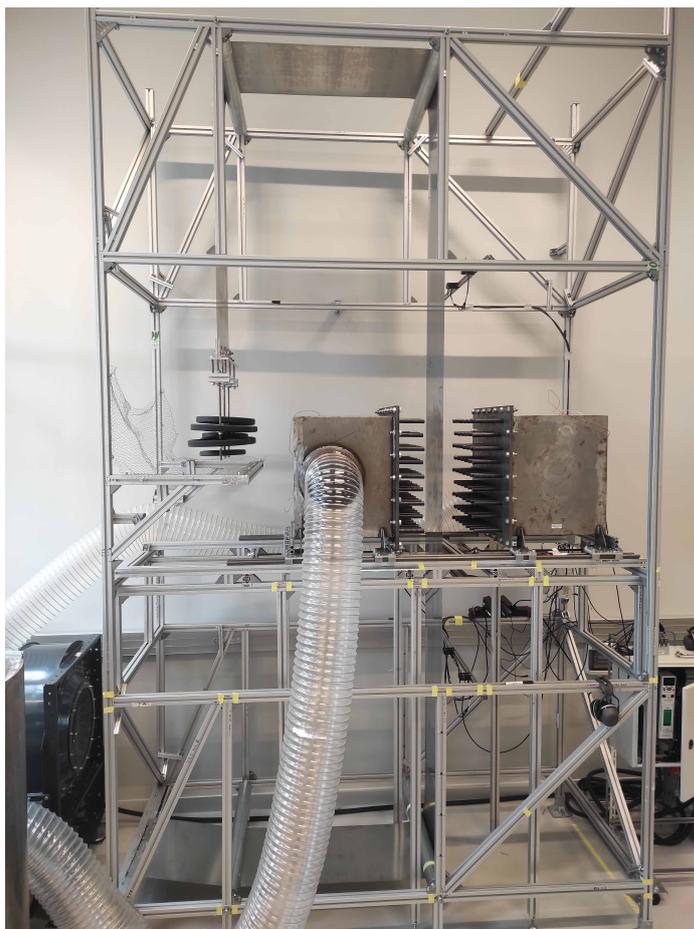


Figure 3.3 – Photo du banc d’essai.

3.3 Description du banc

3.3.1 Géométrie et conditions aux limites de la bande

La bande est donc en acier, d’une largeur l de 0.5 mètre et d’une épaisseur h de 0.5 mm. Elle fait en tout environ 8 mètres et circule autour de 4 rouleaux, conformément au schéma de la figure 3.1 et à la photo de la figure 3.3.

D’un côté, la bande est encastrée à la structure. L’encastrement, montré sur la figure 3.4, est réalisé à l’aide de deux plaques qui prennent l’extrémité de la bande en sandwich. Une garniture en mousse est intercalée afin de répartir de manière homogène la pression appliquée. Le tout est maintenu par cinq vis disposées sur toute la largeur.

A l’autre extrémité de la bande, on attache le dispositif permettant de suspendre le contre-poids et de régler la précontrainte en tension. Le système d’attache est similaire, avec deux équerres serrant la bande, maintenues par neuf vis. Trois tiges filetées sont suspendues aux équerres. Des disques de fonte de 5 et 10 kg, matériel classique de musculation, sont enfilés autour des tiges et maintenus par des écrous. La répartition doit être uniforme entre les tiges filetées afin d’appliquer une tension homogène sur la largeur de la bande, voir sur la figure 3.4. Le contre-poids pèse entre 30 et 90 kg, auquel il faut rajouter le poids propre du système d’accroche, de 6.93 kg, ce qui constitue une tension entre 725 et 1902 $N.m^{-1}$. Les effets du poids propre de la bande ne sont pas pris en compte dans ce calcul.



Figure 3.4 – A gauche : Encastrement de la première extrémité de la bande. A droite : Système de contrepois réglable attaché à la seconde extrémité.

3.3.2 Circuit pneumatique

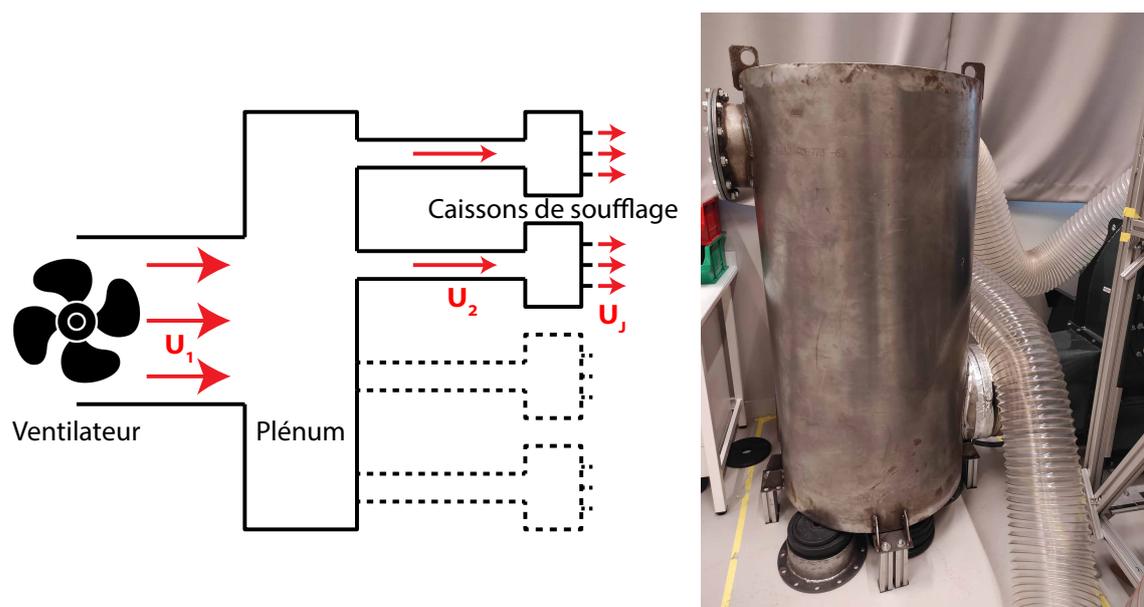


Figure 3.5 – A gauche : Schéma du circuit pneumatique créant les jets d'air. En pointillé, les emplacements éventuels de caissons supplémentaires. A droite : Photo où l'on voit le ventilateur et le plénum, ainsi que les flexibles allant du plénum aux deux caissons de jets.

Les jets d'air constituent la sortie finale d'un circuit pneumatique conçu pour les produire. Illustré sur la figure 3.5, ce circuit comprend :

- Un ventilateur capable de fournir le débit et la pression souhaités.
- Un réservoir, appelé plénum, ayant pour rôle d'être une chambre de pression stabilisée, où arrive le flux en sortie du ventilateur, et où sortent les flux en direction des différents caissons de soufflage, répartis le plus équitablement possible.
- Des caissons de soufflage, équipés de buses d'où sortent les jets d'air.
- Le ventilateur et le plénum, puis le plénum et les caissons sont reliés entre eux par des flexibles avec un anneau en cuivre, de diamètres respectifs de 400 et 250 millimètres, capables de résister aux pressions de fonctionnement du circuit pneumatique.

Les jets doivent impacter toute la largeur de la bande et la répartition de l'écoulement entre les buses doit être homogène. La largeur des caissons est donc plus grande que la largeur

de la bande, de 0.6 mètre, et son volume est important, $0.6 \times 0.6 \times 0.5 \text{ m}^3$, en comparaison des sections de buses, pour que la pression puisse être uniforme et stable dans le caisson. La géométrie a fait en amont l'objet d'une simulation ANSYS qui a validé la bonne homogénéité des jets.

Les caissons sont placés au centre de la bande, dans sa hauteur, afin de maximiser l'excitation dans les premiers modes de torsion et de flexion. La distance de soufflage doit être ajustable, chaque caisson doit pouvoir translater. Pour cela, il est fixé sur une glissière et le mouvement est activé par une vis sans fin.

Enfin, la géométrie de soufflage permet de varier le type de buses, leur disposition. Les caissons et les buses ont donc été dessinés à l'aide d'un projeteur chez Fives Stein, puis assemblés sur mesure par une chaudronnerie (le plénum également). Le dispositif de jets est entièrement interchangeable. Les caissons sont des cubes à cinq faces, auxquels on vient boulonner une sixième face qui est une plaque percée qui crée les jets. Pour la configuration actuelle, montrée sur la figure 3.6, chaque buse est un cylindre vissé sur un emplacement fileté. La plaque peut être équipée de 59 buses. Les emplacements peuvent également être bouchés afin de souffler avec moins de jets. Il est cependant possible de concevoir et faire fabriquer de nouvelles plaques, avec des jets en fente ou d'autres motifs.

Le circuit est utilisé actuellement avec deux caissons de soufflage. Le plénum possède deux autres emplacements permettant d'aller jusqu'à quatre caissons.



Figure 3.6 – Photo de l'un des deux caissons de soufflage, équipé de toutes les buses.

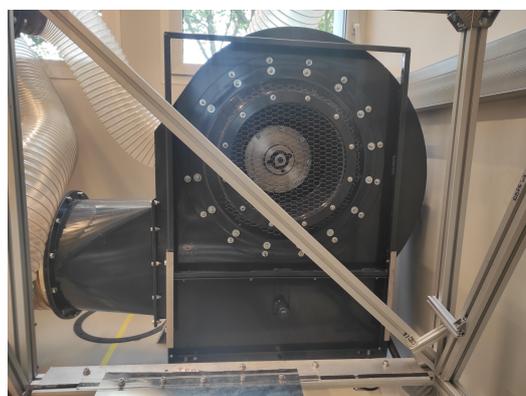


Figure 3.7 – Photo du ventilateur.

Encadré 3.1 : Dimensionnement d'un ventilateur

Un ventilateur a deux caractéristiques principales : le débit et la pression qu'il est capable de fournir. Les deux sont reliés à la vitesse de rotation du moteur par l'abaque de fonctionnement fourni par le fabricant, sur la figure 3.8. A un régime donné du moteur, le point de fonctionnement Débit-Pression du ventilateur est situé sur la courbe concave bleue correspondante. A titre indicatif, le point rouge à un débit $Q = 10000 \text{ m}^3 \cdot \text{h}^{-1} = 2.78 \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ et une pression $P = 5000 \text{ Pa}$ est sur l'isocourbe de vitesse de rotation du moteur à $2941 \text{ tr} \cdot \text{min}^{-1}$.

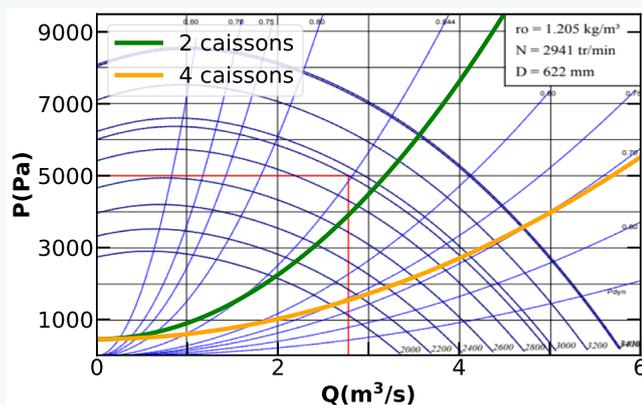


Figure 3.8 – Abaque de fonctionnement du ventilateur sur lequel on trace les courbes de pertes de charge théoriques du circuit pneumatique, pour deux ou quatre caissons.

Pour dimensionner les besoins, la gamme de débit requise est calculée par conservation depuis les débits désirés en sortie des jets. Les pressions correspondantes sont ensuite obtenues en évaluant les pertes de charge singulières du circuit aux agrandissements et rétrécissements en entrée et sortie du plénum, des caissons et des buses (IDEL'ČIK 1969). Le ventilateur aura à fournir cette pression afin de vaincre le total des pertes à chaque obstacle du circuit. Les relations débit-pression pour deux et quatre caissons sont tracées sur l'abaque et se situent bien dans la gamme de fonctionnement du modèle de la marque NEU-JFK Fevi, que nous avons choisi. Le moteur est piloté par un variateur en tension qui permet de régler facilement sa vitesse de rotation et donc le débit, et la vitesse des jets.

3.3.3 Mesures du déplacement de la bande et de la vitesse de jet

Le banc d'essai est instrumenté afin de récolter des données caractérisant les jets et le déplacement de la bande. Pour connaître la vitesse des jets et la densité de l'air, l'un des deux caissons est équipé d'un capteur de pression différentielle, indiquant l'écart entre la pression atmosphérique et la pression dans le caisson, ainsi qu'un thermocouple. La calibration de la relation pression - vitesse de jet est détaillée au chapitre 3.5. Un second capteur de pression mesure le différentiel de pression entre les deux caissons et permet de vérifier si la vitesse des jets est la même de chaque côté de la bande.



Figure 3.9 – Photographie des capteurs de déplacement.

Pour analyser le comportement de la bande, une multitude de solutions existent (EWINS 2000). Le choix s'est porté sur une solution non invasive, contrairement, par exemple, à des accéléromètres fixés sur la bande. Quatre capteurs de déplacement à triangulation laser mesurent la position de la plaque. Les capteurs sont positionnés comme indiqué sur la figure 3.10. Ils sont placés à 1/4 et 3/4 de la hauteur de la bande, ainsi qu'à 7 centimètres de chaque bord, de manière à se situer en dehors des nœuds des premiers modes de flexion et de torsion, qui sont les plus susceptibles d'apparaître. Montrés sur la figure 3.9, on les nomme BG, BD, HG et HD, respectivement pour Bas Gauche, Bas Droit, Haut Gauche et Haut Droit. La disposition rectangulaire des capteurs permet d'identifier ces premiers modes grâce au déphasage des signaux. Par exemple, les capteurs placés de part et d'autre de la bande à une même hauteur, comme BG et BD, produisent des signaux en phase lors d'un mouvement de flexion et en opposition de phase lors d'un mouvement de torsion.

Les données de ces sept capteurs sont recueillies en temps réel sur une carte d'acquisition puis sur un ordinateur muni de PAK MKII, une plateforme d'analyse de données.



Figure 3.10 – Emplacement des mesures de déplacement sur la bande.

3.4 Caractérisation dynamique de la bande

Dans cette section, nous nous intéressons à la caractérisation des déformées et des fréquences modales de la bande en fonction de la tension imposée, sans jets d'air. La relation entre fréquences de vibration et précontrainte en tension a été établie par trois méthodes ; théoriquement, grâce à des simulations avec un modèle à éléments finis, et expérimentalement.

3.4.1 Résultats théoriques : résolution de l'équation de comportement dynamique d'une plaque mince

Nous nous intéressons à nouveau à l'équation (3.1), en l'absence de contraintes extérieures.

$$\rho h \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} - h \nabla \cdot (\underline{\underline{\sigma}} \cdot \underline{\underline{\nabla}} w) + D \nabla^4 w = 0 \quad (3.4)$$

$$\frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} = 0 \quad (3.5)$$

Cette équation linéaire peut se résoudre numériquement. On se place dans le repère de la figure 3.11.

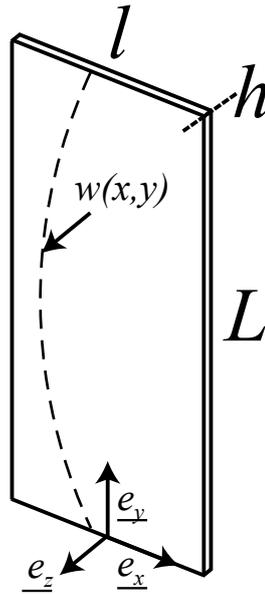


Figure 3.11 – Repère utilisé pour la bande.

Champ de contraintes La résolution d'un champ de contrainte statiquement admissible est nécessaire à la résolution du système. On rappelle que la bande est encastrée puis passe autour de quatre rouleaux avant de subir une tension uniforme à son autre extrémité. En faisant les hypothèses fortes de contact sans frottements entre la bande et les rouleaux (les rouleaux sont libres de pivoter et ont été enduits de graisse pour lubrifier la surface de contact), ainsi que de négliger le poids propre de la bande, on en déduit le champ de contrainte usuelle d'une tension uniaxiale.

$$\underline{\underline{\sigma}} = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & N/h \end{pmatrix} \quad (3.6)$$

Le champ de l'équation (3.6) est bien de divergence nulle, et simplifie considérablement le terme de précontrainte de l'équation (3.4), pour obtenir l'équation suivante :

$$\rho h \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} - N \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + D \nabla^4 w = 0 \quad (3.7)$$

Conditions aux limites La bande est libre sur ses deux bords verticaux et en appui simple sur les deux rouleaux, les deux bords horizontaux. En empruntant les notations classiques de mécanique des plaques, la plaque est dite SS-F-SS-F, SS pour "Simply Supported", et F pour "Free". Les conditions aux limites sont donc un déplacement w et un moment fléchissant nuls M_y aux appuis simples, ainsi qu'un moment fléchissant M_x et un effort tranchant V_x nuls sur les bords libres :

$$\begin{aligned} w(x, y = 0) &= 0, & M_y(x, y = 0) &= 0 \\ w(x, y = L) &= 0, & M_y(x, y = L) &= 0 \\ M_x(x = -l/2, y) &= 0, & V_x(x = -l/2, y) &= 0 \\ M_x(x = l/2, y) &= 0, & V_x(x = l/2, y) &= 0 \end{aligned} \quad (3.8)$$

$$\begin{aligned} M_x(x, y) &= \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \nu \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} & M_y(x, y) &= \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + \nu \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} \\ V_x(x, y) &= \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + (2 - \nu) \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} \right) \end{aligned} \quad (3.9)$$

Séparation des variables Le déplacement normal w est écrit en séparant les variables, en exprimant $w(x, y, t)$ comme le produit d'une fonction sinusoidale du temps t , de pulsation ω , d'une fonction de x et d'une fonction de y .

$$w(x, y, t) = \sin(\omega t) f(x) g(y) \quad (3.10)$$

Les conditions aux limites de la bande en appui simple sur les rouleaux, déplacement nul et moment nul en $y = 0$ et $y = L$, montrent de manière assez immédiate que $g(y) = \sin\left(\frac{m\pi}{L}y\right)$, avec $m \in \mathbb{N}^*$.

Equation différentielle en x L'équation (3.10) est injectée dans l'équation (3.7) et permet d'établir l'équation différentielle pour la fonction f :

$$\frac{\partial^4 f}{\partial x^4}(x) - 2\frac{n\pi^2}{L} \frac{\partial^2 f}{\partial x^2}(x) + \left(\frac{n\pi^4}{L} + \frac{N}{D} \frac{n\pi^2}{L} - \frac{\rho h}{D} \omega^2 \right) f(x) = 0 \quad (3.11)$$

Les solutions de cette équation s'écrivent comme une combinaison de fonctions trigonométriques et de fonctions trigonométriques hyperboliques, selon la valeur de la pulsation spatiale $k = \left(\frac{\rho h}{D} \omega^2\right)^{1/4}$. Les conditions aux limites (3.8) en $x = -l/2$ et $x = l/2$ permettent de déduire les coefficients scalaires devant les fonctions dans la combinaison linéaire.

Le système ne peut cependant être résolu que pour certaines valeurs de k et donc de ω . Ces pulsations où une solution existe correspondent aux modes de la plaque, qui sont complètement définis en ayant calculé la fréquence modale $\frac{\omega_{nm}}{2\pi}$ et la déformée modale $f_n g_m$. Les différentes solutions pour f sont identifiées par l'indice n tandis que celles pour g le sont par l'indice m .

Les quatre premiers modes calculés sont présentés dans la figure 3.12. On retrouve les deux premiers modes de flexion et de torsion, alternant avec des fréquences croissantes.

On introduit ensuite le produit scalaire suivant :

$$\langle f_1, f_2 \rangle = \int_{x=-l/2}^{x=l/2} \int_{y=0}^{y=L} f_1(x, y) f_2(x, y) dx dy \quad (3.12)$$

En appliquant ce produit scalaire à l'équation (3.7), pour une solution du système, on obtient une masse et une raideur modale, M_{nm} et K_{nm} ainsi qu'une formule liant la pulsation ω_{nm} à la tension N :

$$\begin{aligned} \rho h \langle f_n g_m, f_n g_m \rangle &= (-\omega_{nm}^2 \sin(\omega_{nm} t)) + \\ &\langle \left(N \left(\frac{n\pi}{L} \right)^2 f_n g_m + D \nabla^4 (f_n g_m) \right), f_n g_m \rangle \sin(\omega_{nm} t) = 0 \end{aligned} \quad (3.13)$$

$$\begin{aligned} M_{nm} &= \rho h \langle f_n g_m, f_n g_m \rangle \\ K_{nm} &= \langle \left(N \left(\frac{n\pi}{L} \right)^2 f_n g_m + D \nabla^4 (f_n g_m) \right), f_n g_m \rangle \\ \Leftrightarrow \omega_{nm} &= \sqrt{\frac{\langle \left(N \left(\frac{n\pi}{L} \right)^2 f_n g_m + D \nabla^4 (f_n g_m) \right), f_n g_m \rangle}{\rho h \langle f_n g_m, f_n g_m \rangle}} \end{aligned} \quad (3.14)$$

Les fréquences modales dépendent donc du terme de raideur en flexion, constant, et de la tension de précontrainte. On retrouve la même dépendance que dans la bibliographie pour d'autres conditions aux limites (LEISSA 1969). L'évolution des fréquences des premiers modes de flexion et de torsion en fonction de la tension, pour les dimensions du banc d'essai, est tracée sur la figure 3.16. On observe l'influence de la raideur en flexion à basse tension, particulièrement pour le mode de torsion, puis l'évolution asymptotique des fréquences en \sqrt{N} dans la gamme de tensions étudiée sur le banc d'essai.

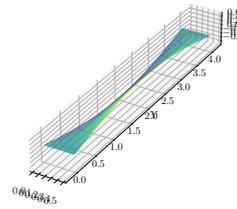
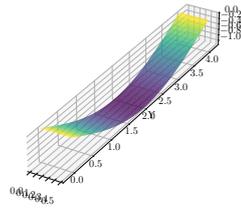
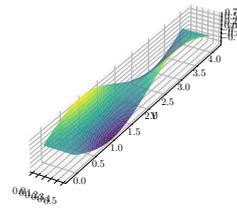
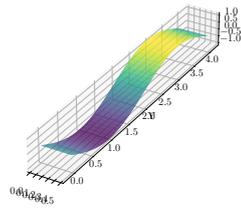
Mode 11 $f_{11} = 1.41 \text{ Hz}$ Mode 21 $f_{21} = 1.62 \text{ Hz}$ Mode 12 $f_{12} = 2.84 \text{ Hz}$ Mode 22 $f_{22} = 3.24 \text{ Hz}$ 

Figure 3.12 – Quatre premiers modes de la bande. Résolution numérique de l'équation de comportement dynamique d'une plaque mince pour une tension $N = 500 \text{ N.m}^{-1}$.

3.4.2 Simulations ANSYS

Pour appuyer les résultats théoriques, les modes de la bande ont été calculés sur ANSYS, logiciel de simulation aux éléments finis. Les conditions aux limites sont simplifiées et ne tiennent pas compte des rouleaux, avec un encastrement d'un côté, et un profil de tension uniforme de l'autre, directement appliquées en $y = 0$ et $y = L$, en lieu et place des rouleaux. On retrouve dans les quatre premiers modes, sur la figure 3.13 les modes de flexion et de torsion avec un et deux ventres. Les fréquences modales sur la figure 3.16 valident également les calculs précédents avec des points très proches des courbes théoriques aux différentes tensions testées. La corrélation est moins satisfaisante pour des tensions plus faibles, cependant ces points ne correspondent pas à des configurations de tension réalistes.

3.4.3 Résultats expérimentaux

Les modes ont également été identifiés expérimentalement à l'aide de deux techniques d'analyse modale expérimentale (EWINS 2000), pour cinq différentes tensions entre 725 et 1902 N.m^{-1} , équivalant à un contrepois de 30 à 90 kg .

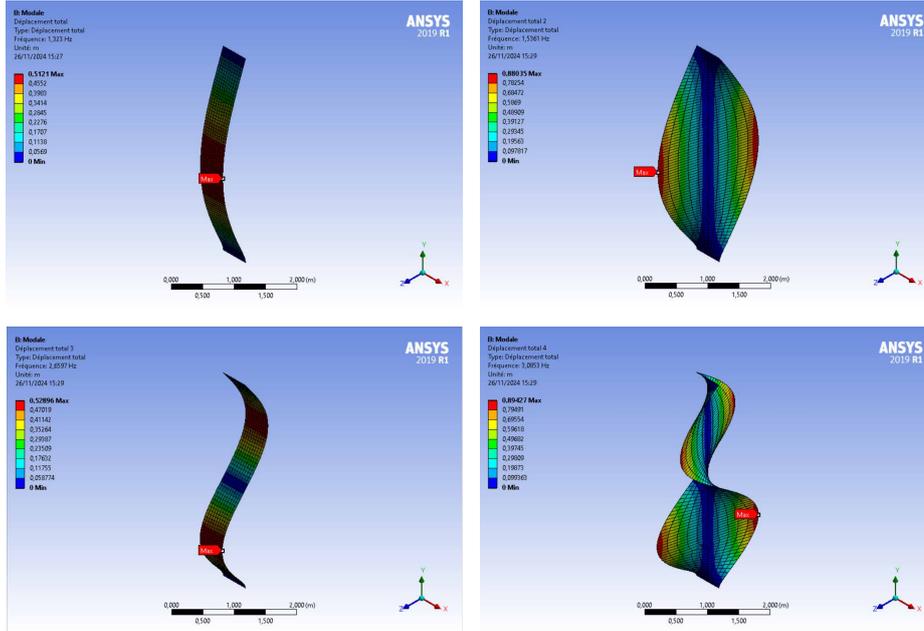


Figure 3.13 – Quatre premiers modes de la bande, pour une tension $N = 500 \text{ N.m}^{-1}$. Modèle aux éléments finis ANSYS. Les fréquences valent respectivement 1.32, 1.54, 2.66 puis 3.09 Hz .

3.4.3.1 Vibrations libres

La première technique consiste à impulser un mouvement à la bande en effectuant un forçage manuellement, puis à la laisser osciller librement jusqu'à son retour à la position d'équilibre. Le déplacement de la bande est enregistré aux quatre points de mesure. Les spectres des signaux de déplacement permettent d'identifier les pics qui correspondent aux fréquences modales. Chaque mode est identifié en analysant la partie complexe de la FFT et le déphasage entre les différents signaux. Ils sont tous en phase pour le premier mode de flexion, en opposition de phase entre les capteurs à gauche et ceux à droite pour le premier mode de torsion, et ainsi de suite. Plusieurs types de perturbations ont été testés à différents endroits de la bande : la décaler de sa position d'équilibre puis la relâcher avec une vitesse nulle, la forcer manuellement dans un mouvement sinusoïdal et "accrocher" la fréquence d'un des premiers modes avant de la relâcher. Dans tous les cas, les résultats obtenus sont similaires et indépendants de la méthode employée.

3.4.3.2 Excitation à l'aide d'un pot vibrant

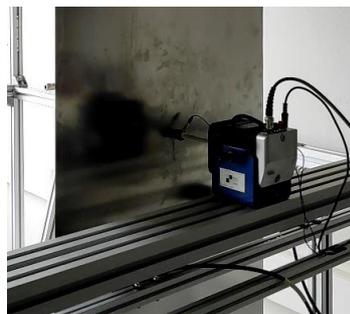


Figure 3.14 – Installation du pot vibrant sur la bande.

Une analyse modale a également été réalisée à l'aide d'un pot vibrant, équipé d'un capteur de force et fixé à la bande, voir sur la figure 3.14. Le mouvement de translation du pot

vibrant est imposé par un signal de tension sinusoïdal, balayant des fréquences entre 1 et 10 Hz . Les fonctions de transfert entre la force d'excitation du pot vibrant et les quatre signaux de déplacement permettent ensuite d'identifier les pics de résonance correspondant aux fréquences modales. Les déphasages des différentes fonctions de transfert permettent ensuite d'associer les déformées modales aux fréquences de résonance.

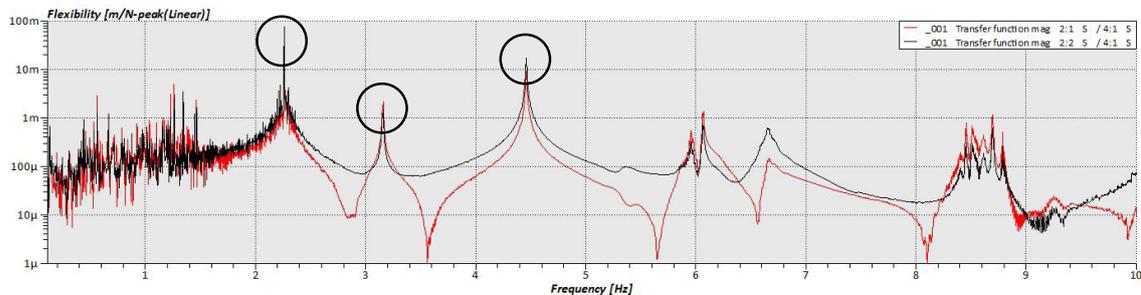


Figure 3.15 – Exemple de fonctions de transfert entre le pot vibrant et les capteurs de déplacement pour deux capteurs. Les pics entourés correspondent, dans l'ordre des fréquences croissantes, au premier mode de flexion, au premier mode de torsion puis au deuxième mode de flexion.

3.4.4 Synthèse des résultats

Les deux techniques expérimentales donnent des résultats très proches pour les modes de flexion, avec un écart toujours inférieur à 4%. Les fréquences sont légèrement plus élevées avec le pot vibrant, plutôt que les oscillations libres. Une explication possible est que le point de contact avec le pot vibrant rend le système plus rigide et lui procure une raideur ajoutée, augmentant ainsi les fréquences de vibration.

Les fréquences observées sont plus basses que le modèle théorique et la pente est également plus faible que 0.5, estimée à 0.43 pour le premier mode, et 0.44 pour le deuxième mode. La corrélation avec les fréquences prédites reste cependant très correcte, avec un écart relatif maximum de 12% pour les tensions les plus importantes. Le modèle théorique ne prend pas en compte la masse ajoutée par l'air environnant aux masses modales des premiers modes. En calculant les masses modales ajoutées avec la formule donnée par GIBERT (1988), on obtient une masse ajoutée valant environ 7% des masses modales pour les deux premiers modes de flexion. En la prenant en compte, on obtient des fréquences théoriques de 3.5% plus basses, plus proches des valeurs expérimentales. Pour le mode de torsion, l'inertie modale ajoutée par l'air vaut 2% de l'inertie modale du premier mode de torsion.

Les résultats expérimentaux montrent un profil différent pour le premier mode de torsion. Les écarts entre les mesures en vibration libre et celles avec le pot vibrant sont entre 9 et 14%. Alors que les deux premiers modes de flexion et de torsion ont des fréquences très proches analytiquement, ce n'est pas le cas sur le banc d'essai. Le mode de torsion a une fréquence plus élevée que l'on ne retrouve pas dans les simulations et le modèle.

Par la suite, la valeur de la pulsation de référence sans jets lors d'un essai sera définie comme la valeur expérimentale, avec des oscillations libres. La pulsation sera mesurée au début de chaque série d'essais, avec un essai initial sans jets.

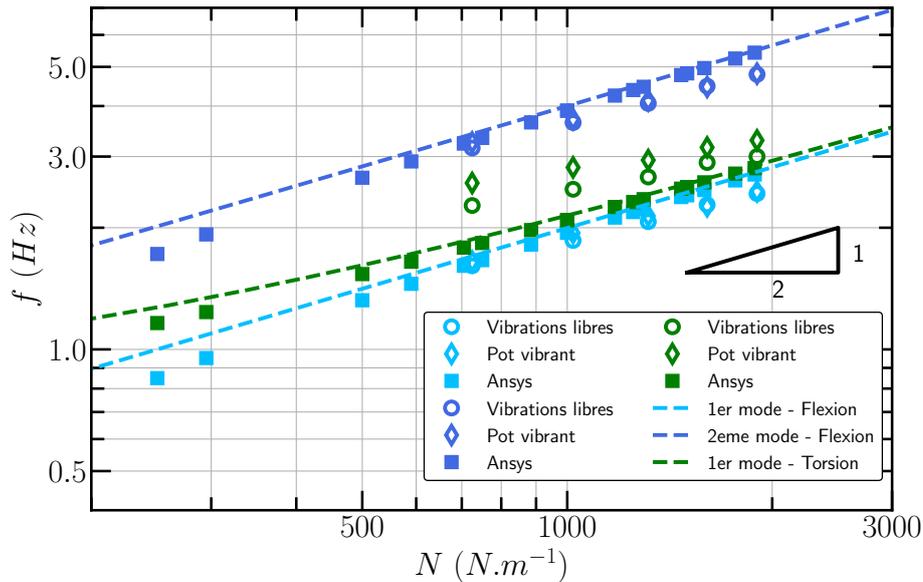


Figure 3.16 – Relation Tension - Fréquence pour le premier mode de torsion et les deux premiers modes de flexion. Synthèse des résultats par différentes méthodes.

3.5 Caractérisation des jets

Pour connaître la vitesse des jets U_J pendant les essais, la différence de pression ΔP entre l'intérieur des caissons et la pression atmosphérique est mesurée. La vitesse débitante est liée à ΔP par une relation de pertes de charge (IDEL'ČIK 1969) :

$$\Delta P = \frac{1}{2} \xi \rho_{air} U_J^2 \quad (3.15)$$

Dans l'équation (3.15), ξ est le coefficient de perte de charge des buses. Fives Stein fournit une valeur de ξ de 1.5 pour une buse droite cylindrique, qui peut diminuer à 1.35 lorsque celle-ci est chanfreinée à l'entrée de l'écoulement, ce qui est le cas des buses du banc d'essai. Théoriquement, les pertes de charge sont indépendantes du nombre de buses dont le caisson est équipé. Le volume intérieur est suffisamment grand pour que les sections d'entrée des buses soient négligeables en comparaison.

ρ_{air} est la masse volumique de l'air. Elle est considérée constante, à 1.2 kg.m^{-3} qui est sa valeur pour une température de 20°C . En réalité, au cours d'une série d'essais, la température à l'intérieur des caissons augmente. D'une température ambiante initiale autour de $18\text{-}19^\circ\text{C}$, la valeur dans les caissons peut atteindre jusqu'à 26°C en cas d'utilisation prolongée du ventilateur à pleine puissance pendant plusieurs minutes. Sur cette plage de température, la variation de ρ_{air} est inférieure à 2.5% et reste négligeable et ne sera pas prise en compte par la suite. Particulièrement dans ce chapitre, où les essais ont été brefs et le ventilateur utilisé à une puissance modérée, la hausse des températures et l'erreur sur ρ_{air} s'en trouvent d'autant plus limitées.

Pour valider la relation pression-vitesse de jet expérimentalement, en vérifiant la valeur du coefficient de perte de charge, et s'assurer la répartition homogène du débit à travers les buses, indépendamment du nombre de buses et de leur emplacement, nous avons mesuré simultanément la vitesse en sortie de buses U , à l'aide d'une sonde Pitot, et la pression différentielle. Il est important de différencier la vitesse mesurée au centre du jet en sortie de la buse U et la vitesse débitante U_J qui est la vitesse moyenne sur la surface totale de

sortie.

Les deux peuvent être reliés en étudiant les profils de vitesse en sortie de buse par la relation suivante, dont l'obtention est détaillée dans l'encadré 3.2 :

$$U_J = 0.875U \quad (3.16)$$

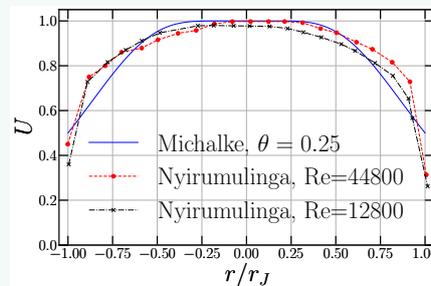
Encadré 3.2 : Relation entre la vitesse mesurée et la vitesse débitante pour un jet d'air turbulent

Pour un jet cylindrique turbulent, MICHALKE (1971) a établi une relation analytique du profil, en fonction du rayon de la buse r_J , de l'épaisseur de la couche limite θ et de la distance à l'axe central du jet r :

$$u(r) = \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \tanh\left[\frac{r_J}{4\theta}\left(\frac{1}{r} - r\right)\right] \quad (3.17)$$

Le profil est constitué d'une couche limite proche de la paroi et d'une zone centrale où la vitesse est la plus importante.

NYIRUMULINGA (2011) a mesuré à l'aide d'un anémomètre à fil chaud les profils de jet en sortie de buses pour différentes formes couramment utilisées dans l'industrie, particulièrement pour une buse cylindrique. Les profils expérimentaux sont semblables au profil théorique, avec une couche limite moins importante à proximité des parois. On extrait de ces profils théoriques et expérimentaux la relation (3.16) entre la vitesse dans la zone centrale U , celle mesurée, et la vitesse débitante, moyennée sur la surface, U_J .



Quatre configurations différentes de caisson sont testées. Elles sont représentées sur la figure 3.17. Pour les trois premières, la vitesse en sortie est mesurée en face des buses aux quatre coins des caissons, ainsi qu'à la buse du milieu. Les mesures sont prises pour les deux caissons. Le nombre total de buses augmente entre les configurations, avec respectivement 5, 27 puis 41 buses. Une dernière configuration est mise en place, avec deux lignes complètes de buses, afin de vérifier la répartition correcte de l'écoulement dans la largeur du caisson.

Pour chaque essai, la vitesse est mesurée pendant 10 secondes, pendant lesquelles la sonde Pitot est maintenue à la main, directement à la sortie du jet, le plus centré possible. Malgré ce maintien manuel, les signaux bruts sont peu bruités. Le résultat extrait est la vitesse moyenne de l'échantillon.

Sur la figure 3.18, on peut observer trois tendances à partir des vitesses mesurées. Premièrement, les points bleus et rouges, correspondant respectivement aux deux caissons se faisant face, ne sont pas à la même pression pour un même réglage du ventilateur. En effet, malgré les

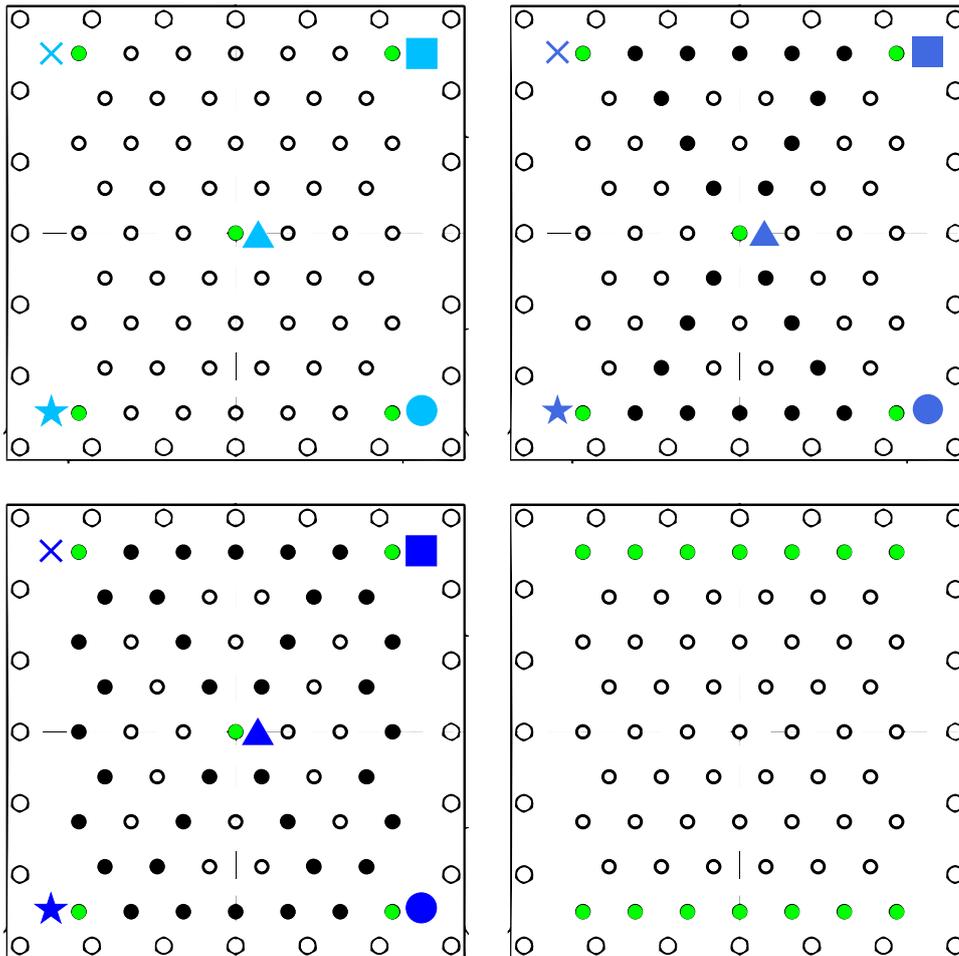


Figure 3.17 – Configurations testées. Les mesures sont prises en face des buses vertes. Les emplacements noirs sont équipés également d’une buse. Les emplacements blancs restent bouchés. Les marqueurs et les couleurs employés pour les figures de résultats sont indiqués.

efforts pour concevoir un circuit symétrique, la différence de pression entre les deux caissons n’est pas nulle. La pression dans le caisson de gauche, lorsque l’on fait face au banc d’essai, est systématiquement plus importante que la pression dans le caisson de droite, avec un surplus de l’ordre de 10%. Paradoxalement, les vitesses mesurées ne sont pourtant pas supérieures.

Toutes les mesures montrent des vitesses plus élevées que celle établie par la relation de pertes de charge (3.15) pour $\xi = 1.35$. Cependant, les points expérimentaux avec la vitesse débitante U_J , calculée à partir de (3.16), tracés sur la figure 3.19, se situent autour de la courbe théorique, avec 10% de marge d’erreur. Ce coefficient de perte de charge paraît donc pertinent pour évaluer la vitesse débitante des jets à partir de la mesure de pression dans le caisson.

La répartition entre les différentes buses, correspondant aux différents marqueurs pour une couleur donnée, est satisfaisante. Il y a des écarts pour chaque mesure entre les cinq buses, néanmoins il n’y a pas de tendance d’une buse soufflant à une vitesse plus élevée ou plus faible que les autres. L’ordre des résultats varie à chaque essai et relève donc des incertitudes de mesure. Cela vient valider une bonne homogénéité de soufflage sur l’ensemble du caisson. Sur la figure 3.20, les essais avec la dernière configuration, pour deux lignes entières de buses, viennent corroborer ce résultat, la répartition du débit sur la largeur et la hauteur du caisson étant uniforme.

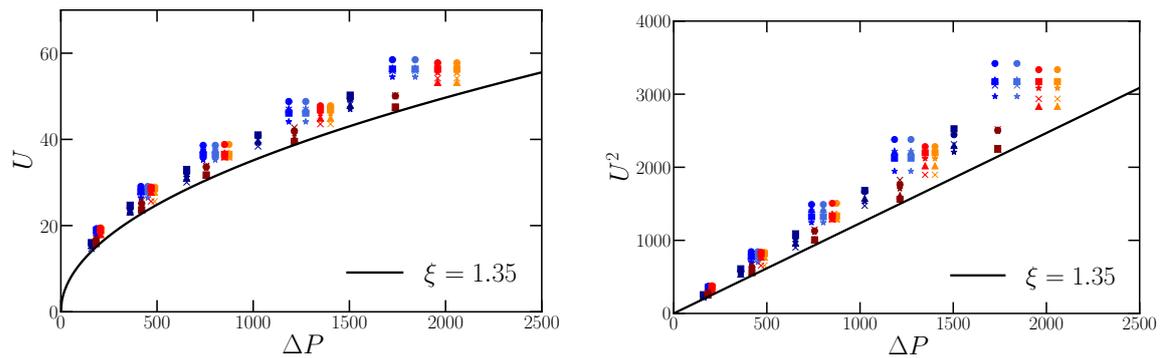


Figure 3.18 – A gauche : Vitesses mesurées en fonction du différentiel de pression. A droite : Vitesses mesurées, au carré, en fonction du différentiel de pression. Les points du premier caisson sont en bleu, ceux du deuxième en rouge. Comme indiqué sur la figure 3.17, la teinte varie en fonction du nombre de buses total : claire pour 5 buses, intermédiaire pour 27, foncée pour 41. Les marqueurs correspondent aux différentes buses.

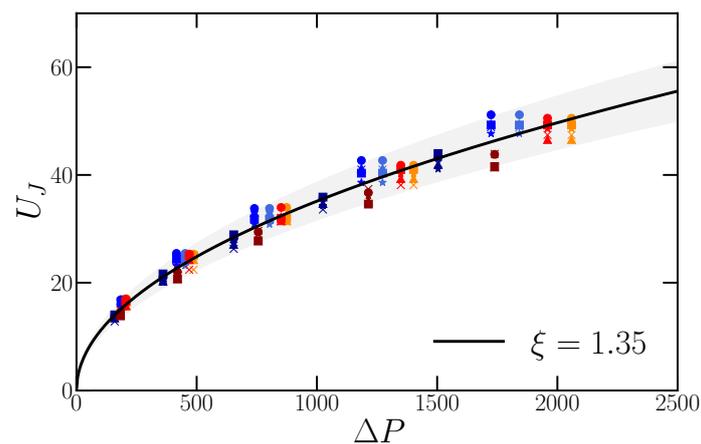


Figure 3.19 – Vitesses débitantes calculées en fonction du différentiel de pression.

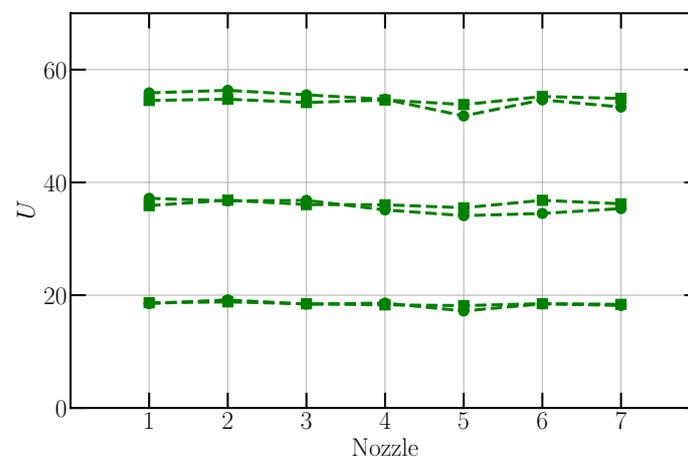


Figure 3.20 – Valeurs des vitesses de jet pour la ligne basse - marqueurs carrés - et la ligne haute - marqueurs ronds - pour différentes buses. Test à trois puissances du ventilateur.

3.6 Analyse du facteur de pointe - Élimination de l'hypothèse d'excitation par la turbulence

Dans ce sous-chapitre, nous allons détailler une étude statistique des différents signaux de pression et de déplacements, pour un soufflage stationnaire, dans le but de vérifier que les instabilités ne sont pas déclenchées par de la turbulence des jets. Pendant vingt minutes, le ventilateur est réglé pour souffler à une vitesse élevée, légèrement inférieure à la vitesse critique, et les capteurs mesurent le déplacement de la bande et la pression dans les caissons. La durée est suffisante pour que des événements statistiques exceptionnels se produisent, comme une survitesse instantanée des jets et un déplacement soudain de la bande, qui pourraient suffire, en cas de non-linéarité, à déclencher des instabilités.

3.6.1 Etude statistique des signaux

L'analyse porte sur l'évolution de la pression au cours du temps, pour une valeur de consigne du ventilateur fixée, afin de déterminer si la pression est stable et stationnaire ou si le signal présente d'importantes fluctuations. Les déplacements bruités de la bande, autour de la position d'équilibre, sont également examinés. Pour cette étude, nous faisons appel à des outils statistiques classiques (GUTHRIE 2020).

L'**asymétrie** g mesure si le signal est équitablement réparti autour d'une valeur moyenne. Une répartition parfaitement symétrique aura une asymétrie de 0. Elle est proportionnelle au moment d'ordre 3 de la variable étudiée :

$$m_k = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (x(k) - \bar{x})^k \quad (3.18)$$

$$g = \frac{m_3}{m_2^{3/2}} \quad (3.19)$$

Une asymétrie positive indique que la queue de distribution à droite de la valeur centrale est plus importante que celle de gauche et vice versa pour une asymétrie négative.

Le **kurtosis** est défini à l'aide du moment d'ordre 4 et sert d'indicateur pour savoir si la variable est très centrée autour de la valeur moyenne ou si au contraire les queues de distributions sont épaisses et les valeurs extrêmes prépondérantes.

$$kurtosis = \frac{m_4}{m_2^2} - 3 \quad (3.20)$$

Avec la formule ci-dessus, il vaut 0 pour une loi normale. Si le kurtosis est positif, la distribution est plus centrée et plus fine qu'une loi normale. S'il est négatif, les queues de distribution sont plus épaisses.

L'histogramme du capteur de pression différentielle dans l'un des caissons, pour le signal enregistré vingt minutes, est tracé dans la figure 3.21. La pression moyenne vaut 2570 Pa et correspond à une vitesse $U_J = 56 \text{ m.s}^{-1}$, où le système est encore stable. La répartition est semblable à une loi normale, avec une légère asymétrie et plus de points en dessous de la valeur moyenne, en rouge pointillé, qu'au dessus. L'écart maximal à la valeur moyenne

3.6. Analyse du facteur de pointe - Élimination de l'hypothèse d'excitation par la turbulence

est inférieur à $100 Pa$, ce qui témoigne d'une excellente régularité du signal. L'asymétrie et le kurtosis sont proches de 0, cf. Table 3.4, et indiquent que la pression mesurée n'a pas de défauts particuliers : chute ou surpression récurrente, distribution non centrée autour de la valeur moyenne.

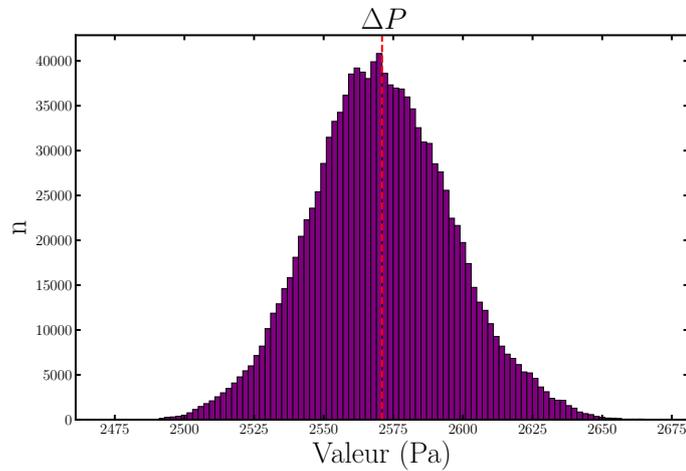


Figure 3.21 – Histogramme de la pression différentielle entre l'intérieur du caisson de soufflage et la pression atmosphérique, mesurée pendant 20 minutes à 1024 Hz.

Moyenne (Pa)	2570.95
Médiane (Pa)	2570.30
Ecart-type (Pa)	25.01
Asymétrie	0.104
Kurtosis	-0.014

Table 3.4 – Indicateurs statistiques du signal de la pression dans un des caissons de soufflage.

HG		HD	
Moyenne (mm)	0	Moyenne (mm)	0
Médiane (mm)	-0.01	Médiane (mm)	-0.02
Ecart-type (mm)	1.86	Ecart-type (mm)	1.26
Asymétrie	0.041	Asymétrie	0.054
Kurtosis	-0.170	Kurtosis	0.025
BG		BD	
Moyenne (mm)	0	Moyenne (mm)	0
Médiane (mm)	0	Médiane (mm)	-0.01
Ecart-type (mm)	1.99	Ecart-type (mm)	1.41
Asymétrie	0.020	Asymétrie	0.083
Kurtosis	-0.164	Kurtosis	0.064

Table 3.5 – Indicateurs statistiques des signaux de déplacement de la bande.

Les histogrammes des signaux des quatre capteurs de déplacement de la bande, respectivement HG, HD, BG et BD pour Haut Gauche, Haut Droit, Bas Gauche et Bas Droit, enregistrés simultanément sous l'effet des jets, sont tracés sur la figure 3.22. La bande est restée stable pendant la durée de l'acquisition, on enregistre les variations bruitées autour de sa position d'équilibre. Les signaux ont eux aussi des distributions similaires à une distribution normale. L'écart entre moyenne et médiane est très faible pour chaque capteur et

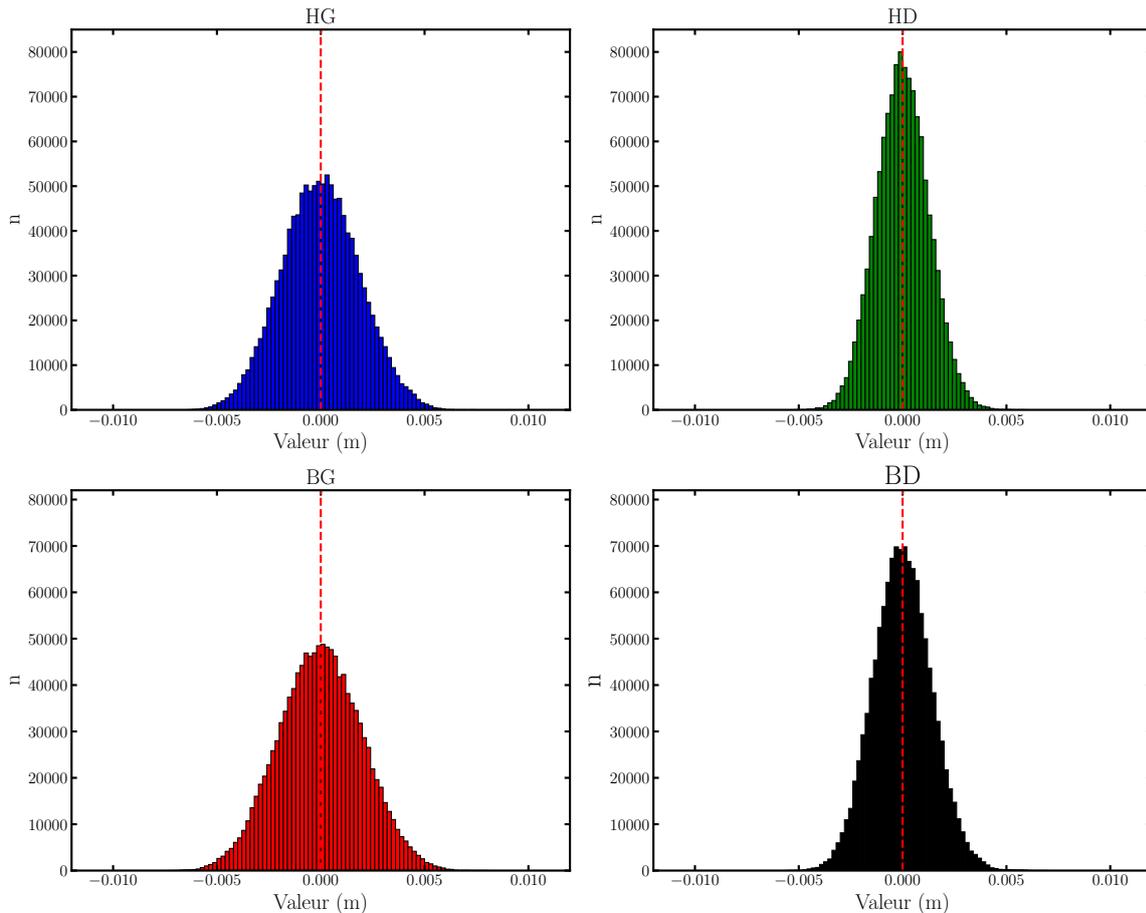


Figure 3.22 – Histogrammes du déplacement de la bande mesuré en 4 points pendant 20 minutes à 1024 Hz.

les asymétries sont proches de 0, ce qui indique que les distributions sont bien centrées et symétriques autour des valeurs moyennes.

On peut toutefois noter une différence entre les deux capteurs situés sur la gauche de la bande et ceux sur la droite. A gauche, les distributions sont plus larges et aplaties. Les valeurs des écarts-types et des kurtosis le vérifient. Les écarts-types sont plus de 40% plus élevés à gauche qu'à droite. Bien que faibles, les kurtosis sont négatifs pour les capteurs HG et BG et indiquent une plus grande importance des queues de distributions aux extrémités, contrairement aux capteurs situés sur la droite de la bande.

On peut expliquer cette différence par une accumulation de légers défauts de montage sur le centrage de la bande, au niveau de l'alignement des rouleaux haut et bas, de la verticalité de la bande, du positionnement du contrepoids, etc. Malgré toutes les précautions prises, la taille du banc d'essai et le nombre de composants rendent complexe le réglage de la bande. On se rapproche au mieux d'un alignement parfaitement vertical de la bande, cependant il n'est jamais atteint. Les résultats semblent indiquer que, dans la configuration de ces essais, le bord droit de la bande était plus tendu que le bord gauche, lui laissant moins de liberté de mouvement.

3.6.2 Facteur de pointe

Le facteur de pointe indique la valeur la plus extrême atteinte par le signal, ramenée à l'écart-type. Il exprime le fait que, sur un temps long, une variable bruitée finira systématiquement

par atteindre une valeur très éloignée de sa position d'équilibre. On le calcule ici pour différents échantillons du signal, de durées variables, répartis sur la durée totale de vingt minutes avec la formule suivante :

$$F_p(X, t_{sample}, \Delta t) = \frac{Max|X_{sample} - \bar{X}|}{\sigma(X)} \quad (3.21)$$

X_{sample} est l'échantillon de durée Δt démarrant au temps t_{sample} . Le facteur de pointe mesure donc l'écart maximum de la variable X , dans l'échantillon, avec la moyenne, divisé par l'écart-type. La moyenne et l'écart-type pris en compte sont calculés sur la durée totale du signal et ne dépendent pas de l'échantillonnage. Pour les durées d'échantillonnage courtes, la valeur est calculée sur un nombre important d'échantillons répartis sur le signal total. Le facteur de pointe est notamment employé dans le dimensionnement d'ouvrages d'art et de structures soumis à l'écoulement du vent, afin de prendre en compte les rafales de vent les plus extrêmes. Une courbe théorique prédit l'évolution, en fonction de la durée d'échantillon Δt , grâce à la formule de Davenport, démontrée dans le livre de CREMONA et FOUCRIAT (2002), intégrée à l'Eurocode dans le chapitre sur les actions du vent (COMITÉ EUROPÉEN DE NORMALISATION 2005) :

$$F_p(\Delta t) = \sqrt{2 \ln(\nu \Delta t)} + \frac{0.577}{\sqrt{2 \ln(\nu \Delta t)}} \quad (3.22)$$

ν est une fréquence caractéristique du système, qui peut correspondre pour un ouvrage à la fréquence d'excitation extérieure, du vent par exemple.

Le facteur de pointe de la pression, tracé sur la figure 3.23 augmente avec la durée d'échantillonnage, avec une bonne correspondance avec la formule de Davenport pour $\nu = 0.59 \text{ Hz}$. Le signal de pression n'a pas de fréquence caractéristique et ν est définie ici comme la fréquence centrale, où l'intégrale de la densité spectrale de puissance du signal est égale des deux côtés de cette fréquence. Le facteur de pointe augmente rapidement lorsque la durée d'échantillonnage est inférieure à $\Delta t = 90 \text{ s}$ avant de passer à un second régime de croissance logarithmique à des valeurs entre 3 et 4 pour des durées plus longues.

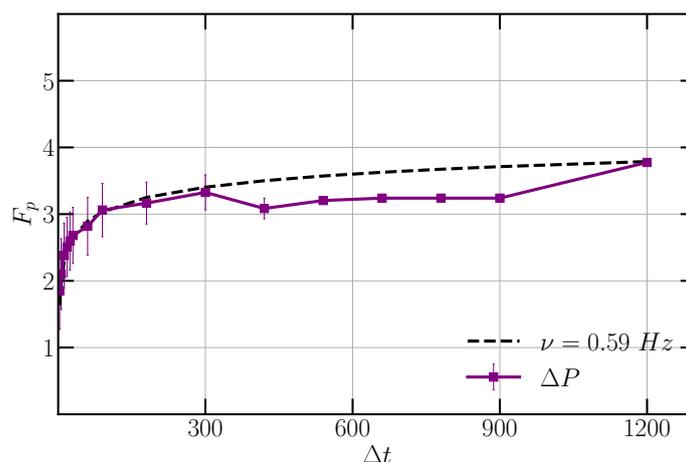


Figure 3.23 – Évolution du facteur de pointe de la pression différentielle.

Sur la figure 3.24, on retrouve, pour les signaux de déplacement, des résultats couplés 2 à 2, avec des courbes identiques entre les capteurs haut et bas à gauche, ainsi que pour les capteurs haut et bas de droite.

Ceux de droite atteignent des facteurs de pointe plus élevés, valant respectivement 4.67 et

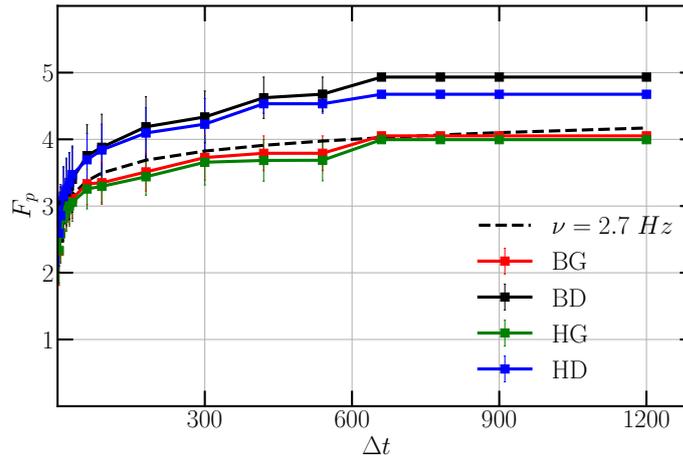


Figure 3.24 – Evolution du facteur de pointe des signaux de déplacement.

4.93 contre 4.05 et 3.99 pour les capteurs de gauche. Une explication possible est que les distributions des capteurs de droite sur la figure 3.22 sont bien plus fines autour de la valeur moyenne. Il en résulte des écarts-types bien plus faibles, qui interviennent dans le calcul du facteur de pointe.

Enfin, la courbe théorique avec la fréquence du premier mode de torsion, qui est le mode instable de la bande dans la configuration d'essai, montre une superposition très satisfaisante avec les courbes des capteurs de gauche.

Pendant les vingt minutes de l'essai, le soufflage stationnaire à une vitesse élevée, proche de la limite de stabilité, n'a donc pas suffi à provoquer l'apparition de flottement. La pression dans les caissons montre une très bonne régularité, avec une faible dispersion de sa valeur au cours du temps. Malgré les événements statistiques exceptionnels qui se sont produits, avec les facteurs de pointe des différents signaux dépassant quatre écarts-types, la bande est restée stable. L'hypothèse de l'excitation des vibrations par la turbulence de l'écoulement est donc à écarter.

3.7 Conclusions

Nous nous sommes concentrés dans ce chapitre sur la conception du banc d'essai instrumenté, destiné à étudier les instabilités de flottement dans les tours de refroidissement. La méthode adoptée a consisté à définir des lois d'échelle, formulées à l'aide de nombres adimensionnels, notamment établis en lien avec les différents termes de l'équation du comportement dynamique d'une plaque mince. Les choix techniques liés à la construction du montage expérimental ont été réalisés de manière à assurer une bonne similitude de toutes les lois d'échelle avec la configuration industrielle, tout en intégrant les contraintes techniques d'installation dans le laboratoire.

Une fois le montage du banc terminé, les modes de vibrations de la bande flexible ont été caractérisés expérimentalement, en plus d'une étude théorique et de simulations numériques. Les trois méthodes montrent des résultats cohérents et permettent d'identifier la relation entre la tension imposée à la bande et les fréquences de vibration des premiers modes de flexion et de torsion.

Au préalable des essais dynamiques, l'étalonnage du coefficient de pertes de charge des buses permet de déduire aisément la vitesse du jet à partir de la mesure non invasive de la pression dans les caissons de soufflage.

Enfin, une étude statistique des différents signaux montre que le soufflage est stable et varie peu au cours du temps, et que l'excitation de la bande ne peut pas avoir lieu par turbulence, même dans le cas d'une exposition prolongée à l'impact des jets.

Points essentiels du chapitre 3

1. Un banc d'essai permettant de reproduire les instabilités dans les tours de refroidissement a été conçu.
2. Les modes de vibrations de la bande, en l'absence de jets d'air, ont été identifiés par trois différentes méthodes.
3. Le banc d'essai a été instrumenté afin de mesurer la pression dans les caissons et le déplacement de la bande en plusieurs points. La relation entre la pression et la vitesse de jet a été établie à l'aide d'une relation de pertes de charge.
4. Les instabilités ne sont pas déclenchées par la turbulence des jets et les évènements exceptionnels spontanés.

4

RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

Sommaire

4.1	Premières observations	72
4.2	Protocole expérimental	77
4.3	Résultats expérimentaux	79
4.4	Conclusions	87

Le banc d'essai décrit au chapitre précédent permet d'étudier expérimentalement la stabilité d'une bande souple d'acier impactée par une batterie de jets d'air. Dans ce chapitre, nous réalisons une première cartographie du comportement dynamique du système, en faisant varier la vitesse de jet et la distance buses-bandes. Plusieurs régimes instables sont identifiés. Lorsque les jets sont très proches de la bande, à moins d'un diamètre de jet de distance, il est possible d'observer une instabilité de divergence, ainsi que des vibrations de la bande semblables à celles observées au chapitre 2. A des distances de soufflage plus conventionnelles dans les configurations industrielles, de l'ordre de quelques diamètres de jet, un phénomène de flottement se développe. Au-delà d'une vitesse de jet critique, qui dépend peu de la distance buse-bande, le premier mode de torsion de la bande devient instable. Le mode qui allait être le plus instable et celui dans lequel allait se développer le flottement était difficile à prévoir lors de la conception du banc d'essai. Contrairement aux masses et raideurs modales, que l'on peut prévoir en fonction des différents paramètres du système, les amortissements structuraux dans chaque mode ne sont pas connus à l'avance.

Le premier mode de torsion est donc le plus instable sous l'effet des jets, et les deux chapitres qui suivent traitent principalement des résultats dans ce mode. Nous allons caractériser expérimentalement l'influence des différents paramètres réglables sur le comportement dynamique de la bande et sur l'apparition du phénomène de flottement.

4.1 Premières observations

4.1.1 Cartographie qualitative des phénomènes instables

Les problématiques présentes sur les lignes industrielles, qui ont motivé cette étude, concernent également notre banc d'essai. Les connaissances actuelles ne permettaient pas de prédire, lors de la conception et du dimensionnement, l'apparition d'instabilités, le type de phénomène, ou encore le ou les modes dans lesquels le flottement peut avoir lieu. Une première cartographie des phénomènes observables à l'aide de notre dispositif expérimental est donc réalisée. Une tension médiane $N = 1313 \text{ N.m}^{-1}$ est imposée à la bande, à l'aide d'un contrepois d'une masse $M = 60 \text{ kg}$. On explore une gamme de distances entre les buses et la bande, symétriques pour les deux caissons, entre $H = 8 \text{ mm}$ et $H = 150 \text{ mm}$. La distance est exprimée adimensionnée par le diamètre de jet H/d_J . Les buses utilisées ont un diamètre $d_J = 16.7 \text{ mm}$, et la distance varie donc entre $H/d_J = 0.48$ et 8.98 . Sur les lignes de production, la distance de soufflage est réglée pour maximiser les transferts thermiques et le refroidissement. La distance optimale se situe entre 5 et 6 diamètres de buse (HRYCAK 1981). Les caissons sont équipés de 36 buses sur 59, dans la configuration de la figure 4.3. Sur le montage expérimental, l'alignement des caissons et de la bande n'est pas parfait et la bande est légèrement désaxée, d'un petit angle, par rapport au plan orthogonal aux buses. Le défaut implique une erreur de $\pm 3 \text{ mm}$, mesurée sur les côtés de la bande, sur la distance buses-bande H . Pour une distance de soufflage fixe, nous faisons varier la vitesse de jet pour observer de manière qualitative les différents comportements de la bande. Les résultats sont présentés sur la figure 4.1. Trois phénomènes instables sont détectés.

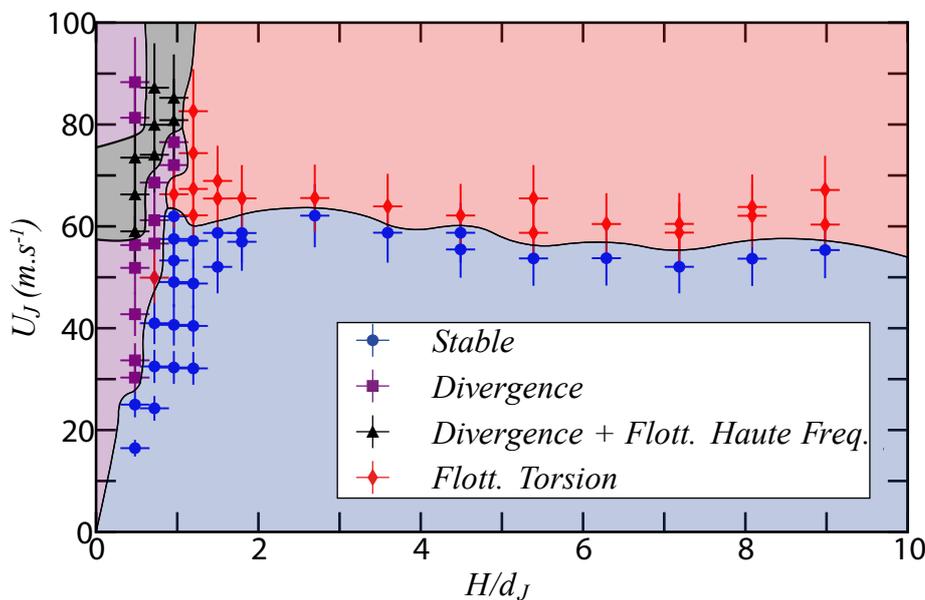


Figure 4.1 – Diagramme de stabilité du système, en fonction de la distance de soufflage H/d_J et de la vitesse de jet U_J . Les barres d'erreur horizontales correspondent à $\pm 3 \text{ mm}$. Les barres d'erreur verticales correspondent à une erreur de 10% sur l'estimation de la vitesse de jet à l'aide de la mesure de pression. $N = 1313 \text{ N.m}^{-1}$. Les caissons sont équipés de 36 buses, disposées conformément au plan de la figure 4.3.

Distances $H/d_J < 1$ A des distances de soufflage très faibles, en dessous de $H/d_J = 1$, au-delà d'une certaine vitesse de jet, la bande change de position d'équilibre en se "collant"

à certaines buses. La figure 4.2 montre la bande en contact avec la buse au premier plan. Cette divergence est favorisée par le défaut d'alignement, qui est non négligeable lorsque la distance de soufflage est aussi faible. Pour $H = 8 \text{ mm}$, la buse du caisson au premier plan, sur la droite de la photo de la figure 4.2 est déjà à 5 mm seulement de la position d'équilibre de la bande, tandis que celle à gauche est à 11 mm. La bande vient se coller systématiquement aux buses les plus proches initialement. La vitesse critique à laquelle la divergence apparaît augmente avec la distance buses-bande.



Figure 4.2 – Divergence de la bande, collée à certaines buses.

Une fois cette divergence établie, en augmentant la vitesse de soufflage, le côté de la bande qui est encore libre se met à vibrer à une fréquence assez haute, de l'ordre de 12 Hz , allant jusqu'à heurter les buses, non sans rappeler le flottement obtenu sur le système modèle étudié au chapitre 2. La fréquence élevée, bien plus que les premières fréquences modales de la bande, est probablement due aux perturbations de la géométrie et de la raideur du système par les points fixes de la bande aux endroits où elle est en contact avec les buses. En parallèle, l'obturation des buses a un effet rétroactif sur le circuit pneumatique et les flexibles d'alimentation des caissons se mettent également à vibrer. Pour la configuration à la distance de soufflage la plus faible, à une vitesse de soufflage encore plus importante ($U_J > 80 \text{ m.s}^{-1}$), la force de succion reprend le dessus, la bande se colle à toutes les buses d'un des deux caissons, sur toute sa largeur, ce qui a pour conséquence de faire disparaître le flottement à haute fréquence.

Distances $H/d_J > 1$ A des distances de soufflage supérieures, la divergence n'apparaît plus. En revanche, au-dessus d'une vitesse critique, la bande se met à osciller avec une amplitude croissante jusqu'à atteindre un cycle limite d'oscillations à une amplitude constante, dans un mouvement qui s'apparente au premier mode de torsion. La fréquence d'oscillation est bien plus basse, de l'ordre de $2.7 - 3 \text{ Hz}$. Une chronophotographie du mouvement pendant une période est représentée sur la figure 4.4. Sur la figure 4.1, les points se situent au plus proche de la limite d'apparition d'un flottement permanent. Aux points de mesure jugés stables, proches de la limite, des épisodes d'oscillations instationnaires peuvent apparaître. Cependant si le flottement n'est pas établi et auto-entretenu, nous considérons encore que le système est stable. Les vitesses critiques obtenues sont de l'ordre de $U_J = 60 \text{ m.s}^{-1}$ et varient assez peu avec la distance buses-bande. Ce flottement est particulièrement intéressant, car il intervient à des distances buses-bande et vitesses de jet usuelles dans les configurations industrielles. Notre étude se concentre sur cette instabilité, en identifiant dans un premier temps le mode de la bande qui est instable, puis en caractérisant l'influence des différents paramètres sur l'apparition du flottement.

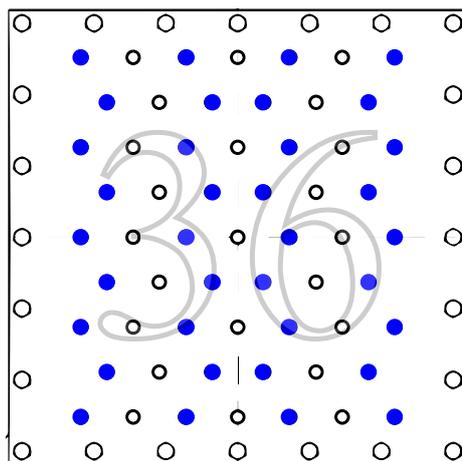


Figure 4.3 – Disposition de référence des 36 buses, en bleu, sur le caisson. Les autres buses, en blanc, sont bouchées.

4.1.2 Détermination du mode de flottement

Le mode dans lequel le flottement apparaît a tout d'abord été identifié visuellement. Les fréquences de vibrations de l'ordre du Hertz permettent de voir aisément s'il s'agit de torsion, de flexion ou d'un mouvement couplé, et de compter le nombre de nœuds et de ventres sur la hauteur de la bande.

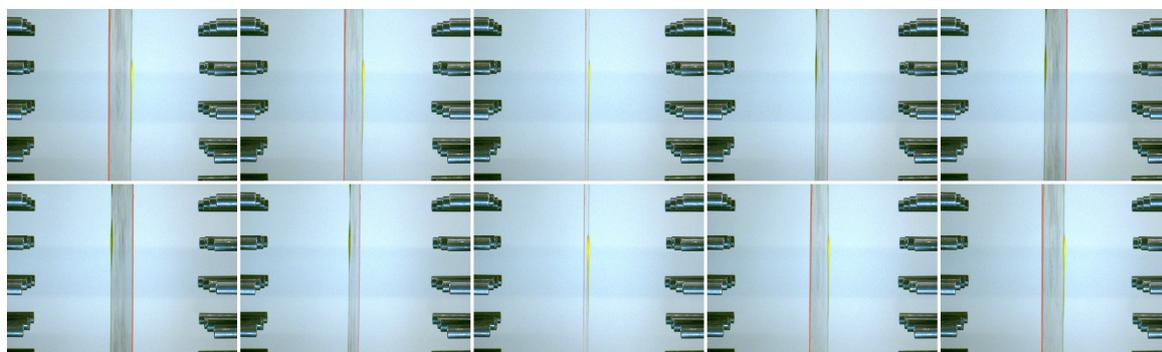


Figure 4.4 – Chronophotographie du flottement de la bande pendant une période d'oscillation. Le bord au premier plan est équipé d'un bandeau rouge et le bord à l'arrière-plan est équipé d'un bandeau jaune.

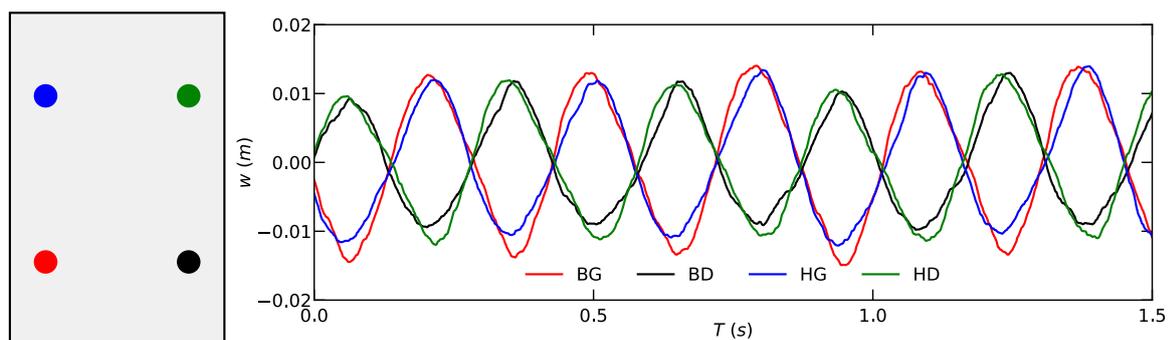


Figure 4.5 – A gauche : Positionnement des points de mesure sur la bande. A droite : Signaux de déplacement en fonction du temps, pour un cas instable où le régime permanent est établi.

Dans ce cas, c'est le premier mode de torsion qui prédomine largement, le mouvement semble pur en torsion, sans être couplé avec d'autres modes. Pour le vérifier, les mouvements de la bande sont enregistrés lorsque le cycle limite est atteint, en régime permanent. Les signaux des quatre capteurs de déplacement, pendant cinq oscillations, sont tracés sur la figure 4.5. Les signaux des capteurs placés à gauche de la bande (en rouge et en bleu) sont synchronisés. De même, les capteurs situés à droite de la bande (en noir et en vert) présentent des signaux également en phase entre eux, de même amplitude, mais décalés d'une demi-période par rapport à ceux de gauche, ce qui correspond bien au premier mode de torsion. Les spectres de ces signaux, calculés par FFT sur un enregistrement de deux minutes du déplacement de la bande, sont ensuite tracés, pour différentes vitesses de jet U_J . Les pics correspondant aux fréquences des quatre premiers modes de la figure 3.12 sont identifiés. Les quatre premiers modes sont composés de modes de torsion et de flexion avec un ou deux ventres. Les déphasages entre les spectres des différents capteurs permettent d'identifier le mode correspondant à chaque fréquence. L'amplitude des pics, qui indique l'énergie contenue dans chaque mode, est tracée en fonction de la vitesse de jet U_J sur la figure 4.6.

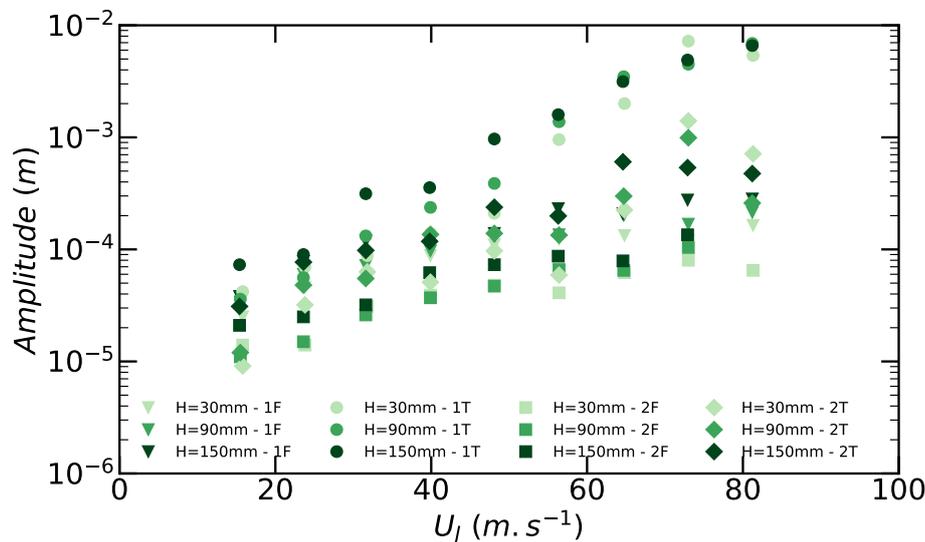


Figure 4.6 – Amplitude des pics des quatre premiers modes (1F/1T/2F/2T : Le nombre est pour le nombre de ventres le long de la bande, F et T indiquent s'il s'agit d'un mode de flexion ou de torsion) en fonction de la vitesse de jet U_J . Caisson équipé de $J = 36$ buses. $N = 1313 N \cdot m^{-1}$. $H/d_J = 5.39$.

On observe qu'à basse vitesse de soufflage, les quatre modes ont une amplitude assez faible. La bande est stable avec des petits déplacements bruités autour de la position d'équilibre. En augmentant la vitesse de jet, l'instabilité apparaît, le régime permanent de la bande est désormais un cycle d'oscillations en torsion. Le pic du premier mode de torsion devient de plus en plus marqué, jusqu'à ce que son amplitude soit plus d'une décade et demie supérieure aux modes de flexion. Le second mode de torsion a également une amplitude croissante, dans une moindre mesure. Pour une vitesse de jet U_J supérieure à $60 m \cdot s^{-1}$, l'amplitude du second mode de torsion reste au moins cinq fois inférieure au premier mode de torsion. Les amplitudes des deux modes de flexion croissent aussi avec la vitesse de jet avec une pente plus faible, car les mouvements bruités sont également plus importants avec un soufflage puissant.

En conclusion, le pic du premier mode étant largement prédominant dans les spectres du déplacement de la bande, on peut considérer que l'instabilité en flottement observée est bien un mouvement de torsion pur.

4.1.3 Equation de comportement du système dans le premier mode de torsion

Le système est donc régi par l'équation d'oscillateur harmonique (3.13), établie dans le chapitre 3.4.1, pour le mode de torsion. La forme du mode w est composée de la solution $f(x)$ de l'équation (3.11), d'une fonction de la hauteur $g(y)$ sinusoïdale, avec un seul ventre, $g(y) = \sin(\pi \frac{y}{L})$, et d'une fonction $h(t)$ dépendant du temps :

$$w(x, y, t) = f(x) \sin(\pi \frac{y}{L}) h(t) \quad (4.1)$$

La solution f correspondant au premier mode de torsion est illustrée sur la figure 4.7 :

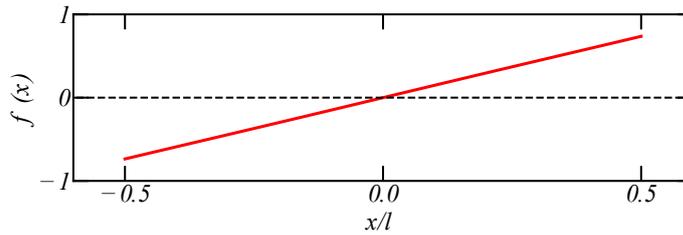


Figure 4.7 – Forme du mode de torsion dans la largeur de la bande.

La solution est extrêmement proche d'une fonction linéaire, avec une courbure assimilable à une courbure nulle dans la largeur de la bande. Elle est donc simplifiée en $f(x) = x$ afin d'avoir une expression analytique de la forme du mode.

Enfin, la fonction du temps h correspond donc à l'angle de la bande par rapport à sa position d'équilibre, alignée avec les rouleaux. On la renomme donc avec une notation plus appropriée, θ , pour obtenir l'expression complète du premier mode de torsion :

$$w(x, y, t) = x \sin(\pi \frac{y}{L}) \theta(t) \quad (4.2)$$

La forme du mode est injectée dans l'équation (3.13) afin d'obtenir son équation de comportement :

$$I \ddot{\theta} + K \theta = \langle P_{jets}, x \sin(\pi \frac{y}{L}) \rangle \quad (4.3)$$

qui est l'équation d'un oscillateur harmonique en torsion. I est le moment d'inertie de la bande autour de son axe de torsion en $x = 0$, et K sa raideur :

$$\begin{aligned} I &= \rho h \langle x \sin(\pi \frac{y}{L}), x \sin(\pi \frac{y}{L}) \rangle \\ &= \rho h \frac{Ll^3}{24} \end{aligned} \quad (4.4)$$

$$\begin{aligned} K &= \langle \left(N \left(\frac{\pi}{L} \right)^2 x \sin(\pi \frac{y}{L}) + D \nabla^4 (x \sin(\pi \frac{y}{L})) \right), x \sin(\pi \frac{y}{L}) \rangle \\ &= N \left(\frac{\pi}{L} \right)^2 \frac{Ll^3}{24} + D \frac{\pi^4 Ll^3}{24} \end{aligned} \quad (4.5)$$

Le terme de droite correspond à la pression appliquée par les jets $P_{jets}(x, y)$, projetée sur le mode de torsion, et donc au moment appliqué à l'axe de torsion, que l'on nomme Γ .

Cette équation est obtenue grâce à la résolution théorique du comportement d'une plaque mince précontrainte. Dans la partie 3.4.1, nous avons comparé les fréquences modales obtenues théoriquement, avec les fréquences mesurées expérimentalement sur la bande, sans les

jets d'air. Pour les modes de flexion, les deux méthodes donnent des résultats similaires, avec une évolution des fréquences proportionnelle à la racine carrée de la tension de la plaque. Pour la torsion, les fréquences mesurées sont du même ordre de grandeur et augmentent avec la tension, mais sont plus élevées que la courbe théorique obtenue. La pulsation ω_0 est ici définie à l'aide de la valeur mesurée expérimentalement, plutôt qu'avec le moment d'inertie et la raideur en torsion théorique. Nous ajoutons également un amortissement visqueux structural, η_s , qui est mesuré expérimentalement en perturbant le système et en laissant la bande revenir à sa position d'équilibre. L'amortissement structural est assez faible, il est mesuré à $\eta_s \simeq 0.4\%$. L'équation de comportement du système dans son premier mode de torsion est finalement :

$$\ddot{\theta} + 2\omega_0\eta_s\dot{\theta} + \omega_0^2\theta = \frac{\Gamma}{I} \quad (4.6)$$

L'effet des jets est étudié expérimentalement, afin de quantifier l'impact du couple Γ sur le système, notamment sous forme de raideur et d'amortissement ajoutés.

4.2 Protocole expérimental

4.2.1 Déroulement d'une série d'essais

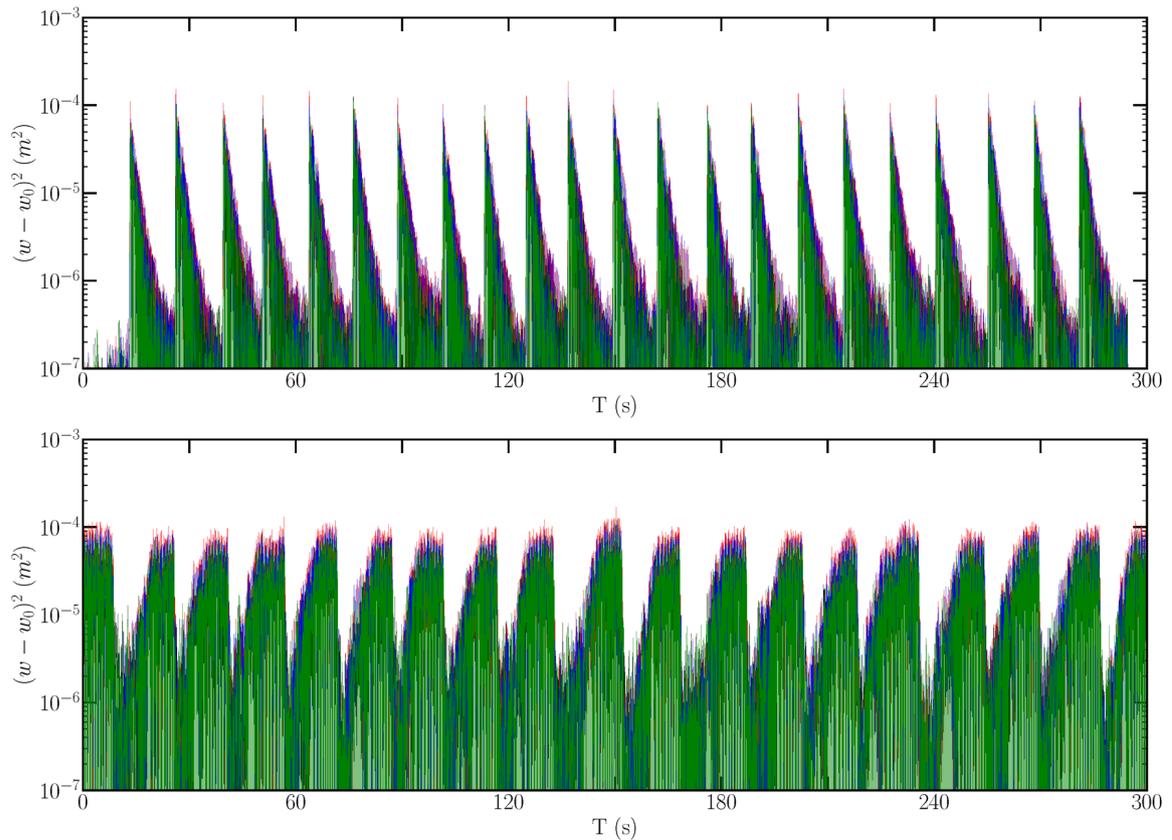


Figure 4.8 – En haut : Signaux des 4 capteurs de déplacement, au carré, dans une configuration stable, en vert, bleu, rouge et noir. w_0 est définie comme la position d'équilibre de la bande. En bas : Identique, pour une configuration instable.

Pour un jeu de paramètres fixes (tension N , distance buses-bande H/d_J et nombre de jets J), on étudie le régime transitoire, croissant ou décroissant, de la bande dans son premier

mode de torsion, à différentes vitesses de jet U_J . La vitesse de jet est aisément contrôlable à l'aide du variateur de tension contrôlant le moteur du ventilateur. A une vitesse de jet U_J fixée, le déplacement de la bande est mesuré par les quatre capteurs à triangulation optique, ainsi que la pression et la température dans les caissons pendant une durée ΔT .

Si la bande est stable, on la déplace de sa position d'équilibre en lui donnant un angle initial, puis on l'observe revenir à sa position d'équilibre. Dès que les oscillations sont d'amplitude négligeable, le procédé est renouvelé. Autant d'essais que possible sont réalisés pendant la durée de l'acquisition, qui est constante pour toute la série d'essais. Un exemple de signaux d'essais stables est montré sur la figure 4.8. Avec les jets, le système est très amorti et un essai dure en moyenne entre 10 et 20 secondes. Cette méthode permet d'avoir un grand nombre d'essais en peu de temps, comme sur cet exemple où l'on acquiert 21 essais en 300 secondes. Pour un essai dans une configuration instable, on immobilise la bande à sa position d'équilibre avant de la relâcher. Elle se met à osciller avec une amplitude grandissante. Quand le cycle limite est atteint, le procédé est répété. Le deuxième signal de la figure 4.8 correspond à 18 essais instables en 300 secondes.

On trace le carré de l'écart à la position d'équilibre, en utilisant l'échelle logarithmique pour l'axe des ordonnées, permettant de visualiser l'enveloppe du signal comme une droite, dans le cas d'un amortissement visqueux, de manière similaire au chapitre 2. On remarque enfin sur la figure 4.8, que les signaux de déplacement de la bande mesurés en quatre points différents sont fortement ressemblants, ce qui est rassurant compte tenu des placements des différents capteurs respectant une symétrie horizontale et verticale autour du milieu de la bande (voir figure 3.10).

4.2.2 Post-traitement

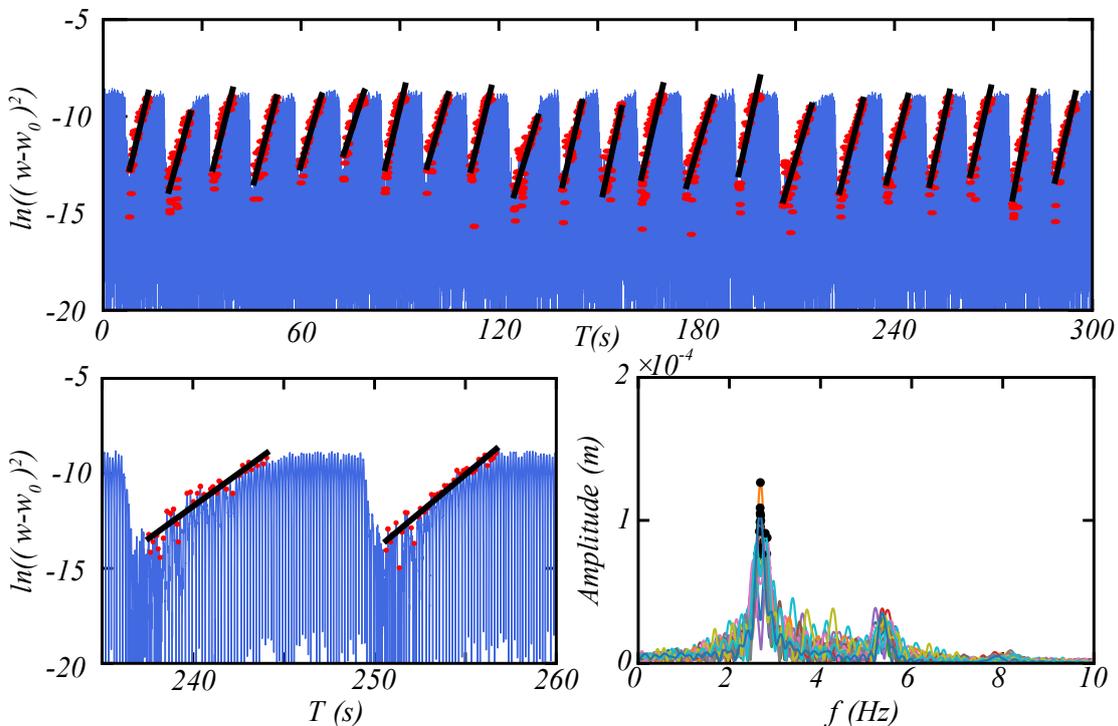


Figure 4.9 – En haut : Essais instables post-traités, afin d'évaluer l'amortissement du système. En bas, à gauche : Zoom sur deux essais traités. En bas, à droite : Spectres des essais et extraction de la pulsation en identifiant le maximum de chaque spectre.

Les essais sont ensuite post-traités afin d'extraire l'amortissement et la fréquence de vibration du système. Une première fonction détecte les débuts et fins de chaque essai et découpe

l'acquisition complète en un signal pour chaque essai. Ensuite, les données sont évaluées en utilisant la méthode décrite dans l'encadré 2.1. Les valeurs retenues d'amortissement et de fréquence sont les valeurs moyennes de tous les essais, en excluant les deux essais aux valeurs les plus élevées et les deux essais aux valeurs les plus basses, afin de s'affranchir au mieux de l'erreur humaine et de mauvaises manipulations au moment de perturber la bande ou de la faire revenir à sa position d'équilibre. Les barres d'erreur correspondent à trois écarts-types, après avoir supprimé les essais extrêmes. Un exemple de série instable traitée est illustré sur la figure 4.9. On constate que la modélisation linéaire de l'enveloppe des essais est appropriée ici, et il paraît donc pertinent de considérer que la force des jets génère un couple d'amortissement ajouté visqueux, proportionnel à la vitesse de rotation de la bande $\dot{\theta}$.

Cet amortissement ajouté, η_a , est mesuré en fonction des différents paramètres pilotables sur le banc d'essai, la tension de la bande N , ainsi que de ceux liés aux jets d'air impactant : la vitesse de jet U_J , le nombre de buses J , la distance entre les buses et la bande H .

4.3 Résultats expérimentaux

4.3.1 Evolution de l'amortissement ajouté

Sur la figure 4.10, on trace l'amortissement ajouté η_a par les jets, en fonction de la vitesse de soufflage U_J , pour la configuration de référence, d'une tension $N = 1313 \text{ N.m}^{-1}$, d'une distance buses-bande adimensionnelle $H/d_J = 5.39$ (correspondant à $H = 90 \text{ mm}$), qui se situe proche de l'optimum thermique (HRYCAK 1981), et d'un nombre de 36 buses, par caisson, disposées comme montrées sur la figure 4.3. Les caissons ne sont pas équipés de l'intégralité des 59 jets, car les signaux sont plus bruités et de moins bonne qualité lorsque le nombre de jets est plus important.

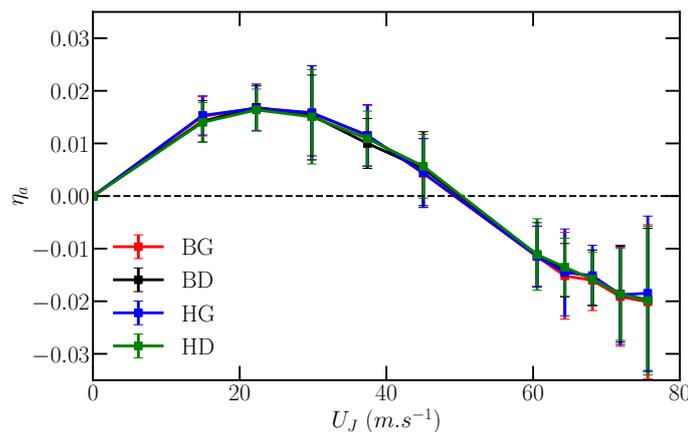


Figure 4.10 – Evolution de l'amortissement ajouté η_a mesuré à l'aide des quatre capteurs de déplacement, en fonction de la vitesse de jet U_J . $J = 36$ buses. $N = 1313 \text{ N.m}^{-1}$. $H/d_J = 5.39$. La nomenclature des capteurs indiquent leur position sur la bande : BG pour Bas Gauche, BD pour Bas Droit, HG pour Haut Gauche, HD pour Haut Droit.

Les valeurs de l'amortissement ajouté et des écarts-types mesurés à l'aide des différents capteurs de déplacement sont semblables et les allures des quatre courbes obtenues sont identiques. Par la suite, pour alléger les graphiques comparant différents paramètres, seule

l'une des courbes sera conservée, celle du capteur 'HG', Haut Gauche.

On observe deux régimes distincts en fonction de la vitesse de jet U_J . Pour des vitesses de jet faibles, le soufflage stabilise fortement la bande. L'amortissement ajouté η_a est positif et vaut jusqu'à 2%. Il est largement supérieur à l'amortissement structural $\eta_s \simeq 0.4\%$. En augmentant la vitesse de jet, on franchit une vitesse critique au-delà de laquelle le flottement apparaît. L'amortissement ajouté est négatif et décroît avec la vitesse de jet.

L'allure globale de la courbe est concave, formant une parabole lors du premier régime stable, atteignant un maximum, ici autour de $U_J = 22 \text{ m.s}^{-1}$, avant de décroître et d'atteindre le second régime où l'évolution semble plus linéaire.

4.3.2 Utilisation de la dérivée de flottement A_2 et de la vitesse réduite U_R

De manière équivalente au chapitre 2 sur le modèle de plaque rigide impactée par un jet plan, les résultats vont désormais être exprimés en fonction de la vitesse réduite U_R :

$$U_R = \frac{U_J}{d_J \omega_0} \quad (4.7)$$

La vitesse caractéristique des vibrations de la bande est définie comme $d_J \omega_0$, à l'aide du diamètre des buses d_J et de la pulsation sans jets ω_0 . A priori sans rapport avec la bande, le diamètre des jets est de 1.67 cm, et l'amplitude des vibrations est de l'ordre de grandeur du centimètre. On se sert de cette longueur, également caractéristique de l'écoulement fluide, du même ordre de grandeur, pour définir la vitesse réduite. La pulsation prise en compte est la pulsation structurale ω_0 du premier mode propre de torsion. L'effet des jets n'est pas pris en compte, car il reste d'un second ordre et modifie peu la pulsation de vibration (se référer aux résultats du chapitre 4.3.6).

L'effet des jets sur la plaque, dans le mode de torsion, est un moment appliqué à l'axe de torsion. L'amortissement ajouté correspondant peut s'exprimer à l'aide de la dérivée de flottement A_2 (HÉMON 2006 ; SCANLAN et TOMKO 1971 ; THEODORSEN 1935) :

$$\Gamma = -2I\omega\eta_a\dot{\theta} = \frac{1}{2}\rho_{air}S_JU_J^2l\mathbf{A}_2\frac{d_J\dot{\theta}}{U_J} \quad (4.8)$$

$$\mathbf{A}_2 = -\frac{4I\omega}{\rho_{air}S_Jd_JlU_J}\eta_a$$

où $S_J = \pi d_J^2/4$ est la surface de buse. l est la largeur de la bande. Les amortissements ajoutés des essais sont calculés en divisant la pente de l'enveloppe des signaux de déplacement par la pulsation mesurée et extraite du signal, qui tient compte de l'effet des jets, ω , conformément à la méthode de l'encadré 2.1. La dérivée de flottement A_2 est directement proportionnelle à cette pente, sans dépendre de la pulsation ω . Cette dernière apparaît dans l'équation (4.8) car on exprime la dérivée de flottement à partir de l'amortissement ajouté η_a .

Les vitesses réduites se situent entre 50 et 500. Elles sont supérieures à 1 et la vitesse du fluide est largement dominante par rapport à la vitesse de la structure, sans toutefois être infiniment grandes. Les résultats de la figure précédente sont tracés sur la figure 4.11, en termes de dérivée de flottement A_2 et en fonction de la vitesse réduite U_R . La dérivée de flottement A_2 est, de manière analogue au problème de flexion du chapitre 2, de signe opposé à l'amortissement ajouté. Elle est négative pour des faibles vitesses réduites, où les jets ont un effet stabilisateur, et positive au-delà d'une vitesse critique, valant ici $U_R = 175$, où le flottement se développe. En divisant l'amortissement ajouté par la vitesse de jet pour obtenir A_2 , l'évolution de la courbe passe d'une allure parabolique concave à une allure affine, avec une pente positive. On remarque un fléchissement de la courbe expérimentale dans la partie instable, pour des vitesses réduites élevées.

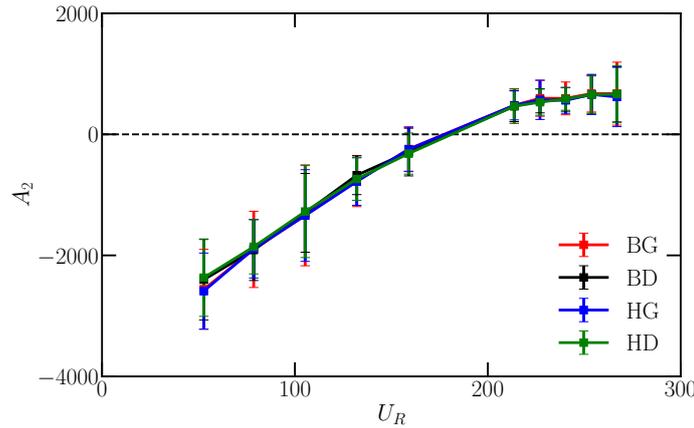


Figure 4.11 – Evolution de la dérivée de flottement A_2 en fonction de la vitesse réduite U_R . Données de la figure précédente 4.10.

4.3.3 Influence de la précontrainte en tension

La précontrainte en tension est modifiée en lestant le contrepois accroché au bord libre de la bande. Cinq tensions différentes, réparties uniformément sur la largeur de la bande, sont testées en incrémentant le contrepois de 15 kg entre 30 et 90 kg, correspondant à une tension N entre 725 et 1902 $N.m^{-1}$, soit une traction entre 1.45 et 3.80 MPa . L'augmentation de la tension a pour conséquence, sur la bande, de décaler vers des fréquences plus élevées toutes les fréquences modales de la bande (voir les résultats de la figure 3.16). Sur la figure 4.12, on trace les résultats en les exprimant avec l'amortissement ajouté η_a et la vitesse de jet U_J , ou le coefficient A_2 et la vitesse réduite U_R .

Sur les lignes de production, la tension est l'un des paramètres sur lequel les opérateurs jouent pour éviter l'apparition d'instabilités : de manière empirique, appliquer une forte tension permet assez intuitivement de stabiliser la bande. Les résultats expérimentaux nous montrent en effet que la vitesse de jet critique est plus élevée en augmentant la tension, passant de 42 à 53 $m.s^{-1}$. On assimile ici la vitesse critique au changement de signe de l'amortissement ajouté, l'amortissement structural étant faible ($\eta_s \simeq 4 \times 10^{-3}$). A noter qu'il est difficile d'obtenir des points expérimentaux très proches de la limite d'apparition du flottement, probablement à cause de non-linéarités qui rendent la stabilité du système fortement dépendante des conditions initiales. La répétabilité des essais dans cette zone est donc mauvaise et nous oblige à s'éloigner de la vitesse critique pour pouvoir obtenir des essais analysables.

Pour les vitesses élevées où la bande est instable, l'amortissement ajouté négatif est également plus important en augmentant la précontrainte. On peut finalement souligner que, sur cette figure, le pic de stabilité avant la vitesse critique se situe à des vitesses plus élevées, passant de $U_J = 18$ à 30 $m.s^{-1}$, pour une précontrainte importante.

Les données sont à nouveau tracées en les exprimant à travers la vitesse réduite U_R et la dérivée de flottement A_2 . On observe que les courbes se regroupent. La vitesse réduite critique vaut $U_R = 170 \pm 10$. La courbe qui en résulte est une droite affine, négative pour les vitesses réduites faibles, positive ensuite, avec un fléchissement de la pente. L'influence de la tension se ressent sur l'échelle de temps caractéristique du mouvement d'oscillation de la bande, sur sa pulsation ω_0 . Pour une même vitesse de jet, la vitesse réduite est inversement proportionnelle à la pulsation et donc à la racine carrée de la tension. Le regroupement des courbes indique que, pour une même vitesse réduite, le couple appliqué par les jets sur la

bande reste identique, quelle que soit la tension de cette dernière. Les paramètres imposés à la bande n'affectent donc pas le moment exercé par les jets.

On le vérifie en répétant l'expérience pour une distance buses-bande différente, plus grande, avec $H/d_J = 8.98$. Les résultats sur la figure 4.13 sont similaires, avec un bon regroupement des courbes et une vitesse réduite critique autour de $U_R = 170$.

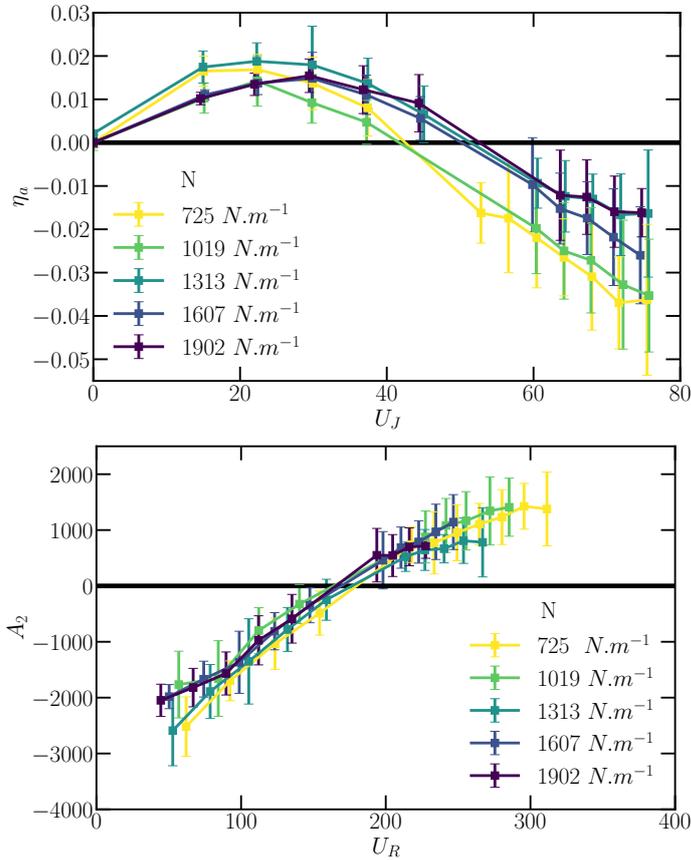


Figure 4.12 – En haut : évolution de l'amortissement ajouté η_a , en fonction de la vitesse de jet U_J , pour différentes tensions N . $J = 36$ buses, $H/d_J = 5.39$. En bas : Mêmes données expérimentales, exprimées sous la forme de la dérivée de flottement A_2 en fonction de la vitesse réduite U_R .

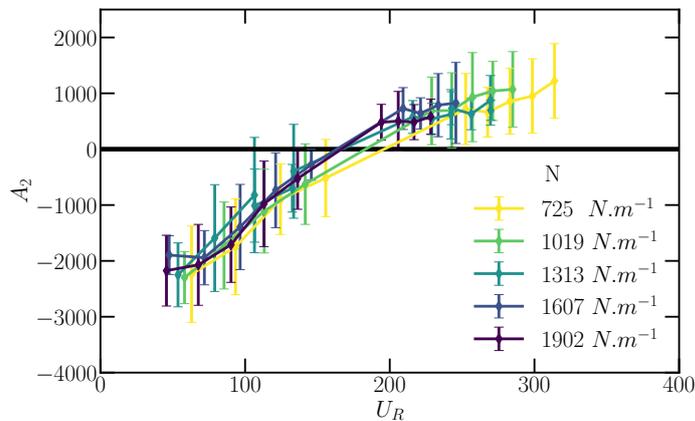


Figure 4.13 – Evolution de la dérivée de flottement A_2 , en fonction de la vitesse réduite U_J , pour différentes tensions N . $J = 36$ buses, $H/d_J = 8.98$.

4.3.4 Influence de la distance buses-bande

La figure 4.1 montre qualitativement que l'écartement entre les caissons et la bande est peu influent sur la vitesse critique d'apparition du flottement. Une étude plus approfondie, en mesurant l'évolution du couple appliqué par les jets, A_2 , en fonction de la vitesse réduite U_R , est menée à cinq distances buses-bande adimensionnelles, entre 1.80 et 8.98, centrée sur celle de référence proche de l'optimum thermique. Les résultats sont présentés sur la figure 4.14.

La distance buses-bande a peu d'effet sur l'allure de la courbe. Dans les régimes stable et

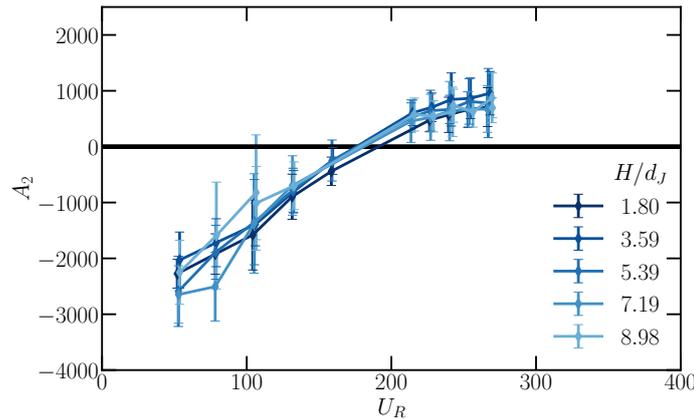


Figure 4.14 – Evolution de la dérivée de flottement A_2 , en fonction de la vitesse réduite U_R , pour différentes distances buses-bande entre $H/d_J = 1.80$ et $H/d_J = 8.98$. $J = 36$ buses. $N = 1313 \text{ N.m}^{-1}$.

instable, les points expérimentaux de toutes les courbes sont groupés. Nous nous attendions pourtant à ce que ce paramètre ait une influence au vu des résultats bibliographiques de la thèse de NYIRUMULINGA (2011), qui avait caractérisé la force d'un ou de plusieurs jets sur une plaque statique, notamment en fonction de la distance H/d_J . La force était évaluée en intégrant la pression pariétale sur la plaque, mesurée à l'aide d'une matrice de capteurs de pression. Pour une configuration similaire d'un jet sortant d'une buse cylindrique, l'évolution de la force d'un jet, au sein d'un motif de plusieurs buses, en fonction de la distance H/d_J , est montrée sur la figure 4.15. La force F est adimensionnée et exprimée à l'aide d'un coefficient C_F (NYIRUMULINGA 2011) défini en adaptant les notations :

$$C_F = \frac{F}{\rho_{air} U_J^2 S_J} \quad (4.9)$$

On observe que l'évolution n'est pas monotone, en étant croissante sur l'intervalle $H/d_J \in [0; 4]$, atteignant un maximum, avant de décroître pour des distances plus importantes. La force des jets, pour un même nombre de Reynolds est mesurée 15% plus faible à $H/d_J = 9$ qu'à $H/d_J = 4$. Cette différence relative ne se répercute pas sur les résultats que l'on obtient, qui ne témoignent pas d'une diminution de la vitesse critique d'apparition du flottement en éloignant les jets de la bande.

4.3.5 Influence du nombre de buses et de leur disposition

Enfin, nous avons vérifié pour une même tension $N = 1313 \text{ N.m}^{-1}$ et distance buses-bande $H/d_J = 5.39$, l'influence du nombre de buses J en testant des configurations allant de 4 à 59 buses par caisson. Les différentes configurations sont présentées sur la figure. 4.16.

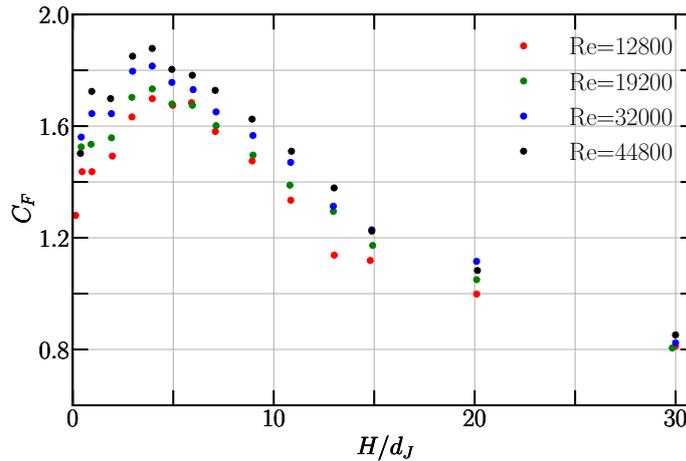


Figure 4.15 – Figure 178 de la thèse de NYIRUMULINGA (2011). Force adimensionnée C_F d'un jet issu d'une buse droite cylindrique, sans convergent, entourée de jets voisins, sur une plaque rigide, en fonction de la distance buse-plaque H/d_J , pour quatre nombre de Reynolds entre $Re = U_J d_J / \nu = 12800$ et 44800.

Les résultats sont tracés sur les graphiques de la figure 4.17. L'apparition du flottement n'est pas directement corrélée au nombre de buses. Avec les caissons équipés de seulement 4 ou 6 buses, le soufflage suffit à déclencher un flottement en torsion, A_2 changeant de signe, alors qu'il ne se développe pas pour des configurations à 8, 10 ou 18 buses. Les courbes pour les caissons équipés de 4 à 18 buses ont une allure fortement semblable, croissante avec une pente faible, mais ne sont pas à la même hauteur. Pour une même vitesse réduite $U_R \simeq 280$, cette différence de hauteur a pour conséquence d'avoir A_2 toujours négatif et pas de flottement pour 8, 10 ou 18 buses.

La courbe pour le cas de 36 buses par caisson est notre courbe de référence, ayant été utilisée dans les études paramétriques de la tension et de la distance buses-bande.

En augmentant le nombre de jets à 59, le régime stable est accru, avec des valeurs négatives de A_2 plus importantes aux vitesses réduites en dessous de $U_R = 150$. À l'inverse, les valeurs obtenues dans le régime instable ne sont pas supérieures aux valeurs pour 36 jets.

Ce graphique nous montre que la stabilité ne dépend pas simplement du nombre de buses. Plusieurs facteurs supplémentaires, à identifier par la suite, font qu'accroître le nombre de jets ne correspond pas à favoriser l'apparition d'instabilités. Un premier facteur, intuitif en raison de la configuration en torsion, est le bras de levier entre le point d'application de la force du jet sur la bande et l'axe de torsion.

Ces trois séries ont donc permis de caractériser l'influence des paramètres expérimentaux. La tension de la bande a pour effet d'augmenter la vitesse de jet d'apparition des oscillations, le nombre et la disposition des buses ont une influence complexe sur la stabilité du système, tandis que la distance de soufflage a une influence très limitée sur le moment appliqué par les jets.

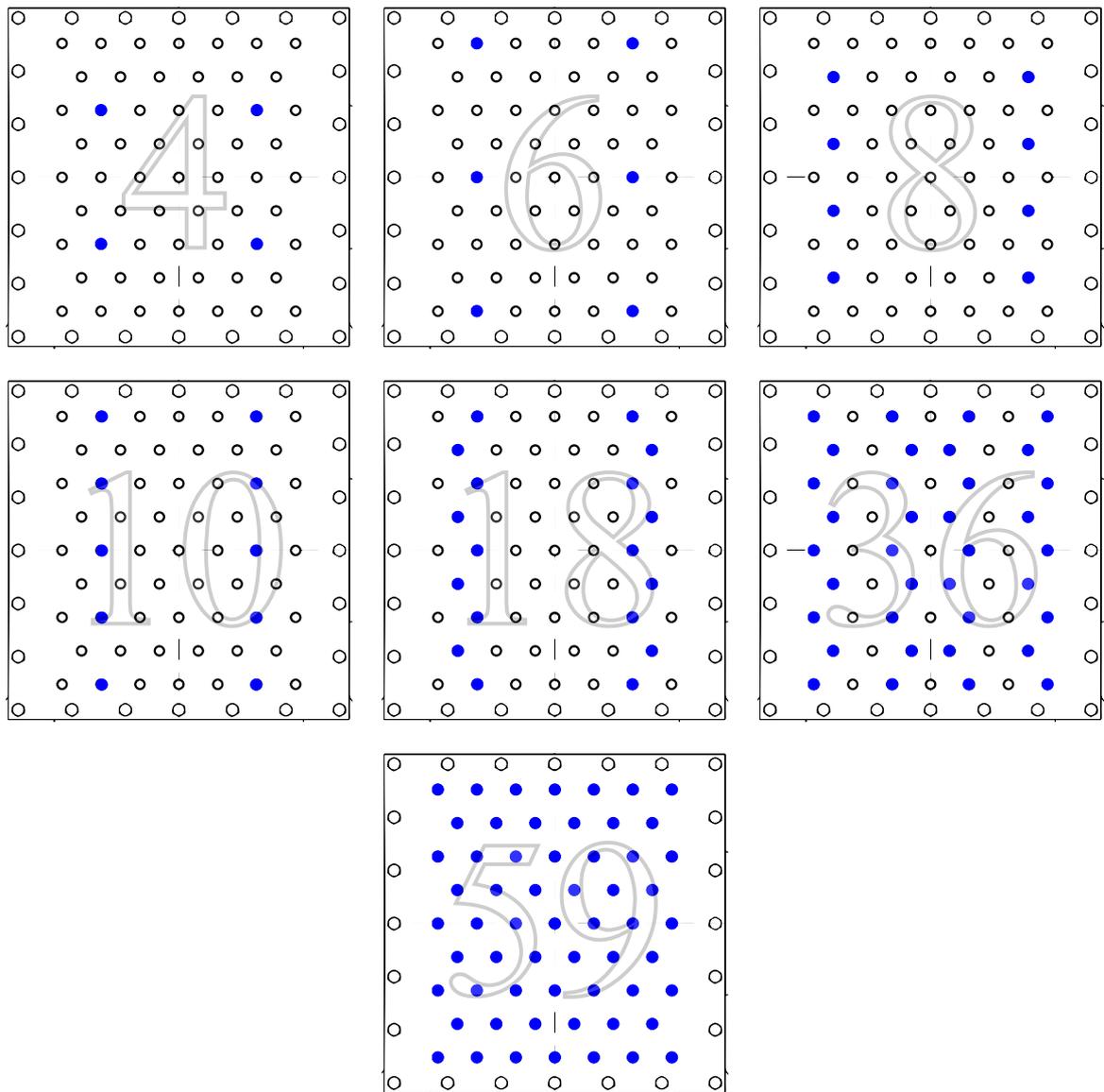


Figure 4.16 – Différentes configurations testées, allant de 4 à 59 buses par caisson.

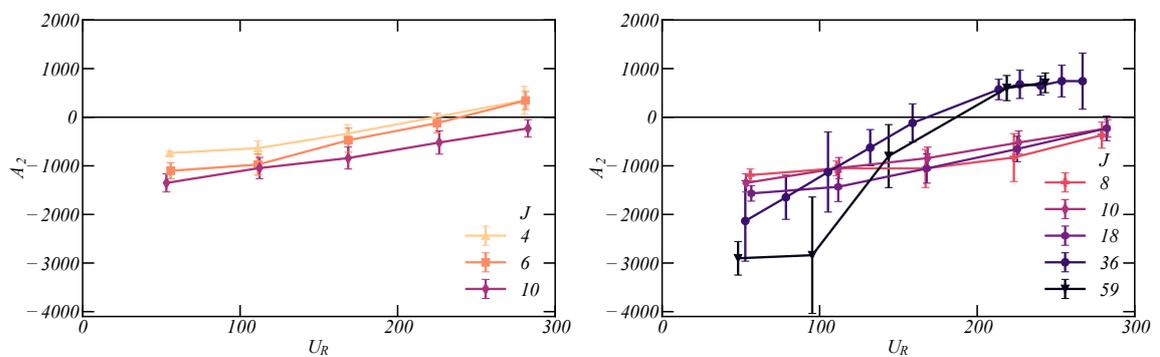


Figure 4.17 – Evolution de la dérivée de flottement A_2 , en fonction de la vitesse réduite U_R , pour différents nombres de buses par caisson J . En A gauche, pour J entre 4 et 10. A droite, pour J entre 8 et 59. $H/d_J = 5.39$. $N = 1313 \text{ N.m}^{-1}$.

4.3.6 Evolution de la raideur ajoutée

Le couple appliqué par les jets d'air induit également une raideur ajoutée qui modifie la fréquence d'oscillation du système. Elle est exprimée à travers la variation de la pulsation ω par rapport à la pulsation de référence ω_0 , ainsi que la dérivée de flottement A_3 . Les différentes expressions sont définies et reliées entre elles par les formules suivantes :

$$\begin{aligned}\Gamma &= -\mathbf{K}_a \theta = \frac{1}{2} \rho_{air} S_J U_J^2 l \mathbf{A}_3 \theta \\ \omega^2 &= \frac{K + \mathbf{K}_a}{I} \iff \mathbf{K}_a = I(\omega^2 - \omega_0^2) \\ \mathbf{A}_3 &= \frac{2I}{\rho_{air} S_J U_J^2 l} (\omega_0^2 - \omega^2)\end{aligned}\quad (4.10)$$

Sur la figure 4.18, les résultats sont exprimés sous la forme du rapport ω/ω_0 ainsi que la dérivée de flottement A_3 en fonction de la vitesse réduite.

A basse vitesse réduite, lorsque la bande reste stable, sa fréquence de vibration reste proche de la fréquence modale du premier mode de torsion sans le soufflage. Les pulsations obtenues sont supérieures à ω_0 , avec un écart relatif de moins de 10%. Aux plus hautes vitesses réduites, le flottement du système est accompagné d'une augmentation de la pulsation allant jusqu'à 35%. Les seules configurations où ce phénomène ne se produit pas sont celles où le nombre de jets est faible. Dans ces cas, la pulsation ne varie pas et reste égale à ω_0 . Cette augmentation de la pulsation éloigne l'hypothèse d'une instabilité de divergence, due à une chute de la raideur.

Le second graphique, sur la figure 4.19, montre les mêmes résultats sous la forme de la dérivée de flottement A_3 . Ce choix d'adimensionnement donne cependant l'impression que les effets les plus importants ont lieu à basse vitesse réduite. Les valeurs élevées obtenues ici sont dues au facteur $1/U_J^2$ dans l'expression de A_3 qui est faible et écrase les données pour les vitesses de jets les plus élevées, et gonfle les valeurs pour les faibles vitesses. On note cependant que l'augmentation de la pulsation lors du second régime se traduit par la convergence des courbes vers un plateau négatif, au-dessus de $U_R = 200$, valant $A_3 = -32 \pm 5$.

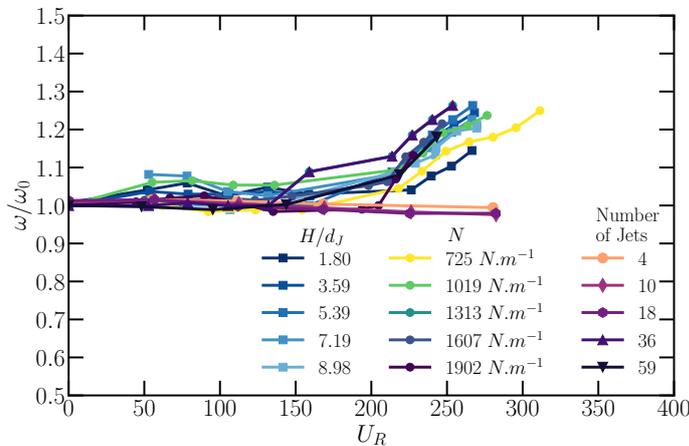


Figure 4.18 – Evolution du rapport ω/ω_0 en fonction de la vitesse réduite pour toutes les séries expérimentales. Les troisième courbes de chaque série, pour $J = 36$ buses, $N = 1313 N.m^{-1}$ et $H/d_J = 5.39$ sont identiques.

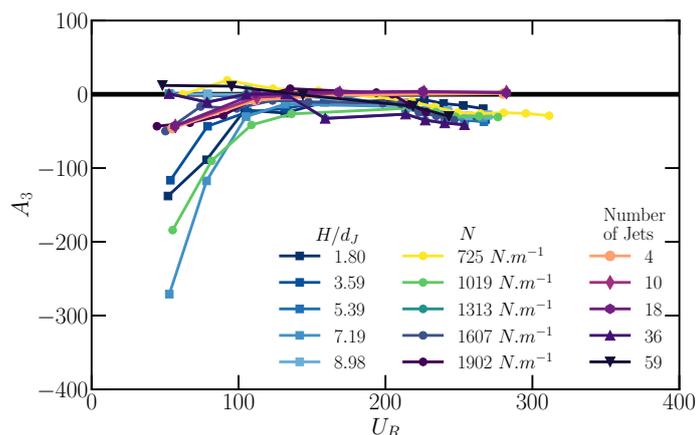


Figure 4.19 – Les mêmes résultats que la figure 4.18 sont tracés sous la forme de la dérivée de flottement A_3 sur l'axe des ordonnées.

4.4 Conclusions

Ce chapitre a été consacré à l'étude expérimentale des phénomènes instables que l'on peut obtenir sur le banc d'essai que nous avons conçu. Nous nous sommes concentrés sur l'étude du flottement en torsion, car celui-ci survient à des vitesses et des distances de soufflage proches des configurations classiques au sein des lignes de production. Cependant, en plaçant les caissons de jets à proximité de la bande, à moins d'un diamètre de jet d'écart, d'autres instabilités apparaissent. Au lieu d'être repoussée, la bande métallique est attirée par les jets les plus proches, par une force de succion qui s'intensifie à mesure que la bande se rapproche, jusqu'à coller celle-ci à certaines buses. La position d'équilibre du système se déplace donc soudainement : c'est un phénomène de divergence. Lorsque la divergence est établie, en augmentant encore la vitesse de jet, la partie de la bande qui n'est pas collée aux jets se met à vibrer avec une fréquence élevée, d'environ 12 Hz qui rappelle les résultats obtenus avec le système modèle d'une plaque rigide à un degré de liberté dans le chapitre 2. Pour des distances de soufflage plus conventionnelles, du flottement apparaît à des vitesses de jets élevées. Le mode des vibrations est identifié visuellement, puis en étudiant les spectres du déplacement de la bande. Il s'agit du premier mode de torsion, qui prédomine largement sur tous les autres modes. Les fréquences d'oscillations sont de l'ordre de 2 à 4 Hz en fonction de la tension imposée à la bande.

L'étude se concentre par la suite sur le régime transitoire du système dans ce mode. Deux régimes se distinguent dans le comportement de la bande, en fonction de la vitesse de jet. En dessous d'une certaine vitesse critique, le couple appliqué par les jets stabilise la bande, et peut être représenté par un amortissement positif ajouté allant jusqu'à cinq fois plus que l'amortissement structural. Au-dessus de la vitesse critique, le flottement apparaît, la bande se met à osciller avec une amplitude croissante, correspondant à un amortissement ajouté négatif, jusqu'à atteindre un cycle limite. De la même manière qu'au chapitre 2, nous avons adopté un adimensionnement classique en aéroélasticité pour exprimer nos résultats, en utilisant la vitesse réduite U_R et la dérivée de flottement A_2 en lieu et place de la vitesse de jet et de l'amortissement ajouté.

L'influence des différents paramètres du banc d'essai est caractérisée. Les essais avec différentes tensions nous montrent qu'une précontrainte en tension importante permet d'accroître la vitesse critique et d'obtenir des amortissements ajoutés négatifs moins importants dans le régime instable. Ils nous montrent aussi la pertinence de l'adimensionnement choisi pour

exprimer le couple appliqué par les jets, toutes les courbes se regroupant en traçant A_2 en fonction de la vitesse réduite, indiquant une unique vitesse réduite critique $U_R = 170 \pm 10$. La distance de soufflage n'a en revanche pas d'influence dans la gamme étudiée, entre 1.80 et 9 diamètres de jet, sur l'allure des courbes expérimentales, contrairement à ce que l'on pensait obtenir, en connaissance des résultats de NYIRUMULINGA (2011). Enfin, le nombre de buses et leur disposition est un paramètre complexe. L'instabilité de flottement est apparue avec des caissons équipés de seulement 4 buses sur 59, alors qu'elle ne s'est pas développée pour des caissons équipés de 18 buses. La variation du nombre de jets ne semble pas modifier de la même manière les effets stabilisateurs et déstabilisateurs du soufflage. La vitesse critique d'apparition du flottement est particulièrement sensible à la configuration de jets employée.

Nous allons par la suite développer un modèle permettant de calculer le couple appliqué par les jets proportionnel à la vitesse de rotation de la bande et de prédire la stabilité du système, en fonction de tous les paramètres étudiés ci-dessus.

Points essentiels du chapitre 4

1. Les instabilités de la bande ont été cartographiées en fonction de la distance de soufflage et de la vitesse de jet.
2. Lorsque la distance buses-bande est inférieure à un diamètre de jet, un phénomène de divergence se produit, où celle-ci se colle à certaines buses. En les éloignant, du flottement dans le premier mode de torsion apparaît au-delà d'une vitesse critique.
3. Le couple appliqué par les jets est adimensionné et exprimé à l'aide des dérivées de flottement A_2 et A_3 , en fonction de la vitesse réduite U_R . Cela permet aux courbes de se regrouper et de mettre en évidence une vitesse réduite critique, autour de $U_R = 170$.
4. L'influence des différents paramètres : tension de la bande, distance de soufflage, nombre et disposition des jets, est mesurée expérimentalement. La tension augmente la vitesse de jet critique tandis que la distance buses-bande a peu d'influence. L'apparition du flottement est très sensible au nombre de buses.

5

MODÉLISATION THÉORIQUE DU COUPLE APPLIQUÉ PAR LES JETS

Sommaire

5.1	Modélisation de l'impact normal de jets d'air sur la bande	90
5.2	Rôle de l'écoulement tangentiel	97
5.3	Modèle complet	100
5.4	Mesure de la force d'un jet et du coefficient C_F	103
5.5	Comment éliminer l'apparition de flottement ?	109
5.6	Adaptation du modèle à d'autres modes de vibration	113
5.7	Conclusions	114

Ce chapitre sera consacré à l'étude théorique du couple qu'appliquent les jets sur la bande, dans l'équation de son premier mode de torsion, exprimé à l'aide des coefficients sans dimension A_2 et A_3 . La même méthode qu'au chapitre 2 sera appliquée, en dissociant les forces dues à l'impact normal des jets sur la surface de la bande, puis celles dues à l'écoulement tangentiel transverse, après que l'écoulement ait été dévié le long de la bande. Nous étudierons tout d'abord l'impact normal des jets, modélisé comme des forces ponctuelles s'appliquant au centre du jet, dans l'hypothèse de petits déplacements de la bande en torsion. Nous comparerons un modèle quasi-statique, où les forces s'adaptent instantanément aux déplacements de la structure, à un modèle où l'on introduira un temps de délai entre le déplacement de la bande et les forces des jets. La contribution de l'écoulement transverse comme un effet stabilisateur sera mise en évidence expérimentalement et modélisée en s'inspirant de l'Unsteady Airfoil Theory (THEODORSEN 1935). Nous comparerons le modèle mis en place aux résultats expérimentaux du chapitre précédent. Enfin, nous apporterons des pistes de solution pour créer des dispositifs de soufflage qui ne favorisent pas le développement d'instabilités sur les lignes de production. Ces solutions seront testées expérimentalement afin d'évaluer le gain de stabilité.

Dans le chapitre précédent, nous avons observé expérimentalement qu'au-dessus d'une certaine vitesse réduite critique, une instabilité de flottement apparaissait sous l'effet des jets, décrite à l'aide d'une force proportionnelle à la vitesse de rotation de la plaque $\dot{\theta}$. A des vitesses plus basses, la présence des jets a un effet stabilisateur sur la bande, largement supérieur à l'amortissement structural du premier mode de torsion. Ce sont ces effets que nous souhaitons capturer, en modélisant le couple appliqué par les jets dans le premier mode de torsion, selon les différents paramètres du système comme la vitesse réduite ou la disposition des buses.

5.1 Modélisation de l'impact normal de jets d'air sur la bande

5.1.1 Hypothèses générales

Le comportement de la bande, dans son premier mode de torsion, peut être ramené à celui d'un oscillateur harmonique amorti, fonction de θ , l'angle de la bande par rapport à sa position d'équilibre, dans l'équation (4.6). L'équation comporte également le couple appliqué par les jets Γ , dont nous cherchons à développer l'expression, dans le terme de droite :

$$\ddot{\theta} + 2\omega_0\eta_s\dot{\theta} + \omega_0^2\theta = \frac{\Gamma}{I} \quad (5.1)$$

Pour l'instant, l'expression de Γ est le produit scalaire du champ de pression à la surface de la plaque et de la déformée modale du premier mode de torsion :

$$\Gamma = \int_{x=-l/2}^{x=l/2} \int_{y=0}^{y=L} P_{jets}(x, y) \underline{e}_z \cdot x \sin\left(\pi \frac{y}{L}\right) \underline{e}_z dx dy \quad (5.2)$$

Dans cette expression, la pression locale appliquée par les jets, en un point, est multipliée par la distance qui sépare ce point de l'axe de torsion, x , et correspond au moment qui s'applique au milieu de la bande, en $x = 0$.

Ce moment est pondéré par la forme du mode le long de la bande, avec le terme $\sin\left(\pi \frac{y}{L}\right)$. En effet, appliquer une force à un nœud d'un mode, où la structure reste immobile, ne l'excite pas, alors que l'appliquer là où le déplacement est le plus important en maximise l'effet. Ici, les nœuds du premier mode de torsion correspondent aux deux extrémités où la bande est en contact avec les rouleaux, et le déplacement maximal est au milieu de la bande. La hauteur des caissons, pour tous les essais du chapitre 4, est réglée pour qu'ils soient centrés sur le milieu de la bande, et que les jets soufflent sur le ventre de ce mode, à $y = 2 \text{ m}$. Le caisson mesure 60 cm de hauteur, et se situe donc entre $y = 1.70 \text{ m}$ et $y = 2.30 \text{ m}$. La fonction sinusoïdale sur la hauteur du caisson est tracée sur la figure 5.1. Sa valeur minimale dans cette plage est supérieure à 0.972 et sa valeur moyenne vaut 0.991. L'expression du couple est donc raisonnablement simplifiée, pour ce cas précis, en approximant, sur la hauteur du caisson, $\sin\left(\pi \frac{y}{L}\right)$ à 1.

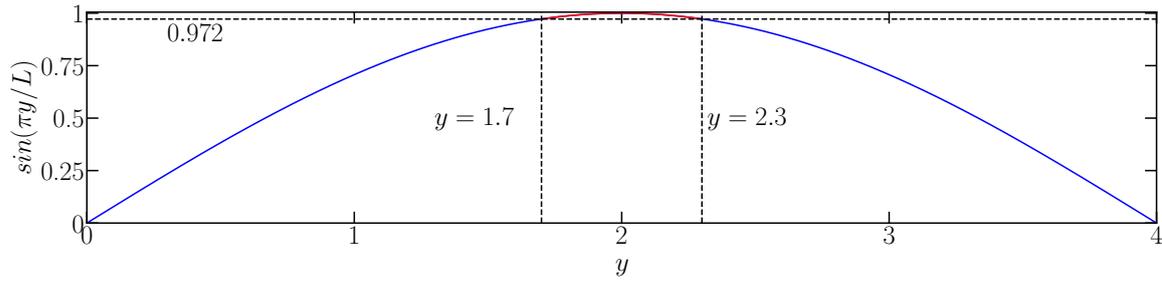


Figure 5.1 – Allure de la fonction $\sin(\pi \frac{y}{L})$ entre $y=0$ et $y=L$. En pointillé, la hauteur à laquelle se situe le caisson.

Enfin, le dernier élément intervenant dans le calcul du couple Γ est le champ de pression pariétale appliquée par les jets. La pression appliquée par un ou plusieurs jets a été caractérisée dans différentes conditions. TU et WOOD (1996) se sont intéressés expérimentalement à un jet plan dont ils ont mesuré, entre autres, le champ de pression, montré dans la figure 5.2, et la force. ABDEL-FATTAH (2007), ainsi que STAHL et al. (2021) ont étudié des paires de jets d'air impactants numériquement et expérimentalement, mettant en évidence l'effet fontaine à équidistance entre les jets. L'effet fontaine décrit la recirculation qui se détache de la plaque à la rencontre entre les écoulements venus de buses voisines, et qui crée un point d'arrêt secondaire. Enfin, NYIRUMULINGA (2011) a caractérisé le champ de pression pariétal d'un jet d'air expérimentalement, dans un grand nombre de configurations semblables à celles industrielles. La figure 5.2 montre le champ de pression obtenu pour une buse droite cylindrique similaire à celles utilisées sur le banc d'essai. On remarque que la répartition de la pression est autosimilaire et est correctement modélisée par une gaussienne additionnée d'un facteur correctif établi par TU et WOOD (1996). Les champs de pression obtenus sont ensuite intégrés sur la surface de la plaque afin de connaître la force totale appliquée par le jet, que l'on avait introduite dans la figure 4.15. Dans l'expression de Γ , ces résultats bibliographiques vont être directement réutilisés en remplaçant le champ de pression par une force ponctuelle en face de chaque jet. L'expression discrétisée de Γ vaut donc :

$$\Gamma = \sum_{i=1}^J F_i x_i \quad (5.3)$$

L'interaction entre les jets est prise en compte dans la formule ci-dessus, car la valeur de la force F_i varie en fonction de la présence de jets voisins ou non (NYIRUMULINGA 2011). La discrétisation est valable si les jets ne sont pas trop proches les uns des autres et si leurs écoulements n'interfèrent pas avant d'impacter la plaque, ce qui est le cas ici, où l'écart entre les buses est de 4.8 diamètres de jet, et dans toutes configurations industrielles.

5.1.2 Cas statique

Les deux caissons de soufflage sur le banc d'essai sont positionnés face à face. Les buses installées sont toujours en symétrie miroir pour les deux caissons, les jets ont les mêmes positionnements de chaque côté de la bande. Nous allons étudier ici l'exemple d'un couple de jets face à face, schématisé sur la figure 5.3 avant de le généraliser à l'ensemble du soufflage.

Pour un cas statique où le système est à sa position d'équilibre, les deux forces sont égales et opposées et la force totale appliquée est nulle. Leur expression, reprise de la bibliographie (NYIRUMULINGA 2011), dépend de la masse volumique de l'air ρ_{air} , de la surface des jets $S_J = \pi d_J^2/4$, de la vitesse de jet U_J , et d'un coefficient sans dimension C_F , qui dépend de la

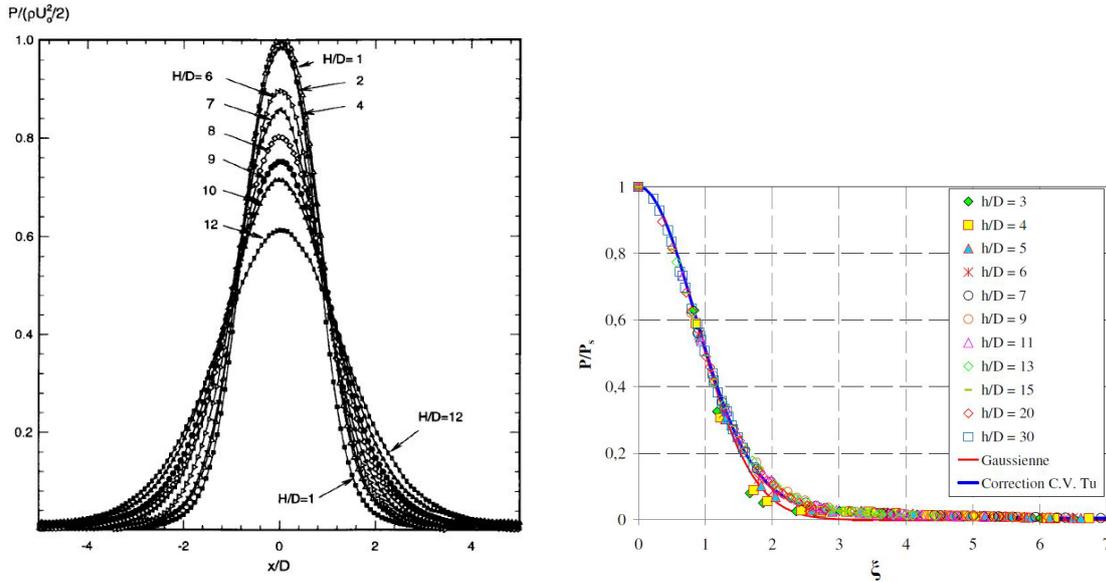


Figure 5.2 – A gauche : Figure 4 de l'article de TU et WOOD (1996). Profils des champs de pression adimensionnés par la pression fluide, pour un jet plan, en fonction de l'abscisse adimensionnée sur la plaque de mesure, par le diamètre du jet. A droite : Figure 145 du manuscrit de thèse de Nyirumulinga 5.2. Profils autosimilaires de la pression adimensionnée par la pression d'arrêt P/P_s en fonction de l'abscisse adimensionnée sur la plaque de mesure, par la demi-largeur des distributions $= r/b$.

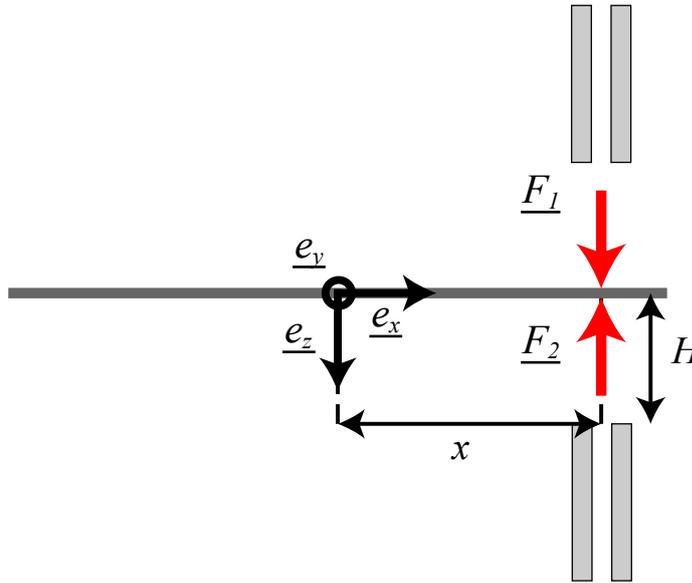


Figure 5.3 – Forces de deux jets face à face sur la bande, dans un cas statique. Vue de dessus.

distance buses-bande H et de la vitesse de jet. L'évolution de C_F en fonction de la distance buses-bande est tracée sur la figure 5.4 pour différentes configurations et différents nombres de Reynolds. Les expressions des deux forces sont :

$$\begin{aligned} \underline{F}_1 &= \frac{1}{2} \rho_{air} C_F(H, U_J) S_J U_J^2 \underline{e}_z \\ \underline{F}_2 &= -\frac{1}{2} \rho_{air} C_F(H, U_J) S_J U_J^2 \underline{e}_z \end{aligned} \quad (5.4)$$

$$\underline{F}_{TOT} = \underline{F}_1 + \underline{F}_2 = \underline{0} \quad (5.5)$$

Le couple qui en résulte est également nul, quel que soit le nombre de buses dont le caisson est équipé.

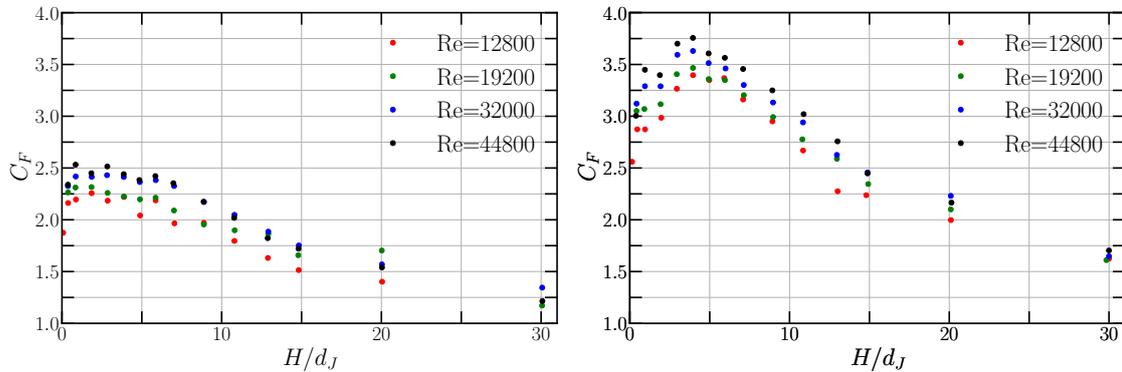


Figure 5.4 – A gauche : données issues de la figure 150 de la thèse de NYIRUMULINGA (2011). Force adimensionnée C_F d'un jet seul issu d'une buse droite cylindrique, sans convergent, sur une plaque rigide, en fonction de la distance buse-plaque H/d_J , pour quatre nombres de Reynolds entre $Re = U_J d_J / \nu = 12800$ et 44800 . A droite : données issues de la figure 178 de la thèse de NYIRUMULINGA (2011). Force adimensionnée C_F d'un jet issu d'une buse droite cylindrique, sans convergent, entouré de ses voisins, sur une plaque rigide, en fonction de la distance buse-plaque H/d_J , pour quatre nombres de Reynolds entre $Re = U_J d_J / \nu = 12800$ et 44800 .

5.1.3 Développement au premier ordre en cas de petits déplacements

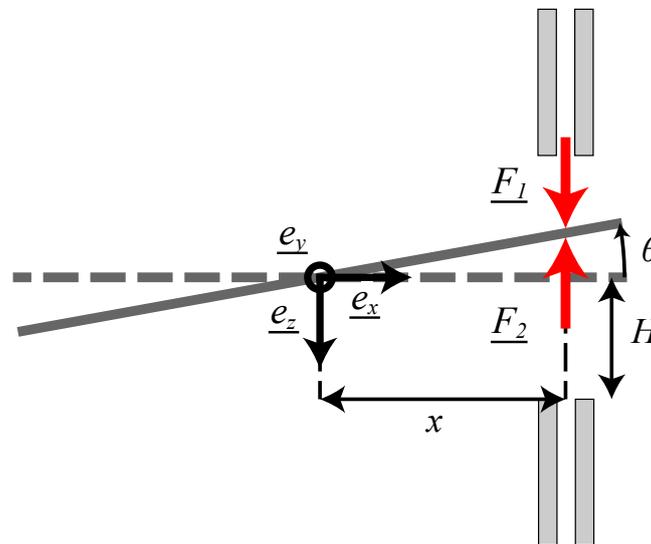


Figure 5.5 – Forces de deux jets face à face sur la bande, dans l'hypothèse de petits déplacements, avec une rotation $(\theta, \dot{\theta})$ autour de l'axe de torsion. Vue de dessus.

Si la bande entre en rotation autour de son axe central et se déplace de sa position d'équilibre avec un angle θ , à une vitesse $\dot{\theta}$, conformément au schéma de la figure 5.5, la symétrie entre les deux jets est rompue.

Dans l'expression des forces, la vitesse de jet perçue par la bande est modifiée pour tenir compte de sa vitesse relative, U_J est remplacée par $U = U_J \pm x\dot{\theta}$. La distance buse-bande à l'endroit de l'impact varie également et vaut $H \pm x\theta$ selon la buse. Ces changements restent faibles dans le cadre des petits déplacements. Pour obtenir la nouvelle expression des forces

\underline{F}_1 et \underline{F}_2 , l'équation (5.4) est développée au premier ordre :

$$\begin{aligned}\underline{F}_1 &= \frac{1}{2}\rho_{air}C_F(H - x\theta, U_J + x\dot{\theta})S_J(U_J + x\dot{\theta})^2\underline{e}_z \\ &= \frac{1}{2}\rho_{air}S_J \left[C_F(H, U_J)U_J^2 - \frac{\partial C_F}{\partial H}x\theta U_J^2 + \frac{\partial C_F}{\partial U}x\dot{\theta}U_J^2 + 2C_FU_Jx\dot{\theta} \right] \underline{e}_z\end{aligned}\quad (5.6)$$

$$\begin{aligned}\underline{F}_2 &= -\frac{1}{2}\rho_{air}C_F(H + x\theta, U_J - x\dot{\theta})S_J(U_J - x\dot{\theta})^2\underline{e}_z \\ &= \frac{1}{2}\rho_{air}S_J \left[-C_F(H, U_J)U_J^2 - \frac{\partial C_F}{\partial H}x\theta U_J^2 + \frac{\partial C_F}{\partial U}x\dot{\theta}U_J^2 + 2C_FU_Jx\dot{\theta} \right] \underline{e}_z\end{aligned}\quad (5.7)$$

$$\begin{aligned}\underline{F}_{TOT} &= \underline{F}_1 + \underline{F}_2 \\ &= \frac{1}{2}\rho_{air}S_J \left[-2\frac{\partial C_F}{\partial H}x\theta U_J^2 + 2\frac{\partial C_F}{\partial U}x\dot{\theta}U_J^2 + 4C_FU_Jx\dot{\theta} \right] \underline{e}_z\end{aligned}\quad (5.8)$$

Les forces varient également, car l'impact n'est plus sur une surface orthogonale à l'axe des jets, mais avec l'angle θ . Cependant, la situation est symétrique pour les deux jets et ces deux variations s'annulent. Dans l'équation (5.8), la force totale n'est plus nulle et dépend de l'angle θ et de la vitesse de rotation $\dot{\theta}$. En la multipliant par le bras de levier x , on obtient le moment Γ créé par ce couple de jets :

$$\Gamma = \frac{1}{2}\rho_{air}S_Jx^2 \left[\left(2\frac{\partial C_F}{\partial H}U_J^2 \right) \theta + \left(-2\frac{\partial C_F}{\partial U}U_J^2 - 4C_FU_J \right) \dot{\theta} \right]\quad (5.9)$$

L'expression contient un terme de raideur ajoutée, dépendant de θ ainsi que deux termes d'amortissement ajouté proportionnels à $\dot{\theta}$. Nous les réexprimons en fonction des dérivées de flottement introduites au chapitre 4 :

$$\Gamma = \frac{1}{2}\rho_{air}S_JU_J^2l(\mathbf{A}_2\frac{d_J\dot{\theta}}{U_J} + \mathbf{A}_3\theta)\quad (5.10)$$

pour obtenir l'expression, en sommant pour l'ensemble des jets :

$$A_{2,N} = \frac{\sum_{i=1}^J x_i^2}{d_Jl}(-4C_F - 2\frac{\partial C_F}{\partial U}U_J)\quad (5.11)$$

$$A_{3,N} = 2\frac{\sum_{i=1}^J x_i^2}{l}\frac{\partial C_F}{\partial H}\quad (5.12)$$

5.1.4 Utilisation des données de Nyirumulinga

Afin de comparer l'expression théorique obtenue aux résultats expérimentaux, les valeurs du coefficient de force adimensionnel C_F sont extraites de la figure 5.4, tracée à l'aide des données de NYIRUMULINGA (2011). L'expression de C_F que nous utilisons dans notre cas est celle définie dans l'équation (5.4). Elle équivaut à deux fois la valeur du C_F défini par Nyirumulinga, qui n'avait pas pris en compte un facteur 1/2.

Pour notre configuration de référence, les données utilisées sont celles pour un jet entouré de ses voisins, à droite sur la figure 5.4. Les résultats pour la dérivée de flottement A_2 , proportionnelle à l'amortissement ajouté, sont présentés sur la figure 5.6. On observe que C_F et sa dérivée en fonction de la vitesse étant positifs, la dérivée de flottement reste négative

et ne permet pas d'expliquer l'apparition de flottement. Le terme proportionnel à C_F , en bleu, ne varie pas avec la vitesse réduite et prédomine sur le terme proportionnel à $\frac{\partial C_F}{\partial U}$, en vert, qui est d'un ordre de grandeur inférieur aux résultats expérimentaux. La dérivée selon la vitesse de jet est évaluée à l'aide des points à différents nombres de Reynolds. Dans nos expériences, le nombre de Reynolds Re varie entre 10 000 et 80 000 selon la vitesse de jet.

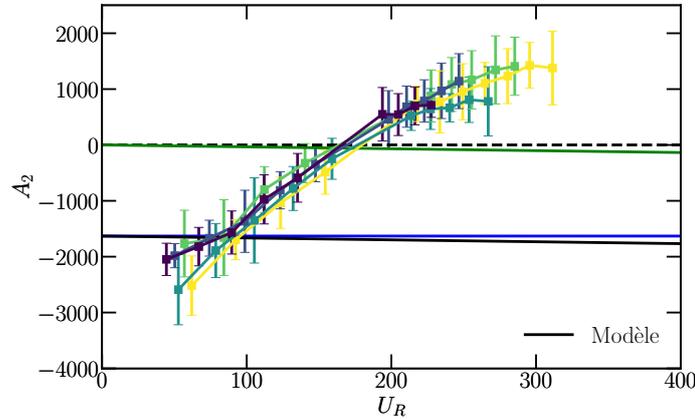


Figure 5.6 – Comparaison entre le modèle (5.11) et les résultats expérimentaux de la figure 4.12. En bleu, le terme proportionnel à C_F , en vert celui proportionnel à $\frac{\partial C_F}{\partial U}$. En noir, le modèle total. Valeurs implémentées, évaluées à $H/d_J = 5.4$: $C_F = 3.5$, $\frac{\partial C_F}{\partial U} = 0.01 \text{ s.m}^{-1}$.

5.1.5 Relaxation de l'hypothèse quasi-statique : introduction d'un déphasage entre le mouvement et l'application de la force

L'hypothèse quasi-statique, valable pour les vitesses réduites largement supérieures à 1, indique que la force du fluide s'adapte instantanément au mouvement du solide. Dans notre cas, la vitesse réduite U_R vaut entre 50 et 400 et est donc difficilement assimilable à une vitesse réduite infinie. En aéroélasticité, il est courant dans ces cas de figure de relaxer l'hypothèse et d'introduire un temps de délai τ entre le mouvement du solide et le mouvement de l'application (HÉMON 2006). PRICE et PAIDOUSSIS (1986) utilise, par exemple, un modèle de déphasage pour décrire les instabilités d'une matrice de cylindres dans un écoulement, installation courante dans les échangeurs calorifiques. Les vitesses réduites critiques sont de l'ordre de 1 à 200 selon les paramètres du problème (PAIDOUSSIS et PRICE 1989). Le temps de déphasage est un temps d'adaptation de l'écoulement autour des cylindres à cause de la viscosité du fluide. Dans les articles (HÉMON 1999a,b), l'introduction d'un temps de déphasage permet, d'obtenir une meilleure corrélation avec les résultats expérimentaux dans le cadre du galop d'un cylindre dans un écoulement transverse. La vitesse critique expérimentale d'apparition du galop n'est pas en adéquation avec celle prédite par le critère de DEN HARTOG (1985) dans l'hypothèse quasi-statique. La correction apportée en introduisant un temps de délai se montre bien plus proche des valeurs observées. La vitesse réduite critique dans ce cas vaut environ 20. La vitesse réduite critique de notre étude, de l'ordre de 170, est donc proche des cas d'études précédents.

On introduit donc un temps de délai τ dans l'expression de la force d'un jet $F(t)$. Elle dépendait, jusque à présent, de la position de la bande à l'instant t , $\theta(t)$, dans les équations (5.6) et (5.7). Dans le couplage avec le mouvement, les forces à l'instant t dépendent désormais de $\theta(t - \tau)$. La vitesse apparente du jet, dépendant de $\dot{\theta}$, reste instantanée. Ce délai τ peut également être exprimé sous forme d'un déphasage ϕ , car le mouvement de

rotation de la bande est sinusoïdal :

$$\begin{aligned}
 \theta(t - \tau) &= \cos(\omega_0(t - \tau)) = \cos(\omega_0 t - \phi) \\
 &= \cos(\phi)\cos(\omega_0 t) + \sin(\phi)\sin(\omega_0 t) \\
 &= \cos(\phi)\theta(t) - \frac{\sin(\phi)}{\omega_0}\dot{\theta}(t)
 \end{aligned} \tag{5.13}$$

En l'injectant dans le modèle de dérivée de flottement obtenu à l'équation (5.11), le terme de raideur ajoutée est scindé en deux nouveaux termes, l'un toujours de raideur ajoutée, ainsi qu'un second terme d'amortissement ajouté :

$$A_{2,N} = -\frac{\sum_{i=1}^J x_i^2}{l} \left(4\frac{C_F}{d_J} + 2\frac{\partial C_F}{\partial U}\omega_0 U_R + 2\frac{\partial C_F}{\partial H}\sin(\phi)U_R \right) \tag{5.14}$$

$$A_{3,N} = 2\frac{\sum_{i=1}^J x_i^2}{l} \frac{\partial C_F}{\partial H}\cos(\phi) \tag{5.15}$$

Cette nouvelle composante évolue linéairement avec la vitesse réduite. Elle est également proportionnelle à la dérivée de C_F en fonction de la distance buses-bande, $\frac{\partial C_F}{\partial H}$ et à $\sin(\phi)$. Dans la plage de distances buses-bande autour de la distance optimale thermiquement, on observe sur la figure 5.4 que C_F décroît et que sa dérivée $\frac{\partial C_F}{\partial H}$ est négative. Sous réserve que ϕ soit entre 0 et π , la dérivée de flottement est donc positive et permet donc d'expliquer l'apparition de flottement. Sur la figure 5.7, le modèle est comparé aux données expérimentales, avec ϕ comme paramètre ajustable fixé à $\pi/3$, pour correspondre à la pente des résultats expérimentaux.

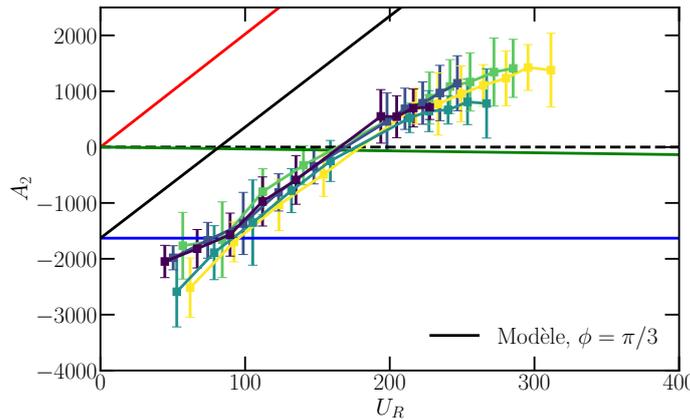


Figure 5.7 – Comparaison entre le modèle (5.14) et les résultats expérimentaux de la figure 4.12. En bleu, le terme proportionnel à C_F , en vert, celui proportionnel à $\frac{\partial C_F}{\partial U}$, en rouge, celui proportionnel à $\frac{\partial C_F}{\partial H}$. En noir, le modèle total. Valeurs implémentées : $C_F = 3.5$, $\frac{\partial C_F}{\partial U} = 0.01 \text{ s.m}^{-1}$, $\frac{\partial C_F}{\partial H} = -6 \text{ m}^{-1}$.

L'ajout de ce nouveau terme, en rouge, permet d'avoir une évolution affine de la dérivée de flottement A_2 , en fonction de la vitesse réduite, similaire aux résultats expérimentaux et de prédire un A_2 positif, et donc l'apparition de flottement. Néanmoins, il surestime largement les valeurs de A_2 , supérieures de 2000 aux valeurs expérimentales, et l'effet déstabilisant. La vitesse critique estimée $U_R = 70$ est plus de deux fois inférieure à la vitesse critique expérimentale.

Cependant, tout comme au chapitre 2, il faut également prendre en compte l'apport dans ce

modèle de l'écoulement tangentiel qui a lieu après que les jets d'air aient impacté la surface de la bande, et qui, pour le cas en flexion, avait un rôle fortement stabilisateur.

5.2 Rôle de l'écoulement tangentiel

5.2.1 Adaptation de l'Unsteady Airfoil Theory

La théorie d'un profil mince en couplage flexion-torsion dans un écoulement transverse, établie par Theodorsen (HÉMON 2006 ; SCANLAN et TOMKO 1971 ; THEODORSEN 1935) définit les dérivées de flottement caractérisant la force et le moment appliqués par le fluide sur le profil. Dans le chapitre 2, nous avons adapté au système modèle de la plaque rigide oscillant en flexion, la dérivée de flottement H_1 caractérisant la force proportionnelle à la vitesse de translation. Ici, nous nous concentrons sur l'écoulement tangentiel transverse à la plaque, dans sa largeur, selon l'axe e_x .

Dans le cas du soufflage d'une matrice de jets sur la bande en torsion, l'établissement de l'écoulement tangentiel est plus complexe à appréhender. Les jets sont proches de leurs voisins (l'écart entre les axes des buses est de 4.8 diamètres de jet) et interagissent entre eux. ICHIKAWA et al. (2016), SVENSSON et al. (2014) étudient numériquement et expérimentalement les champs de vitesse de l'impact d'une matrice de jets circulaires sur une plaque statique. Ils mettent en évidence qu'à équidistance entre les jets se crée une zone de recirculation et un effet fontaine où les écoulements tangentiels se rencontrent et créent une recirculation orthogonale à la surface de la plaque. Les zones d'écoulement tangentiel sont donc réduites et délimitées par les lignes d'équidistance entre les jets, notamment lorsque le nombre de buses J est important.

Les résultats montrent cependant que la bande est plus stable que ce que prédit le modèle d'impact normal et qu'il y a donc un autre effet stabilisateur en jeu.

La dérivée de flottement A_2 , qui équivaut à l'amortissement ajouté en torsion, est négative dans l'Unsteady Airfoil Theory et l'écoulement tangentiel est donc stabilisateur dans ce mode, tout comme en flexion dans le chapitre 2. Les termes $A_{2,T}$ et $A_{3,T}$ sont adaptés des notations de l'UAT aux notations utilisées pour le banc d'essai :

$$A_{2,T} = -\frac{l^2 H_s U_T \pi}{S_J d_J U_J} \frac{\pi}{2} \left[\frac{1}{4} - \frac{G(k)}{2k} - \frac{F(k)}{4} \right] \quad (5.16)$$

$$A_{3,T} = \frac{l H_s U_T^2 \pi}{S_J U_J} \frac{\pi}{2} \left[F(k) - \frac{kG(k)}{2} + \frac{k^2}{8} \right] \quad (5.17)$$

Ils dépendent de la hauteur de soufflage H_s . Elle est définie par la hauteur sur laquelle un écoulement tangentiel est établi. Si le caisson est équipé de buses sur toute sa hauteur, H_s est égale à la hauteur du caisson. Si l'on utilise seulement une partie du soufflage, H_s est réduit. Ils dépendent également de la vitesse U_T et donc du rapport U_T/U_J du fait de l'adimensionnement. Cette vitesse est normalement celle de l'écoulement transverse stationnaire, ce qui n'est pas le cas sur le banc d'essai. Le rapport U_T/U_J caractérise artificiellement le taux de vitesse orthogonale convertie en vitesse tangentielle latérale. Le champ de vitesses étant complexe, il ne peut pas être mesuré précisément sur le dispositif.

Enfin, comme au chapitre 2, la dérivée de flottement dépend de la pulsation réduite de l'écoulement tangentiel k et des fonctions de Theodorsen (HÉMON 2006 ; THEODORSEN 1935).

$$k = \frac{w_0 l}{2U_T} \quad (5.18)$$

Avant de l'implémenter au modèle, l'effet stabilisateur de l'écoulement tangentiel est vérifié expérimentalement.

5.2.2 Validation expérimentale

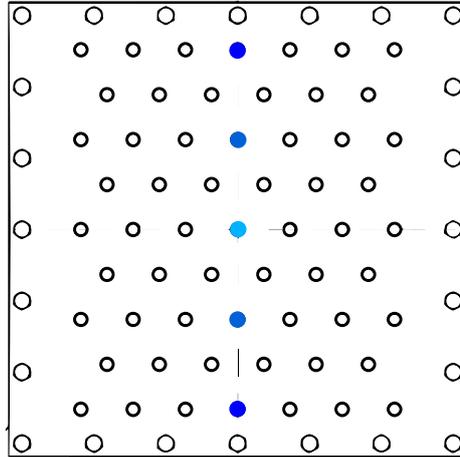


Figure 5.8 – Disposition des buses sur la colonne du milieu. Pour une busse, seule celle au milieu, turquoise, est équipée. Pour 3 buses, on rajoute les deux buses bleues autour. Pour 5 buses, on rajoute les buses bleu foncé.

Pour mettre en évidence et quantifier l'effet de l'écoulement tangentiel, les buses sont disposées uniquement sur la colonne au milieu du caisson, afin de souffler sur l'axe de torsion et que la contribution de l'équation (5.14) de l'impact normal soit nulle. L'évolution de l'amortissement ajouté et de la dérivée de flottement en fonction de la vitesse réduite est mesurée avec les caissons équipés d'une, de trois ou de cinq buses sur la colonne du milieu, illustrés sur la figure 5.8. Les jets, dans ces configurations, n'ont pas de voisins latéraux, et l'écoulement tangentiel peut donc s'établir correctement de chaque côté de la colonne, sans interférences avec des jets voisins, jusqu'aux bords de la bande. Les résultats sont présentés sur la figure 5.9.

Avec cette disposition de soufflage, nous n'observons pas d'instabilité de flottement. Au contraire, la bande est de plus en plus stable en augmentant la vitesse de jet, lorsqu'on la lâche avec un angle initial et qu'elle revient à sa position d'équilibre. L'amortissement ajouté par les jets est positif et atteint jusqu'à 2.5% pour les vitesses de soufflage maximales. L'évolution en fonction de la vitesse réduite est linéaire, et la pente augmente avec le nombre de jets. L'écoulement transverse a bien un effet stabilisateur sur la bande.

L'expérience avec la colonne équipée de cinq buses a été réalisée deux fois, avant et après que le laboratoire ait déménagé dans un nouveau bâtiment, et par conséquent avant et après un démontage et remontage complet du banc d'essai. L'écart entre les résultats est faible et valide une bonne reproductibilité du protocole expérimental. Les autres courbes ont été faites après le déménagement, une seule fois.

L'évolution de l'amortissement ajouté linéaire en fonction de la vitesse réduite se traduit au niveau de la dérivée de flottement A_2 par un plateau négatif. Le modèle établi dans l'équation (5.16) est superposé aux résultats expérimentaux. Pour quantifier le rapport U_T/U_J , un ordre de grandeur de la vitesse tangentielle est mesuré le long de la plaque, à l'aide d'un capteur de pression différentielle et d'un tube Pitot. Les mesures sont prises en plusieurs points, à différents éloignements de la colonne de busse et en surface de la bande, ou à quelques centimètres de sa surface. Pour une vitesse de jet $U_J = 56 \text{ m.s}^{-1}$, les vitesses latérales mesurées valent, proche de la plaque, entre 2 et 8 m.s^{-1} , en fonction de l'éloignement aux buses. Le rapport U_T/U_J est fixé, à l'aide de ces mesures, à 0.1.

Les valeurs $A_{2,T}$ prédites par le modèle sont du même ordre de grandeur que les résultats expérimentaux, autour de -1000. En revanche, le modèle montre une tendance décroissante qui s'accroît avec la vitesse réduite, ainsi qu'une proportionnalité aux nombres de jets qui ne se vérifient pas expérimentalement.

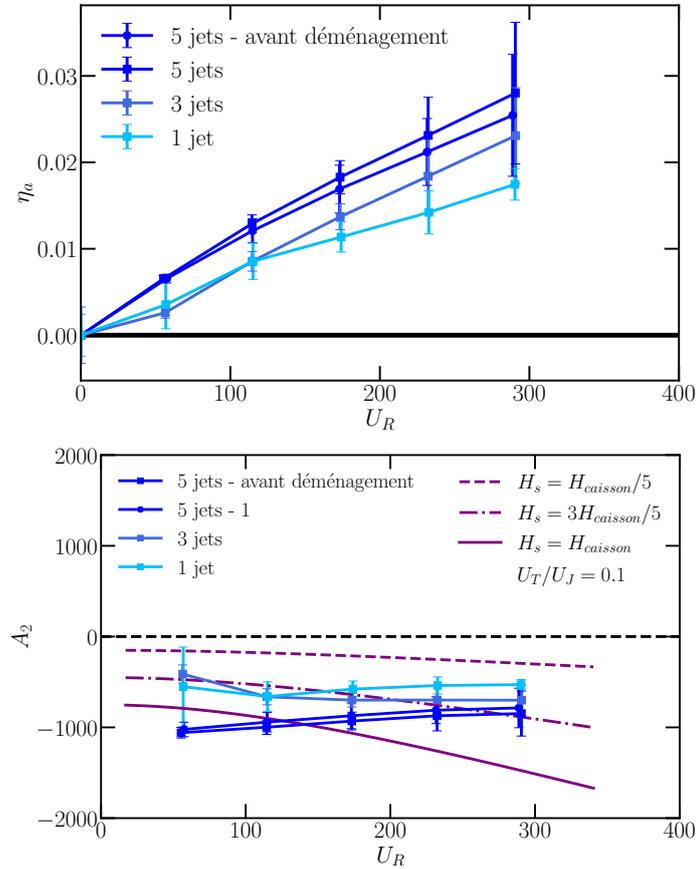


Figure 5.9 – A gauche : Amortissement ajouté η_a en fonction de la vitesse réduite, pour une, trois ou cinq buses sur la colonne du milieu. A droite : Dérivée de flottement A_2 en fonction de la vitesse réduite, pour une, trois ou cinq buses sur la colonne du milieu. Courbes du terme théorique $A_{2,T}$ pour un rapport $U_T/U_J = 0.1$ et une hauteur de soufflage H_s égale à $H_{caisson}/5$, $3H_{caisson}/5$ et $H_{caisson}$ pour 1,3 ou 5 buses.

Compte tenu des différences entre les hypothèses de la théorie utilisée et les conditions expérimentales, nous ne nous attendions pas à ce que le modèle théorique montre une corrélation parfaite avec les données expérimentales. Cependant, cette expérience met en évidence l'effet stabilisateur de l'écoulement tangentiel et montre que le modèle $A_{2,T}$ est en accord avec les données expérimentales en termes d'ordre de grandeur, malgré des différences dans les variations observées. La dérivée de flottement $A_{2,T}$ a une évolution décroissante avec la vitesse réduite, à cause de la composante $\left[\frac{1}{4} - \frac{G(k)}{2k} - \frac{F(k)}{4} \right]$ et des variations de la pulsation réduite k , inversement proportionnelle à la vitesse réduite, qui vaut entre 0.5 et 5. Les échelles de temps caractéristiques de l'écoulement transverse et du mouvement de torsion de la bande sont donc du même ordre de grandeur.

5.3 Modèle complet

5.3.1 Amortissement ajouté

Le modèle théorique global regroupe donc les composantes dues à la force d'impact normal des jets dérivée au premier ordre, en introduisant un temps de retard par rapport au déplacement de la bande, ainsi que la composante due à l'écoulement latéral :

$$A_2 = -\frac{\sum_{i=1}^J x_i^2}{l} \left(4 \frac{C_F}{d_J} + 2 \frac{\partial C_F}{\partial U} \omega_0 U_R + 2 \frac{\partial C_F}{\partial H} \sin(\phi) U_R \right) - \frac{l^2 H_s U_T \pi}{S_J d_J U_J 2} \left[\frac{1}{4} - \frac{G(k)}{2k} - \frac{F(k)}{4} \right] \quad (5.19)$$

Les paramètres présents dans le modèle sont :

- Le coefficient de force adimensionnel C_F et ses dérivées, dont les valeurs sont prises dans la bibliographie (NYIRUMULINGA 2011).
- L'angle de déphasage ϕ qui est un paramètre ajustable, qui influence la pente du terme instable linéaire en U_R .
- la hauteur de soufflage H_s qui dépend de la configuration des buses.
- la vitesse tangentielle caractéristique U_T qui est également ajustable et qui influence le terme tangentiel stabilisateur.

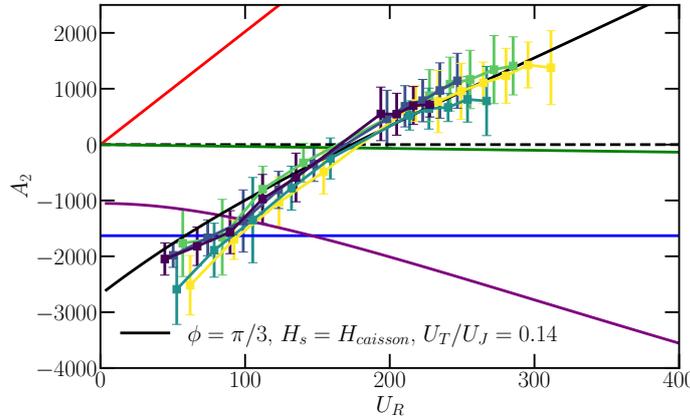


Figure 5.10 – Comparaison entre le modèle (5.19) et les résultats expérimentaux de la figure 4.12. En bleu, le terme proportionnel à C_F , en vert, celui proportionnel à $\frac{\partial C_F}{\partial U}$, en rouge, celui proportionnel à $\frac{\partial C_F}{\partial H}$, en violet, le terme d'écoulement tangentiel. En noir, le modèle total. Valeurs implémentées : $C_F = 3.5$, $\frac{\partial C_F}{\partial U} = 0.01 \text{ s.m}^{-1}$, $\frac{\partial C_F}{\partial H} = -6 \text{ m}^{-1}$, $H_s = 0.56 \text{ m}$, $U_T/U_J = 0.14$.

Sur la figure 5.10, le modèle complet est tracé et comparé aux résultats expérimentaux. Les paramètres ajustables sont fixés à $\phi = \pi/3$ et $U_T/U_J = 0.14$, afin d'avoir une allure similaire aux données expérimentales. La valeur du rapport U_T/U_J est cohérente avec l'estimation faite au chapitre précédent pour une colonne centrale de buses (les données expérimentales sont pour une configuration de 36 buses par caisson). Avec ces valeurs, la courbe reproduit de manière très satisfaisante les points expérimentaux, tant pour l'évolution qualitative de la dérivée de flottement A_2 en fonction de la vitesse réduite U_R que pour la vitesse réduite critique associée à l'apparition du flottement. La pente du A_2 modélisé, en fonction de la vitesse réduite, n'est pas la même à faibles vitesses réduites, en dessous de $U_R = 100$, et au-dessus, à cause de la composante due à l'écoulement tangentiel. On retrouve la même

tendance expérimentalement, où, dans le régime instable, les données montrent une évolution sous-linéaire.

Dans ce modèle, l'unique composante positive et déstabilisante parmi les quatre, en rouge sur les graphiques, est fortement dépendante du nombre de buses équipées et de leur disposition sur le caisson et de leurs positions, via le préfacteur $\sum x_i^2$. Le terme stabilisateur constant l'est aussi, tandis que le troisième d'impact normal est négligeable. L'effet stabilisateur de l'écoulement transverse est probablement également dépendant de la disposition des buses. Nous avons vu dans la section 5.2.2 que pour une colonne de jets soufflant sur l'axe de torsion, la stabilisation de la bande est plus importante pour cinq buses que pour trois ou une seule. Leur arrangement géométrique doit aussi jouer sur le champ de vitesse obtenu à la surface de la plaque, sur la direction prise par l'écoulement longitudinal à la plaque en chaque point et donc sur la valeur du rapport U_T/U_J . Dans la section 4.3.5, nous avons présenté des résultats pour différentes configurations de caisson, allant de $J = 4$ à 59 buses. Sur la figure 5.11, les résultats sont présentés sous la forme $A_2/\sum x_i^2$. La composante $A_{2,T}$ étant négative et décroissante, les données sont donc théoriquement bornées par la courbe noire, correspondant à $A_{2,N}$, maximisée pour $\sin(\phi = \pi/2) = 1$, divisée par la somme en préfacteur (en négligeant le terme proportionnel à $\frac{\partial C_F}{\partial U}$). La pente des données expérimentales, en fonction de la vitesse réduite U_R , ne doit également pas dépasser celle de la courbe noire, comprenant la seule composante croissante.

Les résultats expérimentaux se situent bien en dessous de la courbe noire. La différence entre les deux quantifie la contribution de l'écoulement tangentiel, qui est négative et décroissante. Pour les configurations entre 8 et 59 buses, la pente des résultats est également inférieure à celle de la courbe noire. En revanche, pour 4 ou 6 buses, la pente croissante moyenne, obtenue par régression linéaire, est supérieure à la valeur maximale $-\frac{2}{l} \frac{\partial C_F}{\partial H}$, sans que nous puissions, pour l'instant, proposer une explication. Nous avons également tracé l'évolution du modèle

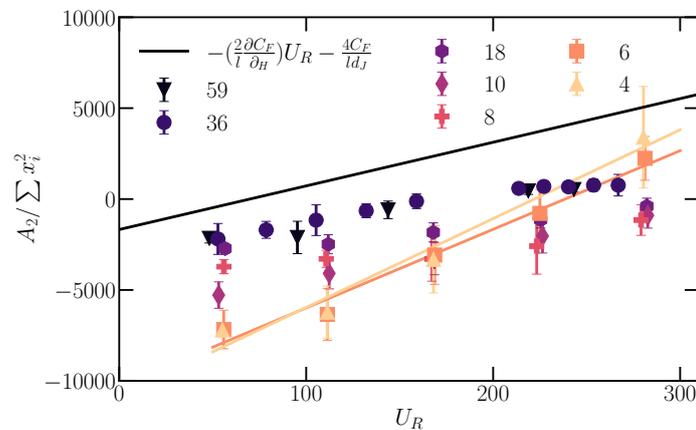


Figure 5.11 – Résultats de la figure 4.17, tracés sous la forme $A_2/\sum x_i^2$. La courbe noire correspond à $A_{2,N}/\sum x_i^2$. Les courbes jaune et orange correspondent à des régressions linéaires sur les données expérimentales pour $J = 4$ et 6 buses.

théorique pour les différentes configurations de la figure 4.16. Pour cela, il est nécessaire de définir le déphasage ϕ et le rapport U_T/U_J pour chaque disposition de buses, ainsi que la hauteur de soufflage H_s . Cette dernière est fixée à la hauteur entre les buses les plus éloignées. Le calcul des valeurs de ϕ et de U_T/U_J n'est pas trivial. Le déphasage influence sur la pente de A_2 en fonction de U_R . Le rapport U_T/U_J joue sur l'ordonnée à l'origine, mais aussi sur le fléchissement de la pente à des vitesses réduites élevées. Plusieurs méthodes ont été tentées en utilisant des régressions linéaires, mais ne montrent pas de résultats satisfaisants. En fixant U_T/U_J grâce à l'ordonnée à l'origine, la valeur est généralement trop élevée et rend le terme $A_{2,T}$ trop important, et l'évolution du modèle total devient décroissante. En le fixant

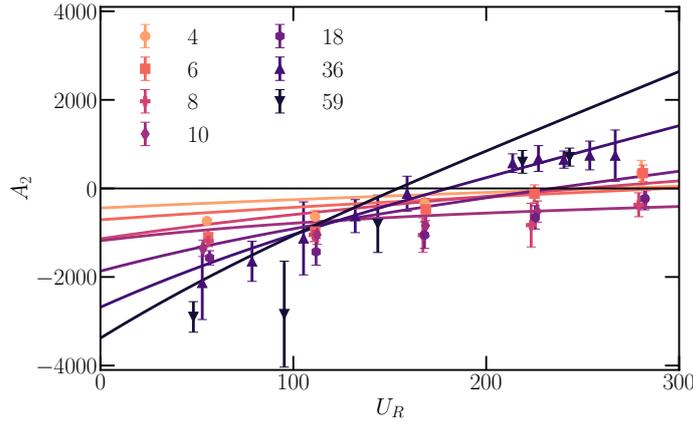


Figure 5.12 – Comparaison entre le modèle (5.19) et les résultats expérimentaux de la figure 4.17.

J	$\sum x_i^2$ (m^2)	H_s (m)	U_T/U_J
4	0.102	$\frac{3}{5}H_{caisson}$	0.06
6	0.154	$H_{caisson}$	0.06
8	0.320	$\frac{4}{5}H_{caisson}$	0.1
10	0.256	$H_{caisson}$	0.1
18	0.576	$H_{caisson}$	0.12
36	0.973	$H_{caisson}$	0.14
59	1.344	$H_{caisson}$	0.15

Table 5.1 – Valeurs des différents paramètres en fonction du nombre de buses J .

à l'aide de la pente pour des vitesses réduites élevées, l'ordonnée à l'origine est plus haute que les valeurs expérimentales et le décalage subsiste ensuite entre le modèle et les résultats. Les paramètres utilisés ont donc été ajustés manuellement. Ils sont regroupés dans le tableau 5.1. L'angle de déphasage ϕ est fixé à $\pi/3$, la valeur utilisée pour la configuration de référence avec $J = 36$ buses. La somme $\sum x_i^2$ et la hauteur de soufflage sont calculées en fonction de la position des buses sur le schéma 4.16. Le rapport U_T/U_J est défini arbitrairement, en essayant d'adopter la logique la plus rationnelle possible. Il est fixé à 0.1 pour une colonne de jets entières, comme les configurations à 8 ou 10 buses, suite aux résultats du paragraphe 5.2.2. Il est supérieur si le maillage est plus dense. Si les buses sont en revanche plus espacées verticalement, comme les configurations à quatre ou six buses, chaque jet ressent moins d'influence de ses voisins et intuitivement, l'écoulement est moins guidé vers les bords de la bande. La répartition de l'écoulement est plus axisymétrique autour des buses et moins latérale. La valeur de U_T/U_J est donc diminuée et fixée à 0.06.

Les résultats présentés sur la figure 5.12 montrent que l'ordonnée à l'origine diminue avec l'augmentation du nombre de jets, tandis que la pente positive de la courbe tend généralement à croître. Cette évolution s'explique par deux effets principaux : l'augmentation de $\sum x_i^2$, qui réduit l'ordonnée à l'origine tout en renforçant la pente positive ; et l'augmentation du rapport U_T/U_J , qui réduit également l'ordonnée à l'origine mais tend à diminuer la pente à des vitesses réduites élevées. Cependant, il y a des exceptions, en passant par exemple des configurations de 8 à 10 buses, la somme $\sum x_i^2$ a diminué car les 10 buses sont moins excentrées de l'axe de torsion.

Le modèle permet de bien capturer les tendances expérimentales pour $J = 36$ buses. Pour un nombre de buses plus faible, dans le premier régime où A_2 est négatif, les courbes théoriques sous-estiment l'effet des jets et les valeurs expérimentales sont plus importantes en valeurs absolues. En revanche, on peut souligner que le modèle prédit le changement de signe de A_2 et le flottement à une vitesse critique élevée pour 4 et 6 buses, et non pour 10 buses, ce

qui concorde avec les résultats expérimentaux. En revanche, pour 8 et 18 buses, la courbe théorique indique des valeurs positives et du flottement, alors que les essais sont restés stables même à des vitesses réduites élevées. Pour un caisson complet équipé de 59 buses, l'ordonnée à l'origine semble également sous-estimée, le modèle est décalé au-dessus des points expérimentaux, et prédit une vitesse réduite critique trop faible.

L'effet du nombre de jets et de leur position est donc subtil, tant sur le plan expérimental que dans l'élaboration du modèle théorique, qui repose sur plusieurs paramètres, notamment la modélisation de l'écoulement transverse, complexe à appréhender. La comparaison pour différentes configurations entre les résultats expérimentaux et le modèle impose des choix de paramètres ajustables dans le modèle. Les courbes théoriques obtenues montrent certaines différences avec les résultats, mais des tendances qualitatives reproduisant les phénomènes observés sur le banc d'essai, où, par exemple, seulement quatre jets par caisson ont suffi à déclencher le phénomène de flottement.

5.3.2 Raideur ajoutée

Le modèle développé comprend également une composante du couple des jets proportionnelle à l'angle de torsion θ . Elle s'exprime grâce à la dérivée de flottement A_3 , équivalente à de la raideur ajoutée. L'expression théorique de A_3 comporte deux termes. Le premier, $A_{3,N}$, dû à l'impact normal, établi dans l'équation (5.12), ne dépend pas de la vitesse réduite et est proportionnel à $\frac{\partial C_F}{\partial H}$, qui est négatif, et à $\cos(\phi)$. Le second, $A_{3,T}$, établi dans l'équation (5.17), provient de l'écoulement transverse et est de même signe que la fonction, $\left[F(k) - \frac{kG(k)}{2} + \frac{k^2}{8} \right]$ qui est positive. On rappelle que k est la pulsation réduite de l'écoulement transverse et est défini par $k = \frac{w_0 l}{2U_T}$.

$$A_3 = 2 \frac{\sum_{i=1}^J x_i^2}{l} \frac{\partial C_F}{\partial H} \cos(\phi) + \frac{l H_s U_T^2 \pi}{S_J U_J} \frac{1}{2} \left[F(k) - \frac{kG(k)}{2} + \frac{k^2}{8} \right] \quad (5.20)$$

L'évolution du modèle théorique est tracée sur la figure 5.13, pour le cas de référence avec $J = 36$ buses et $H/d_J = 5.39$. Les paramètres du modèle sont égaux à ceux utilisés pour la dérivée de flottement A_2 . Pour des vitesses réduites faibles, le terme quadratique k^2 prédomine et tend vers $+\infty$, la pulsation réduite k étant inversement proportionnelle à la vitesse réduite. Pour des vitesses réduites supérieures à 100, un plateau positif est atteint, valant $A_3(U_R > 100) = 14$. Cette courbe théorique ne montre donc pas une bonne concordance avec les données expérimentales. L'allure de la courbe est similaire, excepté que les valeurs expérimentales sont de signe opposé. On observe une dérivée de flottement négative sur le banc d'essai, qui correspond à une raideur ajoutée positive et à une augmentation de la fréquence d'oscillation, contrairement à ce que le modèle prédit.

5.4 Mesure de la force d'un jet et du coefficient C_F

Le couple dû à l'impact normal des jets s'appuie fortement sur les valeurs de C_F et de ses dérivées établies par NYIRUMULINGA (2011). Cependant, à la connaissance de l'auteur, aucune autre source bibliographique n'a été identifiée concernant l'évolution de la force d'un

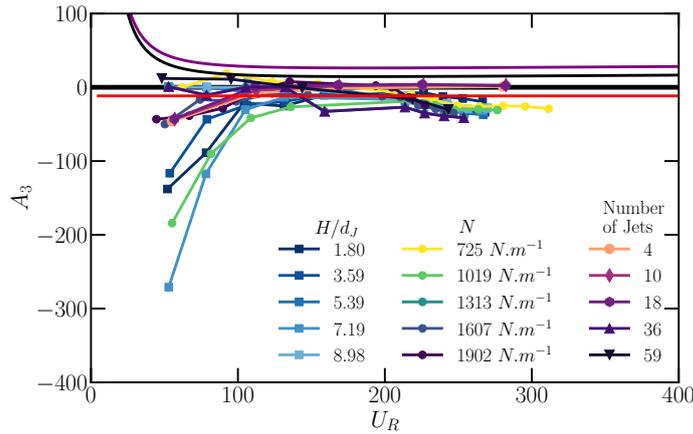


Figure 5.13 – Comparaison entre le modèle (5.20) et les résultats expérimentaux de la figure 4.18. En rouge, le terme $A_{3,N}$ dû à l’impact normal des jets, en violet, celui dû à l’écoulement tangentiel, $A_{3,T}$. En noir, le modèle total. Paramètres du modèle : $\frac{\partial C_F}{\partial H} = -6 \text{ m}^{-1}$, $\phi = \pi/3$, $U_T/U_J = 0.14$.

jet d’air impactant dans des conditions comparables. TU et WOOD (1996) tracent l’évolution de la force adimensionnelle pour un jet plan, KASTNER et RIPPEL (1988) étudient la force d’un jet d’eau pressurisé pour différentes buses, mais les conditions sont trop éloignées de la configuration d’un jet d’air impactant. Nous avons donc implémenté un dispositif permettant de mesurer la force d’un jet seul ou entouré de ses six voisins.

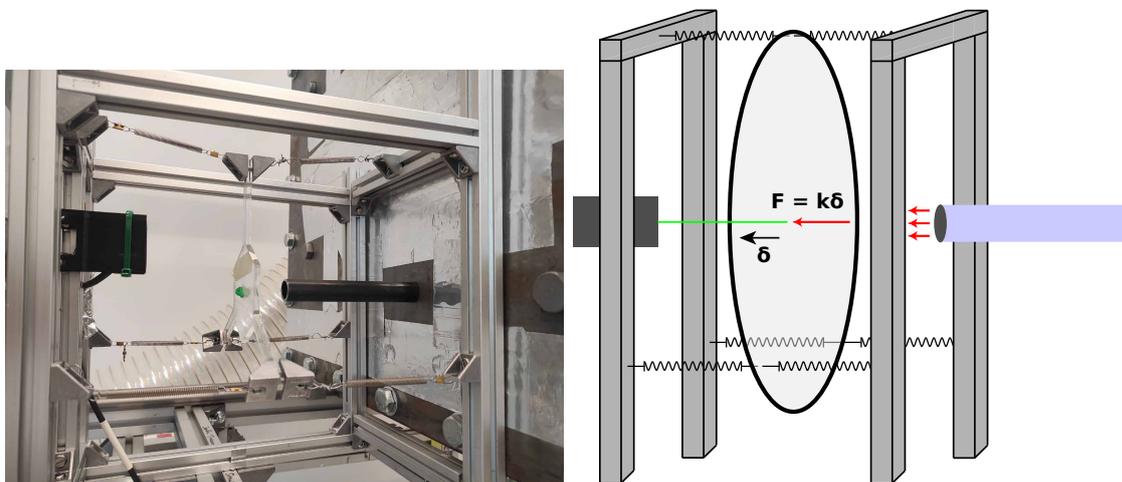


Figure 5.14 – A gauche : photo du dispositif de mesure monté sur le banc d’essai, entre la bande et l’un des caissons de jets. À droite : Schéma du principe de mesure de la force d’un jet.

Le dispositif de mesure, illustré sur la figure 5.14, est composé d’une plaque maintenue verticale par trois paires de ressorts en traction. Lorsqu’une force F agit sur la plaque de mesure, elle se translate d’un déplacement δ . La relation entre F et δ est étalonnée à l’aide d’un contrepoids relié à la plaque, en son milieu, par un fil inextensible et une poulie, et montre une très bonne linéarité, qui permet de connaître la raideur du système, k_r , avec précision. Cette méthode de mesure diffère de celle utilisée par Nyirumulinga en cartographiant la pression pariétale, rappelée dans l’encadré 6.1.

Encadré 6.1 : Mesure de la force d'un jet à l'aide de la pression pariétale (Nyirumulinga 2011)

Le jet impacte une plaque statique dont la surface est équipée de prises de pression affleurantes réparties dans un maillage dense orthogonal sur la moitié de la zone de référence du jet :

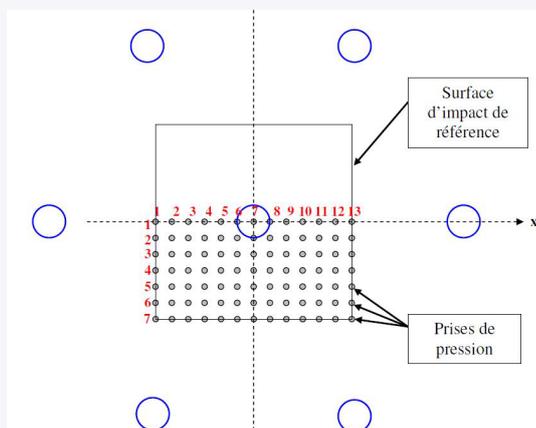


Figure 5.15 – Figure issue de la thèse de NYIRUMULINGA (2011), maillage des prises de pression.

La force est ensuite calculée en intégrant la pression mesurée en chaque point sur la surface élémentaire de maille correspondante : $F = \sum \sum P_{ij} dS$ puis adimensionnée. Pour sept buses, une buse au milieu et six buses en hexagone autour, la force calculée est celle du jet du milieu, compte tenu de l'influence des jets voisins. Sur la figure 5.16, pour un motif hexagonal, les distributions laissent apparaître les points d'arrêt secondaires caractéristiques des effets fontaines, pour $x/D = 2.5$, à équidistance entre les buses voisines.

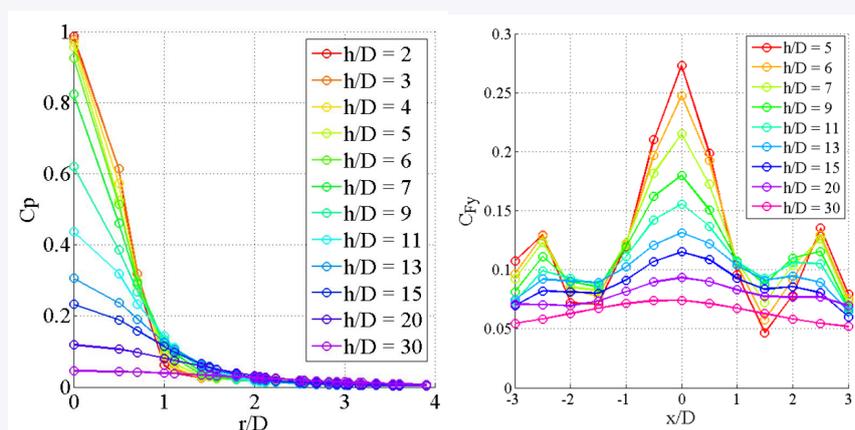


Figure 5.16 – Figures issues de la thèse de NYIRUMULINGA (2011). A gauche : Distribution radiale de pression adimensionnée autour d'un jet seul (buse droite), pour différentes distances buse-plaque. A droite : Distribution linéaire de la force linéique adimensionnée autour d'un jet central d'un motif hexagonal (buses droites), pour différentes distances buse-plaque.

La plaque de mesure, sur laquelle s'applique le champ de pression créé par les jets, peut être choisie de différente taille, représentant la zone d'impact d'un ou de plusieurs jets, ou une surface très grande par rapport aux diamètres de jet, pour considérer une plaque infinie. Nous souhaitons évaluer l'importance du choix de la plaque sur les valeurs de C_F obtenues.

Pour cela, trois tailles de plaque de mesure sont utilisées, de 4.8 , 14.4 ou 19.2 diamètres de jet. Les deux premières plaques font environ la taille de la zone de référence d'un jet ou du motif hexagonal de sept jets. La zone de référence de chaque jet, en bleu sur la figure 5.17, correspond à la zone de la plaque pour laquelle ce jet est celui le plus proche. Les limites des zones de référence correspondent donc aux lignes d'équidistance entre les buses, là où ont lieu les effets fontaine. La plaque la plus grande, de 19.2 diamètres de jet (320 mm de diamètre) est la taille la plus grande possible pour le dispositif de mesure. A noter qu'avec un seul jet, deux plaques de $4.8d_J$, une plaque hexagonale correspondant exactement à la zone de référence, en bleu sur la figure 5.17, et une plaque circulaire inscrite dans cette zone, ont été testées et ont des résultats très proches, la différence de surface étant négligeable. Pour le dispositif de mesure, les dimensions des plaques de mesure peuvent être approximées aux cercles inscrits dans les zones de référence.

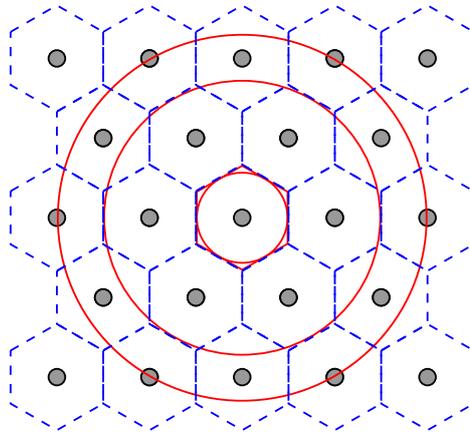


Figure 5.17 – Maillage des buses. En bleu, les zones de référence des jets. En rouge, les trois différentes plaques de mesure.

Le protocole de mesure de C_F se déroule en trois étapes :

- La distance buses-bande H est fixée au repos, sans jet.
- Le déplacement de la bande est mesuré en augmentant par paliers d'une dizaine de secondes, la vitesse de jet. Un exemple des signaux de la pression dans le caisson et du déplacement de la plaque est présenté sur la figure 5.18. Le déplacement considéré pour chaque palier de vitesse est le déplacement moyen.
- La force $F = k_r \delta$ est tracée en fonction de la vitesse de jet U_J et de U_J^2 . C_F , défini par l'équation (5.4), est calculé par régression linéaire entre F et U_J^2 . L'évolution de F pour toutes les mesures est bien quadratique avec la vitesse de jet U_J . Pour la configuration de sept jets, nous ne sommes pas en mesure d'isoler la force du jet du milieu. Le résultat est calculé en divisant la force totale par le nombre de jets.

Les résultats sont présentés en comparaison des résultats de NYIRUMULINGA (2011) sur la figure 5.19. Pour un seul jet, les résultats sont du même ordre de grandeur qu'avec la méthode de mesure de la pression pariétale, entre 1.8 et 2.3. Les valeurs obtenues sont aussi fortement semblables à celles mesurées pour un jet plan dans le chapitre 2, avec une méthode de mesure identique. Cependant, les résultats ne sont pas les mêmes en fonction de la taille de la plaque de mesure. La force est étonnamment plus élevée pour une surface d'impact plus faible, particulièrement à des faibles distances de soufflage. Nous ne retrouvons pas la tendance décroissante en fonction de la distance H/d_J , observant plutôt un plateau entre $H/d_J = 2$ et $H/d_J = 12$ pour les plaques de mesure de 4.8 et 14.4 diamètres de jet. Pour la plaque la plus grande, le coefficient de force est plus faible et suit la tendance inverse, en augmentant avec la distance buse-plaque.

Pour un motif élémentaire hexagonal de sept jets, Nyirumulinga observait une force du

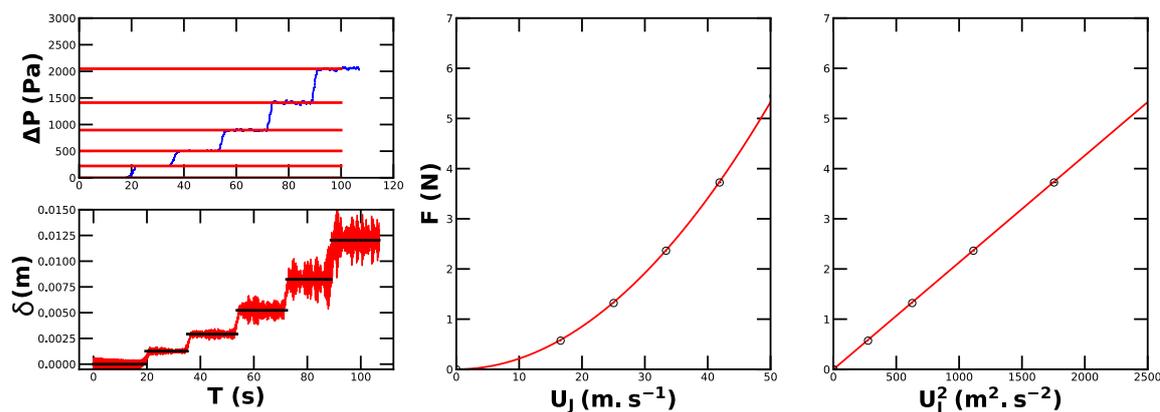


Figure 5.18 – Résultats expérimentaux pour une maille élémentaire de sept jets à une distance H de 95 mm de la plaque de mesure.

jet central supérieure à celle d'un jet isolé, atteignant des valeurs de C_F dépassant 3.5. Les résultats obtenus pour cette configuration sont également supérieurs à ceux pour un jet isolé, avec C_F entre 2.2 et 2.7. Ces valeurs sont largement inférieures à celles bibliographiques. Les deux plaques de mesures montrent la même tendance, avec une force mesurée 6 à 9% plus faible pour la plaque la plus grande par rapport à la plaque de $14.4d_J$, équivalente à la zone de référence des sept jets. La tendance observée est décroissante linéaire, même pour les distances H/d_J inférieures à 4 où Nyirumulinga observe une phase croissante avant un maximum. La pente est environ trois fois inférieure à celle estimée sur l'intervalle [4,12] avec les données bibliographiques : $\frac{\partial C_F}{\partial H} = -2 \text{ m}^{-1}$ contre $\frac{\partial C_F}{\partial H} = -6 \text{ m}^{-1}$.

Les résultats sont présentés avec le coefficient calculé par une régression sur l'ensemble des points à différentes vitesses. Nous avons également calculé le coefficient C_F pour chaque vitesse pour quantifier l'effet du nombre de Reynolds et la tendance observée d'une augmentation légère de C_F avec le nombre de Reynolds se vérifie.

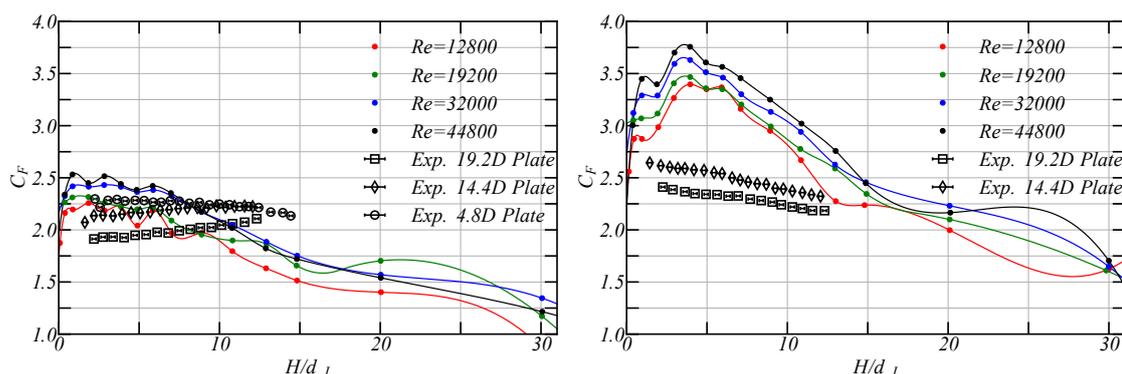


Figure 5.19 – A gauche : Résultats comparés avec ceux de NYIRUMULINGA (2011) pour un jet seul. A droite : Résultats comparés avec ceux de NYIRUMULINGA (2011) pour une maille élémentaire de sept jets.

Nyirumulinga observe des forces plus élevées lorsqu'un jet est entouré de jets voisins, car il y a une surpression à la limite de sa zone de référence, illustrée sur la figure 5.16, créée par la présence d'un point d'arrêt secondaire dû à l'effet fontaine de la rencontre des écoulements provenant de buses voisines. Ce phénomène est largement atténué par notre méthode de mesure. Pour mesurer la force d'un jet entouré de six voisins, nous prenons la force totale divisée par 7. Les jets en périphérie du jet central n'ont que trois voisins au lieu de six.

Moins de recirculation et d'effet fontaine ont lieu pour ces jets, et leur contribution à la force totale est moins importante que celle du jet central, ce qui peut expliquer la différence de résultats entre les deux méthodes de mesure sur la figure 5.19.

En revanche, la différence de résultat en variant la taille de la plaque de mesure est plus difficile à expliquer. La raideur du système, reliant le déplacement de la plaque à la force appliquée, peut différer en changeant la taille de la plaque, mais est à nouveau étalonnée à chaque fois. Les valeurs de pression pariétale sont positives et décroissent rapidement en s'éloignant de l'axe du jet et deviennent négligeables à plus de cinq diamètres de jet d'écart, comme le montrent les profils de la figure 5.2. Il est donc étonnant d'observer que la valeur de C_F mesurée diminue avec la taille de la plaque et qu'il y a une différence importante pour un seul jet entre les grandes plaques de diamètre $14.4d_J$ et $19.2d_J$ alors que la pression sur la surface ajoutée est très faible.

Les deux méthodes de mesure donnent donc des résultats différents. Dans le modèle théorique décrivant l'apparition du flottement, les données bibliographiques de Nyirumulinga ont été jusqu'à présent implémentées. Elles permettent d'obtenir une bonne concordance entre le modèle et les résultats expérimentaux. Tentons de les remplacer par les données que nous obtenons expérimentalement avec un motif de jet entouré de ses voisins :

$$C_F = 3.5 \Rightarrow C_F = 2.5$$

$$\frac{\partial C_F}{\partial H} = -6 \text{ m}^{-1} \Rightarrow \frac{\partial C_F}{\partial H} = -2 \text{ m}^{-1} \quad (5.21)$$

La variation de C_F en fonction de la vitesse de jet n'est pas prise en compte, car le terme correspondant est négligeable en comparaison des trois autres dans le modèle de dérivée de flottement. Les paramètres fixés ϕ et U_T/U_J restent inchangés et valent respectivement $\pi/3$ et 0.14. La comparaison avec les résultats expérimentaux est présentée sur la figure 5.20.

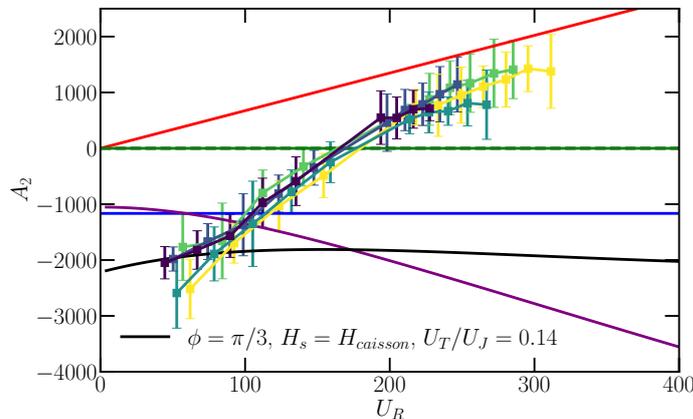


Figure 5.20 – Comparaison entre le modèle (5.19) et les résultats expérimentaux de la figure 4.12.

En bleu, le terme proportionnel à C_F , en rouge, celui proportionnel à $\frac{\partial C_F}{\partial H}$, en violet, le terme d'écoulement tangentiel. En noir, le modèle total. Valeurs implémentées issues des mesures de C_F effectuées : $C_F = 2.5$, $\frac{\partial C_F}{\partial H} = -2 \text{ m}^{-1}$, $\phi = \pi/3$, $H_s = 0.56 \text{ m}$, $U_T/U_J = 0.14$.

La composante linéaire affine, proportionnelle à $\frac{\partial C_F}{\partial H}$ étant divisée par 3, elle ne suffit plus à prendre le dessus sur les termes stabilisants négatifs. Le modèle total reste négatif, pratiquement constant autour de la valeur $A_2 \simeq 2000$ et n'est donc plus en adéquation avec les données expérimentales.

Ces résultats montrent que la définition de la force d'un jet et le choix de la méthode de mesure pour la quantifier sont en réalité complexes. Les valeurs qui en résultent peuvent

différer et montrer des tendances opposées. En les réutilisant dans le modèle d'instabilité établi, elles permettent de prédire ou non l'apparition de flottement. La mesure de la pression pariétale semble être la mesure la plus adaptée et la plus précise pour quantifier la force d'un jet seul ou entouré de voisins, avec la même définition, en intégrant la pression seulement sur la zone de référence d'un jet. Le dispositif de mesure mis en place permet d'avoir des résultats du même ordre de grandeur, mais montre des limitations. L'écoulement est sensible à la taille de la plaque de mesure et les forces mesurées ne sont pas indépendantes de la plaque de mesure utilisée. La mesure pour un motif hexagonal permet seulement d'obtenir la force totale. Le calcul de la force du jet central ne prend pas en compte les différences entre les jets extérieurs et le jet central, ce qui est probablement une erreur, car rien ne garantit que les deux types de jets produisent une force identique sur la plaque. L'étude de NYIRUMULINGA (2011) étant la seule caractérisant la force d'un jet dans ce type de configuration, une perspective intéressante consisterait à reproduire une étude expérimentale analogue pour valider ces résultats. De plus, des simulations numériques, comparables à celles présentées au chapitre 2 dans un contexte statique, semblent à la fois réalisables et pertinentes.

5.5 Comment éliminer l'apparition de flottement ?

A partir des résultats expérimentaux et de l'étude théorique d'un modèle de dérivées de flottements, nous avons identifié deux pistes de solutions stabilisatrices, dans le but de retarder l'apparition du flottement à des vitesses réduites plus importantes. Les principes de ces deux solutions sont évalués expérimentalement.

5.5.1 Ajout d'un second écoulement tangentiel

L'effet qualitatif de l'écoulement tangentiel a été mis en évidence, en flexion dans le chapitre 2 et en torsion au paragraphe 5.2. Il est fortement stabilisateur. Dans le but d'empêcher l'apparition de flottement, il semble donc opportun de concevoir le dispositif de soufflage afin qu'il comprenne un important écoulement transverse autour de la bande, tout en assurant le but premier qui est son refroidissement.

Pour évaluer l'effet stabilisateur d'un écoulement tangentiel supplémentaire, le banc d'essai est équipé d'un second ventilateur, en plus du circuit pneumatique déjà en place. Ce ventilateur, placé directement sur le côté de la bande, produit un écoulement transverse autour de la bande. Disposé comme sur la figure 5.21, il est situé en dessous des caissons de jets, à 1.20 m de hauteur. Il mesure 35 cm de diamètre. Le ventilateur est positionné à une hauteur différente de celle des jets afin de dissocier l'effet des jets de celui du soufflage tangentiel et de vérifier si ces contributions se combinent de manière linéaire. Un nid d'abeille est installé en sortie de ventilateur afin de garantir l'orientation de l'écoulement autour de la plaque. La vitesse en sortie n'est pas réglable, le ventilateur n'étant pas équipé d'un variateur de tension. Elle est mesurée à l'aide d'un tube Pitot autour de 18 $m.s^{-1}$ (Les vitesses des jets sont entre 0 et 80 $m.s^{-1}$).

Deux séries d'essais sont effectuées, avec ou sans le ventilateur. Les caissons sont dans la configuration de référence, avec $J = 36$ buses et à une distance $H/d_J = 5.39$. La tension imposée à la bande est de 1313 $N.m^{-1}$. Les résultats sont présentés sur la figure 5.22. La série d'essais avec ces paramètres, sans le second ventilateur, avait été effectuée lors de la caractérisation des différents paramètres. Elle est refaite ici, pour que les deux séries d'essais soient effectuées dans les mêmes conditions (notamment après le déménagement et le démontage et remontage du banc d'essai). Les résultats ne sont pas tout à fait identiques,

mais montrent la même tendance que précédemment.

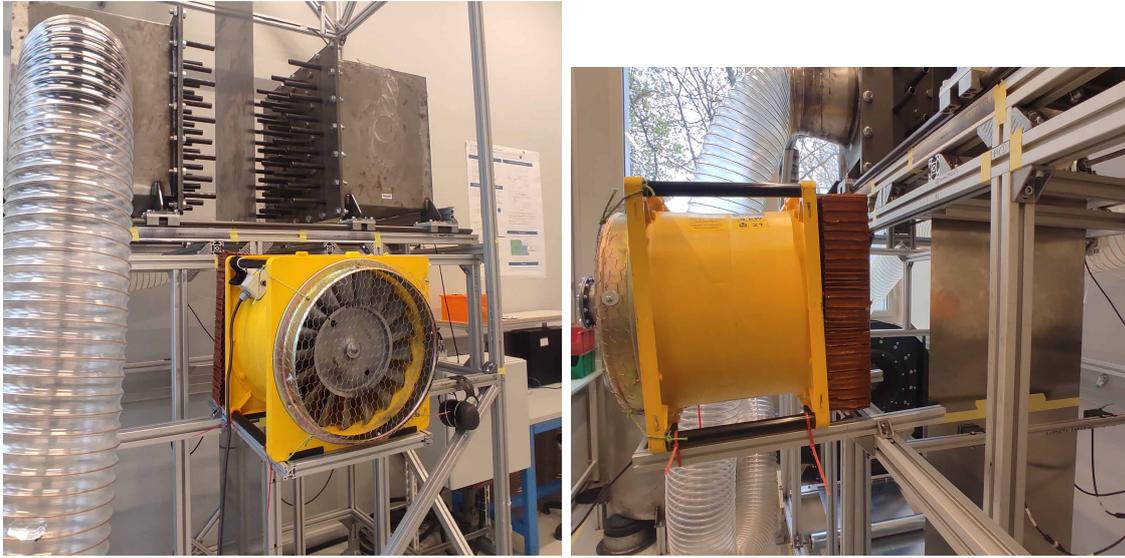


Figure 5.21 – Ajout d’un second ventilateur créant un écoulement transverse autour de la bande. Un nid d’abeille est placé devant le ventilateur.

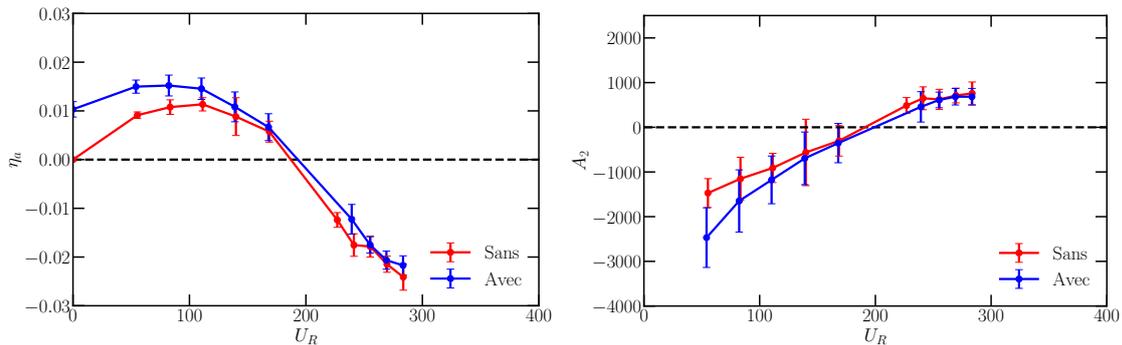


Figure 5.22 – Amortissement ajouté η_a et dérivée de flottement A_2 en fonction de la vitesse réduite U_R calculée à partir de la vitesse des jets, avec ou sans le second ventilateur créant un écoulement transverse.

A une vitesse réduite nulle, c’est-à-dire avec les jets des caissons à l’arrêt, le second ventilateur seul stabilise bien la bande. L’amortissement ajouté η_a vaut 1% soit trois fois l’amortissement structural. C’est cependant largement moins que l’amortissement théorique calculé à l’aide de la définition de $A_{2,T}$ de l’équation (5.16) et de la relation entre η_a et A_2 de l’équation (4.8), qui vaut 10.5%, en tenant compte de la position excentrée du ventilateur par rapport au milieu de la bande et au ventre du premier mode de torsion.

A des vitesses réduites en dessous de 100, correspondant à des vitesses de jet en dessous de 30 m.s^{-1} , l’amortissement ajouté par l’écoulement transverse continue de se ressentir, avec une valeur de η_a plus élevée avec le second ventilateur. La différence entre les deux courbes devient néanmoins de moins en moins marquée. L’écart est ensuite faible pour des vitesses réduites supérieures. On peut toutefois souligner qu’à une vitesse réduite $U_R = 225$ ($U_J = 65 \text{ m.s}^{-1}$), il est possible de mesurer un régime transitoire d’apparition du flottement répétable sans le second ventilateur, alors que ce n’est pas le cas lorsque celui-ci est allumé. Il faut aller à une vitesse critique réduite supérieure, $U_R = 240$ ($U_J = 69 \text{ m.s}^{-1}$), pour observer le régime transitoire, qui a un taux de croissance plus faible. La présence du

second ventilateur a décalé légèrement l'apparition du régime permanent de flottement à une vitesse critique plus élevée.

L'effet de l'ajout d'une zone d'écoulement transverse sur la bande est donc plus faible que celui prédit théoriquement. De plus, il ne s'additionne pas linéairement avec l'effet des jets, à différentes vitesses réduites. Cependant, avec une vitesse tangentielle bien plus faible (18 m.s^{-1}) que les vitesses critiques d'apparition du flottement, nous avons constaté que le régime permanent est apparu à une vitesse réduite critique plus élevée. Il est donc possible de gagner en stabilité et de décaler la vitesse critique d'apparition du flottement, en ajoutant un second dispositif de soufflage, même avec une vitesse de l'écoulement transverse assez faible en comparaison de celle de l'impact normal des jets.

Ce résultat est porteur d'espoir afin d'éliminer les vibrations dans les tours de refroidissement. L'écoulement transverse n'est actuellement pas exploité sur lignes. On peut imaginer, dans les nouvelles conceptions, une alternance des caissons de refroidissement, avec des buses orthogonales par rapport à la surface de la bande, puis des zones où la bande est baignée dans un écoulement transverse, en optimisant le placement des différentes technologies sur la hauteur de la bande vis-à-vis des différents modes, en plaçant les soufflages transverses stabilisateurs sur les ventres des premiers modes, et les jets de refroidissement au plus près des nœuds. Son plus grand potentiel d'application est sur les lignes déjà existantes, ayant des problèmes de vibrations, en installant, un système d'écoulement transverse stabilisateur, tout en conservant le dispositif de jets de refroidissement déjà en place sans le modifier.

5.5.2 Utilisation de buses de différentes longueurs

La composante instable dans le modèle du couple appliqué par les jets est proportionnelle à la pente de la force d'un jet en fonction de la distance buse-bande $\frac{\partial C_F}{\partial H}$. Les courbes expérimentales de l'évolution de C_F issues de l'étude de NYIRUMULINGA (2011) (cf. figure 5.23) montrent que la courbe passe par un maximum compris entre $H/d_J = 3$ et 4, où la dérivée s'annule, ce qui correspond donc à un couple nul appliqué par les jets au premier ordre. Cependant, positionner les jets à cette distance de la bande ne maximise pas les échanges thermiques, il faut pour cela les placer à une distance de soufflage de 5 à 6 diamètres de jet (HRYCAK 1981).

Nous avons donc expérimenté une configuration de caissons avec des buses de deux longueurs différentes, dans l'idée que la moitié des buses soufflent à la distance optimale thermiquement qui est instable et l'autre moitié souffle à une distance plus proche, située là où la dérivée est nulle, ou positive afin de jouer un rôle stabilisateur. Pour cela, nous avons fait concevoir des buses plus courtes d'environ deux diamètres de jet (32 mm), et plus longues d'environ trois diamètres de jet (48 mm) que les buses de longueur 150 mm. Ces buses ont été fabriquées avec un acier légèrement plus épais et ont un diamètre intérieur $d_J = 16.1 \text{ mm}$, contre 16.7 mm pour les buses utilisées jusqu'à présent. Il est ainsi permis de tester une différence de longueur entre les buses de deux, trois ou cinq diamètres.

Cette idée de solution est basée sur la courbe bibliographique de l'allure de C_F en fonction de H/d_J . Les résultats expérimentaux du chapitre 4 ont cependant montré une influence assez faible de la distance buses-bande, avec l'apparition du flottement au-dessus d'un seuil de vitesse réduite critique constant, $U_R \simeq 170$ entre $H/d_J = 1$ et $H/d_J = 10$, y compris dans la zone où C_F est croissant puis passe par un maximum et où sa dérivée s'annule.

Pour les courbes bleu et rouge, la configuration de référence, et la configuration où la moitié des jets est située à une distance buses-bande proche du maximum de C_F , où sa dérivée $\frac{\partial C_F}{\partial H}$ est faible, nous n'observons pas de différence dans l'apparition du flottement. Aux mêmes vitesses réduites, entre $U_R = 225$ et $U_R = 290$, l'instabilité de flottement se développe avec des taux de croissance similaires et les valeurs de la dérivée de A_2 obtenues sont très proches. Pour la troisième configuration, où la moitié des buses est à une distance $H/d_J = 2.61$ où

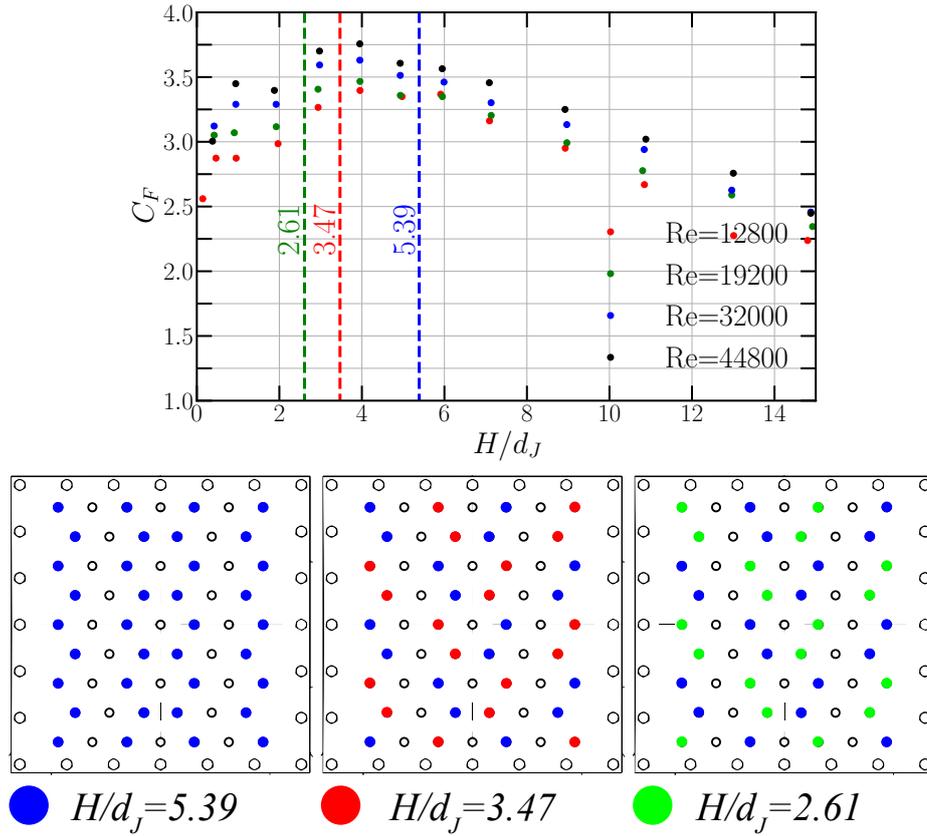


Figure 5.23 – En haut : Distances buses-bandes des trois longueurs de buses testées, sur le graphique de la force adimensionnelle en fonction de H/d_J (NYIRUMULINGA 2011). En bas : Différentes configurations de buses, avec la configuration de référence de $J = 36$ buses à $H/d_J = 5.39$, celle avec la moitié des buses à $H/d_J = 5.39$ et $H/d_J = 3.47$ et la troisième avec la moitié des buses à $H/d_J = 5.39$ et $H/d_J = 2.61$. La tension de la bande est $N = 1313 \text{ N.m}^{-1}$.

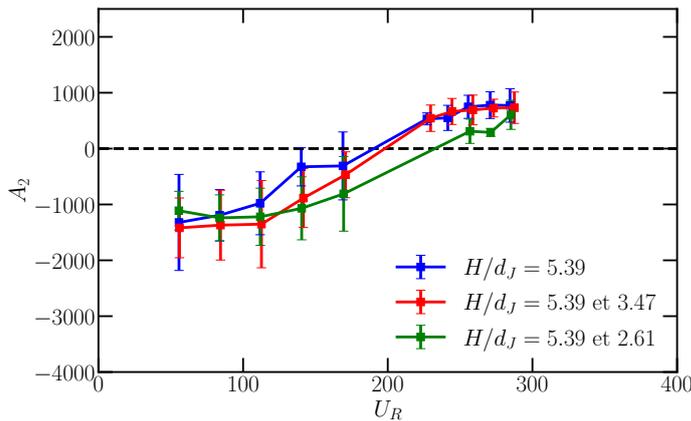


Figure 5.24 – Résultats pour les trois configurations de la figure 5.23

C_F est croissant en fonction de H/d_J , pour les vitesses réduites en dessous de $U_R = 250$, le flottement n'apparaît pas. Il n'est apparu que pour des vitesses réduites plus élevées, où les valeurs de A_2 obtenues sont plus faibles que pour les deux configurations précédentes. Le décalage du seuil de vitesse réduite d'apparition du flottement est donc meilleur que celui obtenu avec l'écoulement transverse du second ventilateur. Ce gain de stabilité est paradoxal compte tenu des essais réalisés pour un dispositif de buses uniformes sur les caissons, où le flottement a été observé pour toutes les distances buses-bande entre 1 et 10, sans influence

de cette distance de soufflage, ainsi que des courbes de C_F obtenues dans la section 5.4, montrant un comportement uniforme décroissant sur l'intervalle $H/d_J \in [1; 13]$.

5.6 Adaptation du modèle à d'autres modes de vibration

Les résultats et le modèle créé concernent uniquement le premier mode de torsion, car c'est le seul dont on peut observer les instabilités sur le banc d'essai dans sa configuration actuelle. Néanmoins, les calculs réalisés pour établir le couple des jets, basés sur le schéma de la figure 5.5 peuvent tout à fait s'adapter à tous les autres modes de torsion, en pondérant l'effet des jets par la forme du mode et la fonction sinusoïdale $\sin(n\pi\frac{y}{L})$, avec $n \in \mathbb{N}^*$.

Dans les modes de flexion, le développement au premier ordre des forces des jets face à face s'obtient assez rapidement en appliquant le même raisonnement au schéma de la figure 5.25.

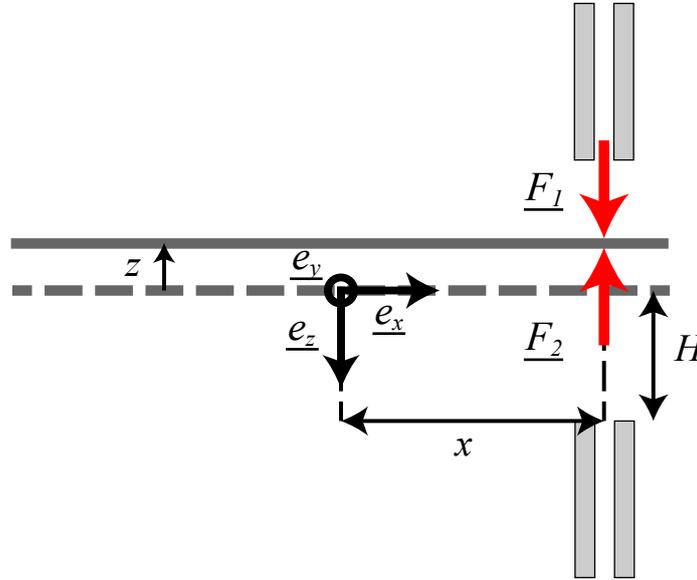


Figure 5.25 – Schéma du déplacement de la bande dans un mode de flexion, vue de dessus.

En définissant la dérivée de flottement H_1 caractérisant la force des jets F en fonction de la vitesse de translation de la bande \dot{z} avec l'équation ci-dessous :

$$F = \frac{1}{2} \rho_{air} S_J U_J H_1 \dot{z} \quad (5.22)$$

Le développement au premier ordre de la force des jets, en prenant en compte un temps de retard entre le déplacement de la structure et l'application de la force, crée les composantes :

$$H_{1,N} = J \left[\left(-2d_J \frac{\partial C_F}{\partial H} \sin(\phi) - 2d_{J\omega} \frac{\partial C_F}{\partial U} \right) U_R - 4C_F \right] \quad (5.23)$$

où J est le nombre de jets. On peut également adapter la contribution de l'écoulement tangentiel de l'Unsteady Airfoil Theory (HÉMON 2006 ; THEODORSEN 1935) pour obtenir :

$$H_1 = J \left[\left(-2d_J \frac{\partial C_F}{\partial H} \sin(\phi) - 2d_{J\omega} \frac{\partial C_F}{\partial U} \right) U_R - 4C_F \right] - \frac{lH_s U_T}{S_J U_J} 2\pi F(k) \quad (5.24)$$

La force des jets est, comme pour les modes de torsion, ensuite à pondérer en fonction de la forme sinusoïdale du mode.

Vérifier la validité de ce mode nécessiterait de pouvoir observer le régime transitoire, stable ou instable, dans un mode de flexion, en se fournissant par exemple une autre bande à la géométrie différente. Dans la configuration actuelle, l'amortissement dans le premier mode de flexion est trop important, valant $\eta_{sf} \simeq 6 \times 10^{-3}$ et ne permet pas de mener une campagne expérimentale sur son comportement.

5.7 Conclusions

Ce chapitre détaille l'établissement d'un modèle théorique caractérisant le couple appliqué par les jets sur la bande. Ce modèle comporte une première partie obtenue dans le cadre des petits déplacements où la force d'impact des jets est développée au premier ordre. En respectant l'hypothèse quasi-statique, il ne comprend que deux termes négatifs, apportant un amortissement stabilisateur à la bande. L'intervalle de vitesse réduite dans lequel se situe le problème, entre 50 et 500, avec des vitesses réduites supérieures à 1 sans être infiniment grandes, nous a poussé à relaxer l'hypothèse quasi-statique et à introduire un délai entre le déplacement de la bande et l'application de la force des jets, exprimé comme un déphasage. La relaxation de l'hypothèse quasi-statique introduit un troisième terme dans le modèle, linéaire en vitesse réduite et dont le signe dépend du déphasage entre déplacement et force. Avec un déphasage entre 0 et π , le terme est instable et permet de justifier l'apparition de flottement au-delà d'un seuil de vitesse réduite.

L'effet stabilisateur de l'écoulement tangentiel a ensuite été mis en évidence expérimentalement, dans une configuration où les jets d'air impactent la bande sur son axe de torsion, ce qui annule l'effet de l'impact normal. De manière similaire au chapitre 2, la contribution de l'écoulement tangentiel est ajoutée au modèle, adaptée des dérivées de flottement calculées dans l'Unsteady Airfoil Theory. Cette composante dépend notamment du rapport entre la vitesse U_T définie pour caractériser l'écoulement transverse, et la vitesse de jet U_J qui est utilisée pour l'adimensionnement. Le rapport U_T/U_J n'est pas directement mesurable sur le banc d'essai. Cependant son ordre de grandeur a été estimé à 0.1 en mesurant la vitesse horizontale tangentielle à la bande. Avec cette valeur, le modèle prédit bien un effet stabilisateur du même ordre de grandeur que les résultats expérimentaux, même si certaines tendances diffèrent.

Le modèle total montre une bonne concordance avec les résultats expérimentaux, estimant correctement l'évolution de la dérivée de flottement A_2 en fonction de la vitesse réduite U_R , ainsi que le seuil de vitesse réduite à partir duquel le phénomène de flottement se développe. Nous avons par la suite développé un dispositif permettant de mesurer la force d'un ou de plusieurs jets sur une plaque rigide, en fonction de la distance buses-plaque, afin d'obtenir des résultats complémentaires à ceux de NYIRUMULINGA (2011), sur lesquelles les calculs théoriques s'appuient. Les résultats observés diffèrent des courbes bibliographiques, ne montrant notamment pas la même tendance sur l'intervalle de distance de soufflage centré autour de la distance optimale thermiquement. En conséquence, nos données expérimentales, injectées dans le modèle, ne permettent pas d'expliquer l'apparition de flottement.

Les résultats expérimentaux et l'établissement du modèle théorique nous ont permis d'identifier deux potentielles solutions permettant d'empêcher les vibrations dans les tours de refroidissement. La première est de décomposer les buses des caissons en deux groupes de longueur différentes, pour que la distance de soufflage de la moitié des buses soit à l'optimum thermique et que celle-ci garantisse un refroidissement efficace, tandis que l'autre moitié souffle à une distance où l'effet stabilisateur des jets prend le dessus. Les résultats

montrent pour l'une des configurations une réelle amélioration, avec une apparition du flottement à une vitesse réduite plus élevée. L'autre solution, est d'englober la bande dans un écoulement transverse entre les caissons de refroidissement afin de tirer parti de la stabilisation apportée par l'écoulement tangentiel dans le modèle théorique. Une démonstration sur le banc d'essai a été mise en place et montre des résultats intéressants, où l'apparition du flottement a été retardée grâce à la mise en place d'un écoulement transverse.

Enfin, ce travail s'est uniquement concentré sur le premier mode de torsion. Cependant, on montre qu'il est possible, avec les hypothèses prises en compte, de rapidement obtenir un modèle théorique pour d'autres modes de flexion ou de torsion.

Points essentiels du chapitre 5

- 1.** Le couple appliqué par les jets est modélisé par les dérivées de flottement A_2 et A_3 . Il prend en compte l'effet de l'impact des jets d'air, ainsi que de l'écoulement transverse produit par la suite.
- 2.** L'hypothèse quasi-statique est relaxée, car les vitesses réduites rencontrées sont faibles. Un temps de délai entre le déplacement de la bande et l'application de la force des jets est instauré.
- 3.** Le modèle montre dans la plupart des cas une bonne concordance avec les résultats expérimentaux.
- 4.** L'identification des effets stabilisateurs nous fournit deux pistes pour éliminer les vibrations dans une ligne industrielle, notamment celle d'exploiter l'effet stabilisateur de l'écoulement transverse.

6

CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES

Dans ce manuscrit, nous avons donc étudié expérimentalement les instabilités provoquées par des jets d'air impactant la surface d'une plaque, à travers deux systèmes modèles. Le premier est un montage simplifié d'une plaque rigide à un degré de liberté en translation, dans la continuité des travaux d'ANTOINE et al. (2008). Le second est un banc d'essai que nous avons dimensionné pour reproduire les instabilités présentes dans les tours de refroidissement industrielles. Il est constitué d'une bande d'acier souple de fine épaisseur, sur laquelle soufflent deux batteries de jets d'air disposées de chaque côté. Dans les deux cas, nous observons une instabilité de flottement où, sous l'effet des jets, la plaque se met à osciller avec une amplitude croissante jusqu'à atteindre un régime permanent d'oscillations à amplitude constante. Sur le système réduit, le flottement en translation intervient lorsque la distance entre la buse et la plaque se situe en deçà d'une distance critique, de l'ordre d'un diamètre de jet. Sur le banc d'essai, le phénomène instable concerne le premier mode de torsion de la bande et a lieu au-dessus d'un seuil de vitesse de jet critique. Les deux phénomènes ont été caractérisés à l'aide d'une force d'amortissement ajouté provenant des jets et agissant sur la plaque. Nous avons également observé, dans des configurations où le flottement n'apparaît pas, que les jets peuvent avoir un effet stabilisateur sur la bande ou la plaque. Nous avons étudié l'influence des différents paramètres régissant le problème dans les deux configurations et développé des modèles de dérivées de flottement pour décrire la force des jets.

Dans le chapitre 2, nous avons étudié le modèle réduit d'une plaque rigide oscillant en translation impactée par un jet plan. Un phénomène de flottement apparaît donc si la buse est très proche de la plaque, à une distance buse-plaque H en dessous d'une largeur de jet, comme l'avaient montré ANTOINE et al. (2008). Pour des jets de différentes largeurs, le rapport entre la distance critique d'apparition du flottement et la largeur de jet, H/d , est constant. A des distances de soufflage plus élevées, nous avons montré un second régime où la présence du jet s'avère contribuer à la stabilité de la plaque en ajoutant un amortissement positif, largement supérieur à l'amortissement structural. Nous avons rassemblé les différents effets du jet dans un modèle de dérivée de flottement comprenant trois termes. Le premier est la contribution instable mise en évidence par ANTOINE et al. (2008) à l'aide d'un modèle de *leakage flow* (PORCHER 1994). Nous avons par ailleurs montré que la dépendance du terme avec la distance buse-plaque, en $1/H^2$, est cohérente avec les résultats expérimentaux, mais que la dépendance avec l'épaisseur de la paroi de la buse, e , en e^2 ne s'observait pas expérimentalement. Les deux autres termes capturent les effets stabilisateurs du jet. Le premier provient de la variation de la vitesse apparente du jet perçue par la plaque dans son référentiel, en prenant en compte son propre déplacement et en soustrayant sa vitesse de translation. Le deuxième, largement prépondérant, provient de l'écoulement tangentiel créé de chaque côté du point d'arrêt le long de la plaque, et des faibles variations des forces de portance proportionnelles au mouvement de la plaque (THEODORSEN 1935). Des simulations numériques des champs de vitesse et de pression le long de la plaque nous ont permis d'évaluer ces deux termes et de montrer que le second régime était correctement modélisé. Les perspectives de ce projet incluent une collaboration débutée avec l'équipe du Professeur

Peter Oshkai à l'Université de Victoria, Canada, afin de visualiser par PIV les champs de vitesse et de valider les valeurs obtenues à l'aide des simulations numériques. Par ailleurs, une meilleure compréhension des mécanismes sous-jacents à l'instabilité ainsi que l'analyse des écarts entre le modèle théorique, qui prédit une distance critique trop faible, et les résultats expérimentaux représentent également un axe de recherche potentiel.

Les chapitres 3 et 4 détaillent la conception puis l'exploitation du banc d'essai créé pour reproduire les instabilités présentes dans les tours de refroidissement. La géométrie de la structure et de la bande sélectionnée a permis d'observer clairement un phénomène de flottement dans le premier mode de torsion. Le flottement apparaît au-delà d'une vitesse de jet critique et se caractérise également par un amortissement ajouté par les jets négatif. De manière analogue aux résultats du chapitre 2, avec la distance buse-plaque comme paramètre principal, nous observons ici deux régimes en fonction de la vitesse de jet. En dessous de la vitesse critique, un deuxième régime d'amortissement ajouté a été mis en évidence expérimentalement. A basse vitesse, les jets stabilisent la bande et apportent un amortissement positif dans le mode de torsion. Les résultats montrent que l'amortissement ajouté par les jets dépend de la vitesse réduite définie à l'aide de la vitesse de jet et de celle de la bande, dépendant de sa pulsation ω . En variant la précontrainte en tension, et la pulsation du mode de torsion, la vitesse de jet critique augmente, conformément aux observations industrielles, et l'amortissement ajouté négatif mesuré diminue, mais la vitesse réduite critique reste constante autour de 170 et les courbes se regroupent, car le couple appliqué par les jets ne dépend pas de la tension imposée à la plaque. La distance buses-bande, a peu d'influence sur l'instabilité de flottement en torsion, dans la plage autour de la valeur optimale pour le refroidissement thermique, entre un et dix diamètres de jet. En dessous d'un diamètre de jet, nous retrouvons des phénomènes instables de divergence, avec la bande se collant aux buses d'un des caissons, et de vibrations à une fréquence d'environ 12 Hz similaires à celles obtenues sur le système réduit du chapitre 2. Enfin, l'effet du nombre de buses et de leur disposition sur la stabilité du système a été étudié et s'est révélé complexe, montrant l'apparition de flottement pour un faible nombre de buses par caisson, et la bande restant stable pour d'autres configurations avec plus de buses.

Dans le chapitre 5, dans le but de capturer l'influence de ces différents paramètres, nous avons développé un modèle de dérivées de flottement. Comme au chapitre 2, le modèle comporte des termes dus aux variations du couple appliqué par les jets pour des petits déplacements en torsion de la bande. Le calcul quasi-statique prédit uniquement un amortissement positif, stabilisateur de la part des jets et n'explique pas l'apparition du flottement. Un délai entre le déplacement de la structure et l'application de la force est donc pris en compte. Il génère une nouvelle composante qui, selon la valeur du temps de délai, permet d'expliquer l'apparition du flottement au-dessus d'une certaine vitesse critique. Ces termes sont proportionnels au bras de levier, au carré, entre la position des jets et l'axe de torsion de la bande et donnent donc une influence importante aux jets situés aux bords de la bande. Une composante due à l'écoulement tangentiel le long de la surface de la bande et aux variations des forces de portance est également ajoutée au modèle. L'apport stabilisateur de l'écoulement tangentiel a été démontré pour une configuration de jets simple, où les jets soufflent sur l'axe de torsion, ce qui élimine la contribution du couple issu des petits déplacements de la bande. Les valeurs obtenues par le terme adapté de l'Unsteady Airfoil Theory sont cohérentes avec les données expérimentales. Pour des configurations avec plus de jets et plus d'interactions entre les jets voisins, l'établissement de l'écoulement transverse semble plus complexe, avec de multitudes recirculations de l'écoulement. Son effet stabilisateur est néanmoins bien présent et observé dans les essais transitoires.

Le modèle total capture correctement les comportements observés et l'allure du couple appliqué par les jets dans les deux régimes, en fonction de la vitesse réduite. Il dépend cependant de paramètres ajustables, le déphasage entre le mouvement et l'application de

la force, ainsi que la vitesse caractéristique de l'écoulement transverse le long de la plaque. Les valeurs de ces paramètres ne sont pas aisément obtenues et sont pour l'instant ajustées pour correspondre aux observations expérimentales.

Les perspectives sont nombreuses après les résultats obtenus sur ce banc d'essai. La détermination des paramètres ajustables et du modèle est à explorer. La stabilité du système est particulièrement sensible à la disposition et au nombre de jets, et le comportement de la bande dans certaines configurations, avec un faible nombre de jets, n'est pas encore bien capturé par le modèle. La caractérisation des paramètres peut également être poursuivie. Outre la tension, la distance de soufflage, la géométrie de soufflage et la vitesse de jet, l'influence de la position du soufflage sur la bande peut être investiguée. Dans cette étude, nous l'avons placé au milieu de la bande afin de maximiser l'excitation dans les premiers modes et nous n'avons pas modifié la position des caissons. Les déplacer est susceptible d'exciter d'autres modes. De plus, les jets testés ont toujours été orthogonaux à la surface de la bande. Empiriquement, un angle de soufflage vers l'extérieur de la bande a été adopté par différents constructeurs, améliorant la stabilité de la bande sans nuire aux performances thermiques. Une explication possible après cette étude serait que cette configuration favorise l'écoulement transverse tout en diminuant la force d'impact orthogonale. Il serait cependant nécessaire de le vérifier par une campagne expérimentale impliquant des buses avec différents angles d'impact. Dans l'optique d'observer du flottement dans d'autres modes que celui de torsion, il est également possible d'équiper le banc avec d'autres bandes, de géométries variables, plus larges ou plus fines, par exemple.

De plus, le système a pour l'instant été modélisé comme entièrement linéaire, avec comme seule excitation le soufflage des jets impactants. Sur les lignes de production, l'échelle des tours de refroidissement implique souvent des défauts comme un mauvais alignement des rouleaux, une tension qui n'est pas appliquée uniformément dans la largeur de la bande, avec une tension différentielle résiduelle, qui peut avoir un impact sur les modes de vibrations et leurs déformées modales. Les rouleaux peuvent aussi avoir un défaut de planéité créant une excitation périodique de la bande lors de son défilement. Lors de la visite d'usine en Italie, les ingénieurs nous avaient par exemple expliqué que le rouleau dans le bain de zinc s'était déformé avec l'usure, et était désormais incurvé. Ces défauts peuvent agir comme des éléments déclencheurs d'instabilités de la bande, sous la vitesse critique calculée par le modèle linéaire, comme au chapitre 2 où nous avons montré que l'instabilité était en réalité non linéaire et sous-critique, et qu'on pouvait la déclencher ou non en fonction des conditions initiales. Une des perspectives d'exploitation du banc d'essai est de mener une étude expérimentale sur les effets non-linéaires. Les défauts de planéité des rouleaux peuvent par exemple être simulés avec un pot vibrant placé à proximité du contact entre la bande et le rouleau.

Enfin, les perspectives industrielles sont d'exploiter les enseignements de l'étude menée en laboratoire dans la conception des futurs modèles de dispositif de refroidissement, ainsi que dans la maintenance et l'amélioration (le revamping) des lignes existantes. La piste la plus prometteuse pour gagner en stabilité et éliminer le flottement semble être d'alterner des jets impactant la bande pour la refroidir, et des zones où elle passe au milieu d'un écoulement transverse stabilisateur. Les positions des caissons, dans la hauteur de la tour, doivent prendre en compte les déformées modales de la bande, le soufflage thermique soufflant de préférence à des hauteurs correspondant à des nœuds des premiers modes, ou à des zones de vibrations à faible amplitude, tandis que l'écoulement transverse doit se placer au contraire sur des ventres de ces modes où l'amplitude des vibrations est grande. Le banc d'essai permettrait de tester à échelle réduite les prototypes et les innovations proposés par le bureau d'étude.

Bibliographie

- ABDEL-FATTAH, A (2007). “Numerical and experimental study of turbulent impinging twin-jet flow”. Dans : *Experimental Thermal and Fluid Science* 31.8, p. 1061-1072.
- ANTOINE, M. et al. (2007). “Aeroelastic instability in a jet-plate interaction”. Dans : *Comptes Rendus Mécanique* 335.11, p. 691-695.
- (2008). “Aeroelastic instability of plate subject to normal jet”. Dans : 9th international conference on flow-induced vibration-FIV.
- ARGENTINA, M et L MAHADEVAN (2005). “Fluid-flow-induced flutter of a flag”. Dans : *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America* 102.6, p. 1829-1834.
- BEAUJARD, K et al. (2013). *Improvement of productivity on hot dip galvanising line by decreasing strip vibrations in gas jets cooling systems (Stripvibrations reduction)*. Publications Officiel, Commission européenne, Direction générale de la recherche et l’innovation.
- BLEVINS, Robert D (1990). *Flow-induced Vibration*. Van Nostrand Reinhold.
- COMITÉ EUROPÉEN DE NORMALISATION (2005). *Eurocode 1 : Actions sur les structures—Partie 1-4 : Actions générales—Actions du vent*. Rapp. tech. EN 1991-1-4.
- CONNELL, B et D YUE (2007). “Flapping dynamics of a flag in a uniform stream”. Dans : *Journal of Fluid Mechanics* 581, p. 33-67.
- CREMONA, Christian et Jean-Claude FOUCRIAT (2002). *Comportement au vent des ponts*. Presses de L’école Nationale des Ponts et Chaussées.
- DE LANGRE, Emmanuel (2001). *Fluides et solides*. Les éditions de l’Ecole Polytechnique.
- DEN HARTOG, J (1985). *Mechanical Vibrations*. Dover Publication.
- EWINS, David J (2000). *Modal testing : theory, practice and application, Second Edition*. John Wiley & Sons.
- FUNG, Y C (2008). *An introduction to the theory of aeroelasticity*. Dover Publications.
- GAIGNARD, S et M DUBOIS (2005). “Characterization of strip vibration at the wiping nozzles”. Dans : *Revue De Metallurgie-Cahiers d’Informations Techniques* 102.1, p. 83-91.

- GÉRADIN, Michel et Daniel RIXEN (1993). *Théorie des vibrations : application à la dynamique des structures*. T. 2. Masson Paris.
- GIBERT, René-Jean (1988). *Vibrations des structures : interactions avec les fluides, sources d'excitation aléatoires*. Eyrolles.
- GLAUERT, M (1956). "The wall jet". Dans : *Journal of Fluid Mechanics* 1.6, p. 625-643.
- GOSSELIN, Frederick (2022). *Le phénomène vibratoire du galop*. Vidéo disponible sur [YouTube](#).
- GUTHRIE, William F (2020). *NIST/SEMATECH e-Handbook of Statistical Methods (NIST Handbook 151)*. Rapp. tech. National Institute of Standards et Technology.
- HÉMON, Pascal (1999a). "An improvement of the time delayed quasi-steady model for the oscillations of circular cylinders in cross-flow". Dans : *Journal of Fluids and Structures* 13.3, p. 291-307.
- (1999b). "Approche du phénomène de galop par un modèle d'effort retardé et validation expérimentale". Dans : *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences - Series IIB - Mechanics-Physics-Astronomy* 327.7, p. 679-684.
- (2006). *Vibrations des structures couplées avec le vent*. Les éditions de l'Ecole Polytechnique.
- HRYCAK, P. (1981). *Heat transfer from impinging jets : A literature review*. Rapp. tech. New Jersey Institute of Technology.
- ICHIKAWA, Yoshiyasu et al. (2016). "Three-dimensional flow characterization of a square array of multiple circular impinging jets using stereoscopic PIV and heat transfer relation". Dans : *Journal of visualization (Tokyo)* 19.1, p. 89-101.
- IDEL'ČIK, I E (1969). *Mémento des pertes de charge, coefficients de pertes de charge singulières et de pertes de charge par frottement*. Collection de la Direction des études et recherches d'électricité de France. Eyrolles.
- INADA, F et S HAYAMA (1990a). "A study on leakage-flow-induced vibrations. Part 1 : Fluid-dynamic forces and moments acting on the walls of a narrow tapered passage". Dans : *Journal of Fluids and Structures* 4.4, p. 395-412.
- (1990b). "A study on leakage-flow-induced vibrations. Part 2 : Stability analysis and experiments for two-degree-of-freedom systems combining translational and rotational motions". Dans : *Journal of Fluids and Structures* 4.4, p. 413-428.

- JUERGENS, R et H BEHRENS (2008). “Electromagnetic strip stabilization in galvanizing lines”. Dans : *Proceedings International Scientific Colloquium Modelling for Electromagnetic Processing*, p. 255-258.
- KASTNER, W et R RIPPEL (1988). “Jet impingement forces on structures — Experiments and empirical calculation methods”. Dans : *Nuclear Engineering and Design* 105.3, p. 269-284.
- KIRCHHOFF, G (1850). “Über das Gleichgewicht und die Bewegung einer elastischen Scheibe”. Dans : *Journal für die reine und angewandte Mathematik (Crelles Journal)* 1850.40, p. 51-88.
- LEISSA, A W (1969). *Vibration of Plates*. T. 160. NASA SP. Scientific, Technical Information Division, National Aeronautics et Space Administration.
- LI, Hao et al. (2017). “Development of a time delay formulation for fluidelastic instability model”. Dans : *Journal of Fluids and Structures* 70, p. 346-359.
- LOVE, A E H (1888). “XVI. The small free vibrations and deformation of a thin elastic shell”. Dans : *Philosophical transactions of the Royal Society of London. Series A : Mathematical and physical sciences* 179.0, p. 491-546.
- MAGADOUX, Eric (2019). *Synthèse Flottement de bande*. Rapp. tech. Fives Stein.
- MARKO, L et al. (2018). “Magnetic actuator design for strip stabilizers in hot dip galvanizing lines”. Dans : *2018 IEEE Industry Applications Society Annual Meeting (IAS)*. IEEE, p. 1-9.
- (2020). “Magnetic actuator design for strip stabilizers in hot-dip galvanizing lines : Examining rules and basic tradeoffs”. Dans : *IEEE Industry Applications Magazine* 26.2, p. 54-63.
- MARTIN, H (1977). “Heat and mass transfer between impinging gas jets and solid surfaces”. Dans : *Advances in heat transfer* 13, p. 1-60.
- MAUREL, S et al. (2004). “Caractéristiques cinématiques et structurelles d’un jet d’air plan turbulent frappant une plaque plane placée à distance variable”. Dans : *Mécanique & Industries* 5.3, p. 317-329.
- MICHALKE, A. (1971). “Instabilität eines kompressiblen runden Freistrahls unter Berücksichtigung des Einflusses der Strahlgrenzschichtdicke”. Dans : *Z. Flugwiss.* 19. English translation ”Instability of a compressible circular free jet with consideration of the influence of the jet boundary layer thickness” : NASA Tech. Memo 75190 (1977), p. 319-328.

- MULCAHY, T (1988). "One-dimensional leakage-flow vibration instabilities". Dans : *Journal of Fluids and Structures* 2.4, p. 383-403.
- NYIRUMULINGA, Yohann (2011). "Etude expérimentale de l'aéroélasticité d'une plaque oscillante impactée par une batterie de jets turbulents". Thèse de doct. CNAM, Conservatoire National Des Arts et Metiers.
- NYIRUMULINGA, Yohann et al. (2008). "Impinging jets on a plate with a degree of freedom in torsion-Theoretical and experimental preliminary results". Dans : *International Congress of Theoretical and Applied Mechanics, ICTAM 2008*.
- OFFICE TECHNIQUE POUR L'UTILISATION DE L'ACIER (1995). *Données physiques sur quelques aciers d'utilisation courante*. Rapp. tech.
- PAIDOUSSIS, M P et S J PRICE (1989). "The mechanisms underlying flow-induced instabilities of cylinder arrays in cross-flow". Dans : *Design & Analysis*. Elsevier, p. 147-163.
- PAÏDOUSSIS, M (2009). "Fluid-Structure Interactions, Volume 2". Dans : chap. 7.4 One-Dimensional Leakage Flows, p. 681-684.
- PORCHER, G (1994). "Contribution à l'étude des instabilités fluide-élastiques de structures tubulaires sous écoulement axial confiné". Thèse de doct. Université Paris 6.
- PRICE, S J et M P PAIDOUSSIS (1986). "A single-flexible-cylinder analysis for the fluidelastic instability of an array of flexible cylinders in cross-flow". Dans : *Journal of Fluids Engineering* 108.2, p. 193-199.
- REGARDIN, C, E SZECHENYI et al. (2009). "Experimental approach to the aeroelastic behaviour of an oscillating plate impinged by interacting high velocity gas jets". Dans : *Fluids Engineering Division Summer Meeting. Volume 1 : Symposia, Parts A, B and C*. T. 43727. ASMEDC, p. 1791-1798.
- REGARDIN, C et E SZÉCHÉNYI (2005). *Le comportement dynamique des bandes d'acier dans les tours de refroidissement*. Rapp. tech. Institut AéroTechnique, Stein-Heurtey.
- RENARD, M et K BEAUJARD (2009). "Control of strip vibrations in cooling equipments of galvanizing lines". Dans : *Metallurgical Research & Technology* 106.3, p. 118-123.
- RENARD, M, J GOURIET et al. (2003). "Rapid cooling in continuous annealing and galvanizing lines". Dans : *Revue De Metallurgie-Cahiers d'Informations Techniques* 100.7-8, p. 751-756.
- SCANLAN, R et J TOMKO (1971). "Airfoil and bridge deck flutter derivatives". Dans : *Journal of Soil Mechanics & Foundations Div* 97.6, p. 1717-1737.

- SHIMOKAWA, Y et al. (1983). "Vibration prevention of a strip by air cushion method". Dans : *Tetsu To Hagane - Journal of The Iron and Steel Institute of Japan* 69.9, p. 1167-1174.
- STAHL, Spencer L et al. (2021). "Distinctions between single and twin impinging jet dynamics". Dans : *The journal of the Acoustical Society of America* 150.2, p. 734.
- SVENSSON, Klas et al. (2014). "Numerical and experimental investigation of the near zone flow field in an array of confluent round jets". Dans : *International Journal of Heat and Fluid Flow* 46, p. 127-146.
- THEODORSEN, Theodore (1935). "General theory of aerodynamic instability and the mechanism of flutter, no. 496". Dans : *National Advisory Committee for Aeronautics (NACA)*.
- TU, C V et D H WOOD (1996). "Wall pressure and shear stress measurements beneath an impinging jet". Dans : *Experimental Thermal and Fluid Science* 13.4, p. 364-373.

Bib.

Titre : Instabilités aéroélastiques d'une surface souple impactée par des jets d'air

Mots clés : Aéroélasticité, Instabilité, Expérimental, Interactions fluide-structure, Problématique industrielle

Résumé : Lors de la production de fines feuilles d'acier, le refroidissement par jets d'air impactant la surface métallique provoque fréquemment des instabilités de flottement ou des divergences soudaines de la bande sur la ligne de production. Ces instabilités se manifestent par des oscillations suivant l'un des modes propres de la bande ou par un déplacement brusque hors de sa position d'équilibre, et altèrent l'efficacité du refroidissement et réduisent la productivité de la ligne.

Dans ce contexte, l'apparition du flottement est étudiée afin de mieux comprendre ces instabilités et de les atténuer. Un modèle réduit, constitué d'une plaque rigide à un degré de liberté en translation, représentant un mode de

flexion de la bande, est soumis à l'impact d'un jet d'air. La raideur et l'amortissement induits par le jet sont évalués en fonction des caractéristiques du jet et de la géométrie de la buse. Un banc d'essai instrumenté a ensuite été développé à l'échelle du laboratoire pour simuler de manière plus réaliste la dynamique des bandes souples. Il est composé d'une bande flexible en acier et de deux batteries de jets, permettant de reproduire les instabilités observées en conditions industrielles. Le comportement instable de la bande et l'influence des jets ont été caractérisés expérimentalement. En parallèle, un modèle analytique adimensionnel a été élaboré pour décrire les forces d'impact générées par les jets

Title : Aeroelastic instabilities of a flexible surface impacted by impinging air jets

Keywords : Aeroelasticity, Instabilities, Experimental, Fluid-structure interactions, Industrial problematic

Abstract : In the production of thin steel sheets, cooling by air jets impinging on the metal surface frequently causes flutter instabilities or sudden divergences of the strip on the production line. These instabilities manifest themselves as oscillations in one of the strip's natural modes, or as sudden displacement from its equilibrium position, and impair cooling efficiency and reduce line productivity.

In this context, the occurrence of flutter is studied in order to better understand these instabilities and try to mitigate them. A reduced model, consisting of a rigid plate with one degree of freedom in translation, representing a

bending mode of the web, is subjected to the impact of an air jet. The stiffness and damping induced by the jet are evaluated as a function of jet characteristics and nozzle geometry. A laboratory-scale instrumented test bench was then developed to simulate the dynamics of flexible strips more realistically. It consists of a flexible steel plate and two jet arrays, enabling the instabilities observed under industrial conditions to be reproduced. The unstable behavior of the strip and the influence of the jets were characterized experimentally. In parallel, a dimensionless analytical model was developed to describe the impact forces generated by the jets.