



**HAL**  
open science

# Etude expérimentale de l'aéroélasticité d'une plaque oscillante impactée par une batterie de jets turbulents

Yohann Nyirumulinga

► **To cite this version:**

Yohann Nyirumulinga. Etude expérimentale de l'aéroélasticité d'une plaque oscillante impactée par une batterie de jets turbulents. Autre [cond-mat.other]. Conservatoire national des arts et métiers - CNAM, 2011. Français. NNT : 2011CNAM0764 . tel-01755250

**HAL Id: tel-01755250**

**<https://theses.hal.science/tel-01755250v1>**

Submitted on 30 Mar 2018

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

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

**ÉCOLE DOCTORALE ED15**

# THÈSE

présentée par :

**Yohann NYIRUMULINGA**

soutenue le : **26 avril 2011**

Manuscrit confidentiel jusqu'au : **26 avril 2016**

pour obtenir le grade de : **Docteur du Conservatoire National des Arts et Métiers**

Discipline/ Spécialité : **Mécanique**

**Etude Expérimentale de l'Aéroélasticité  
d'une Plaque Oscillante Impactée par une  
Batterie de Jets Turbulents**

---

**JURY :**

**M. PEERHOSSAINI Hassan**

**Mme CHAGNY-REGARDIN Clotilde**

**M. GRASSO Francesco**

**M. MARMONIER Frédéric**

**M. HADJADJ Abdellah**

**Mme CINNELLA Paola**

**M. OHAYON Roger**

Professeur, Polytech'Nantes, Président du jury

Ingénieure, CNAM / IAT, Co-Encadrante

Professeur, CNAM / IAT, Examineur

Ingénieur, FIVES Stein, Co-Encadrant CIFRE

Professeur, INSA Rouen, Rapporteur

Professeur, ENSAM, Rapporteuse

Professeur, CNAM, Directeur de thèse



---

## Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier Clotilde Chagny-Regardin pour s'être démenée afin de rendre cette thèse possible, ainsi que pour avoir été présente pour moi en permanence tout au long de son déroulement. Je remercie Frédéric Marmonier pour son encadrement et son engagement dans cette thèse ainsi que Roger Ohayon, mon directeur de thèse sans qui également tout ceci n'aurait pas été possible.

Je remercie également Paola Cinnella, Abdellah Hadjadj, Francesco Grasso et Hassan Peerhossaini pour avoir accepté d'être rapporteurs et examinateurs dans mon jury.

Je suis infiniment reconnaissant à Edmond Szechenyi pour m'avoir énormément aidé bénévolement tout au long de cette thèse par son expérience et ses conseils avisés.

Je tient également à remercier l'équipe R&D de Fives Stein pour son chaleureux accueil à chaque fois, particulièrement Catherine Pasquinet et Jean Louis Bigan pour leur suivi de mes travaux.

Enfin, je remercie énormément tout le personnel de l'institut aérotechnique de Saint-Cyr l'Ecole. Je pense tout d'abord aux ouvriers de l'atelier qui m'ont sorti d'une multitude de soucis insurmontables (pannes de soufflerie improbables, pièces à commander pour la veille etc...). Merci donc à Alain Chauveau, Jean pierre Cottonéc (à la belle époque), Yannick Merlen et Serge Schebat. Je remercie aussi Claude Blanche pour ses conseils techniques pertinents donnés avec un infini sens du tact (ou pas), ainsi que pour toutes ces petites discussions musicales de fin de soirées. Merci à Alain Bochet pour ses plans au micron, Olivier Bruez pour ses programmes d'acquisition, Nicolas Brice pour tous ses coups de main et Annie-Claire pour sa bonne humeur (et ses bons gateaux !). Merci à nos comparses-adversaires de la chaire d'aérodynamique pour ces bonnes séances quotidiennes de sport et de cuisine. Enfin, le meilleur pour la fin : l'équipe de la tour nord de l'IAT! Merci à toi Christophe Noger pour tes bons conseils ainsi que pour ton immense courage à braver les blessures physiques pour ramener du café. Merci à toi Clotilde (encore !) pour les bonnes rigolades et les leçons d'attaque en justice. Merci à toi Fabrice Malepart pour tout le boulot sur ma manip et les leçons de chasse. Merci aux deux autres thésards de l'IAT : Pierric Joseph, pour tous les bons moments passés ensemble (et dieu sait qu'il y en a eu) ainsi que pour ta maîtrise des fonctions gridata, colorbar et tout ce qui sert à bien customiser un rapport. Merci à Raffaele Volpe pour ces grandes leçons de littérature Italienne (ce fut court mais intense !). A vous deux bon courage pour la rédaction. La route est longue, mais la pente est forte !

A tout ceci viennent s'ajouter toutes les autres personnes qui de près ou de loin m'ont soutenu ou ont contribué à rendre ces trois longues années parisiennes agréables et indirectement cette thèse achevable. Je remercie donc mes parents (quelle bonne idée de m'avoir mis au monde !), Obeyse, kakook et Bryan , Cécécoco et son enfant, Laure (chapeau de paille), Mac et Rocco, Ximo & le Death-Freestyle (et les soirées-330), Carole & Fanny Bee & Ed, Nico Bandassi, Benjamin Levy pour m'avoir montré la voie du jedi, Tamara-Alien-Bakoc, ma petite sœur, Kateřina Pekárková, la médiathèque de Puteaux et tous ses docteurs ou doctorants, Estelle Stellou, Mara & Louis, les trains de la ligne U et leurs sièges oranges, l'Art-scenik, Biréli Lagrène, Rémi Gaillard, les soirées pikant, les corps de Ahmed, les Manouches, les Serbes et les buffles...



Pour terminer je tiens à remercier avec une sincérité rare toute personne qui trouvera le courage de lire ce manuscrit jusqu'au bout. A ceux là, je souhaite bon courage !

---

# Etude Expérimentale de l'aéroélasticité d'une Plaque Oscillante Impactée par une Batterie de Jets Turbulents

---

## Résumé

Les instabilités aéroélastiques de bandes d'acier constituent aujourd'hui l'un des problèmes majeurs dans les sections de refroidissement par jets impactants des lignes de recuit continues. En effet, le traitement thermique des nouveaux aciers nécessite de très fortes pentes de température impliquant constamment des augmentations de vitesse de soufflage susceptibles de mettre en jeu des instabilités aéroélastiques. Des flottements ainsi que des divergences de bande ont déjà été constatées et identifiées. Ces deux instabilités impliquent dans la plupart des cas des chocs entre la bande et les buses de soufflage ce qui engendre des défauts de surface sur la bande.

Un banc d'essai a été conçu et fabriqué dans le but d'analyser ces instabilités et d'anticiper leur apparition. A partir d'observations, la dynamique structurelle de la bande a été simplifiée à un mode de rotation rigide. Le banc comporte une plaque oscillante en mouvement forcé. Celle-ci est impactée par un dispositif de plusieurs jets axisymétriques turbulents ayant une disposition identique à celle des tours industrielles. Les efforts aéroélastiques stationnaires et instationnaires agissant sur la plaque sont mesurés au moyen de capteurs de pression. L'impact de plusieurs jets en interaction crée de très importants gradients de pression sur la plaque il est donc nécessaire que la grille de prises de pression soit très fine pour que l'estimation des efforts aéroélastiques soit correcte. La plaque est donc instrumentée de 91 capteurs de pression sur une surface de 18 cm<sup>2</sup>. Elle peut également être translatée dans les trois directions de l'espace, ce qui permet d'obtenir la distribution des efforts instationnaires ainsi que des coefficients aéroélastiques sur une grande surface de plaque et à différentes distances d'impact.

Les mesures de pression stationnaires ont permis d'établir les courbes d'évolution des efforts d'impact des jets sur la plaque en fonction de la distance jet-plaque ainsi que de la géométrie des buses. Les résultats ont permis de déterminer la stabilité statique de la plaque en mouvement de pompage. Les mesures de vitesses des jets libres ont été effectuées par anémométrie à fil chaud et ont permis de déterminer leurs propriétés statistiques.

Les mesures de coefficients aéroélastiques sur la plaque en rotation ont été effectuées sur une seule géométrie de soufflage, pour différentes vitesses réduites. Les résultats mettent en évidence l'importance des effets de bords sur la stabilité de plaque. Des méthodes de post-traitement sont proposées afin d'extrapoler les résultats à différentes largeurs de bande. Ils sont confrontés aux travaux de **Regardin et al. (réf. [1])** et mettent en évidence des désaccords avec le cas réel. Des suggestions sont apportées afin d'améliorer la représentativité du banc vis-à-vis des bandes industrielles.

**Mots clefs :** Impact de Jets Turbulents, Plaque Oscillante, Coefficients Aéroélastiques, Flottement, Divergence, Mesures de Pression Instationnaire, Anémométrie à Fil Chaud.

---

# Experimental Approach to the Aeroelastic Behaviour of an Oscillating Plate Impinged by Arrays of Turbulent Jets

---

## Abstract

Aeroelastic instabilities of steel strips impinged by arrays of cooling gas jets have become one of the main issues in cooling sections of continuous annealing lines. Indeed, the new steel treatments require very high temperature variation rates which involve increases in jet velocities that are likely to onset some aeroelastic instabilities. Strip flutter and divergence have already been observed and identified. These two aeroelastic instabilities imply a strong risk of contact with the blowing boxes, which can seriously blemish the strip.

An experimental test rig was designed and built in order to analyze and predict of these instabilities. From observations, the strip's structural dynamics was simulated by a rigid rotation mode. The rig included a forced oscillating plate which is impinged by an array of axisymmetric jets having the exact industrial geometry. The plate was instrumented with pressure sensors to measure the steady and unsteady surface pressures. The impingement of interacting jets creates very large pressure gradients on the plate and therefore a tight mesh of pressure taps (91 over an 18cm<sup>2</sup> jet impingement surface) was necessary to allow a good estimation of the aerodynamic loads. The plate could also be moved in the three coordinate directions as to obtain surface mappings of the unsteady jet forces and aeroelastic coefficients can be obtained over a wide area and different jet-to-plate distances.

The variation of the impinging aerodynamic forces was established as a function of the jet-to-plate distance for different nozzle geometries. These results were used to determine the jet static stability in plunging motion. Velocity and turbulence measurements in free jets were carried out using hot wire anemometry in order to determine their statistical properties.

Aeroelastic coefficient measurements were carried out on the oscillating plate with only one nozzle geometry and different reduced velocities. Results show that the plate's stability is mainly dependent on the boundary effects. Post processing methods are suggested in order to apply the results to larger plates. Results are compared to the data of **Regardin et al. (réf. [1])** and emphasize some discrepancies with respect to the real case. Finally some improvements to the test-rig are suggested for it to be more representative of the industrial situation

**Keywords:** Turbulent Impinging Jets, Aeroelastic Coefficients, Oscillating Plate, Flutter, Divergence, Impinging Jets, Unsteady Pressure Measurements, Hot Wire Anemometry

# Table des matières

<b>Chapitre I</b>	<b>Introduction</b>	<b>24</b>
<b>Chapitre II</b>	<b>Contexte de l'étude</b>	<b>26</b>
II.1)	Contexte industriel	26
II.1.1)	Premières étapes de fabrication des aciers	26
II.1.2)	Description succincte d'une ligne de recuit continu	26
II.1.3)	Gestion de la traction de bande dans les lignes	27
II.1.4)	Les différentes technologies de refroidissements	28
II.2)	Introduction aux instabilités aéroélastiques	32
II.2.1)	Définition	32
II.2.2)	Classification des problèmes aéroélastiques	33
II.2.3)	Nombres adimensionnels	35
II.2.4)	Historique et domaines d'application	36
II.3)	Instabilités aéroélastiques des bandes d'acier	38
II.3.1)	Apparition des instabilités et observations en industrie	38
II.3.2)	Dynamique structurelle des bandes d'acier	39
II.3.3)	Définition des coefficients aéroélastiques et diagrammes de phase	51
II.3.4)	Mise en équation du mouvement de bande	53
II.3.5)	Divergence des bandes d'acier	54
II.3.6)	Flottement des bandes d'acier	55
II.4)	Etat de l'art des études d'interactions jets-plaque	56
II.4.1)	Introduction	56
II.4.2)	Moyens existants pour éviter ou limiter les instabilités	56
II.4.3)	Vibrations et instabilités de bandes impactées par des jets	60
II.4.4)	Collaboration IAT / Fives Stein	61
II.4.5)	Dynamique des jets libres turbulents	70
II.4.6)	Dynamique des jets impactants	76
II.4.7)	Interaction de deux jets	81
II.4.8)	Batteries de jets impactants (ARN et ASN)	83
II.4.9)	Conclusions	86
II.5)	Références	86
<b>Chapitre III</b>	<b>Dispositif expérimental et validation</b>	<b>90</b>
III.1)	Dimensionnement et conception du banc d'essai	90
III.1.1)	Objectifs du banc d'essai	90
III.1.2)	Salle d'expérimentation « Bréguet »	91
III.1.3)	Création des jets d'air	92
III.1.4)	Repère lié à l'impact des jets	97
III.1.5)	Zone d'instrumentation	98
III.1.6)	Cartographie des prises de pression	100
III.1.7)	Dimensionnement de la plaque plane	102
III.1.8)	Mise en place des prises de pression	103
III.2)	Cinématique du banc d'essai	106
III.2.1)	Bâti du banc d'essai	106
III.2.2)	Déplacements selon l'axe des x	106

III.2.3)	Déplacement de la plaque selon l'axe z.....	113
III.2.4)	Mise en rotation de la plaque.....	113
III.2.5)	Montage final du banc .....	117
III.2.6)	Encombrement des vinyles .....	118
III.3)	Mesures de pression .....	119
III.3.1)	Dimensionnement des besoins.....	119
III.3.2)	Capteurs de pression .....	120
III.3.3)	Montage et conditionnement des capteurs de pression.....	120
III.4)	Chaîne d'acquisition .....	121
III.4.1)	Alimentation des capteurs de pression .....	121
III.4.2)	Récupération des signaux analogiques .....	122
III.4.3)	Récupération des signaux numériques.....	124
III.4.4)	Montage final et empêchement des bouclages de masse.....	124
III.5)	Etalonnage stationnaire des capteurs de pression .....	125
III.5.1)	Montage expérimental .....	125
III.6)	Etalonnage dynamique des capteurs de pression .....	126
III.6.1)	But de l'étalonnage .....	126
III.6.2)	Généralités sur les vibrations acoustiques des vinyles .....	126
III.6.3)	Dispositif expérimental.....	127
III.6.4)	Réponse dynamique du capteur seul.....	128
III.6.5)	Tests de différentes longueurs de vinyles .....	129
III.6.6)	Tests de différents assemblages de vinyles.....	130
III.6.7)	Mesures à basse fréquence dans la configuration d'essai.....	132
III.6.8)	Conclusions sur l'étalonnage dynamique .....	137
III.7)	Références .....	138
<b>Chapitre IV Caractérisation des jets .....</b>		<b>140</b>
IV.1)	Introduction générale .....	140
IV.2)	Caractérisation de l'écoulement des jets .....	141
IV.2.1)	Objectifs.....	141
IV.2.2)	Détails du procédé expérimental .....	141
IV.2.3)	Résultats.....	146
IV.2.4)	Conclusions .....	156
IV.3)	Pressions et efforts d'impact.....	158
IV.3.1)	Objectifs.....	158
IV.3.2)	Détails du procédé expérimental .....	158
IV.3.3)	Résultats pour un jet isolé.....	165
IV.3.4)	ARN.....	184
IV.3.5)	Conclusions générales .....	197
IV.4)	Références .....	198
<b>Chapitre V Aéroélasticité de la plaque en rotation .....</b>		<b>199</b>
V.1)	Introduction générale.....	199
V.1.1)	Mise en place des essais dynamiques .....	199
V.2)	Calcul des fonctions de transfert aéroélastiques.....	208
V.2.1)	Calcul par FFT (Fast Fourier Transform).....	208
V.2.2)	Identification de modèle par moindres carrés (OLSE : Ordinary least square estimation).....	214
V.2.3)	Comparaison des méthodes .....	218
V.2.4)	Exploitation des résultats.....	218

---

V.3) Résultats .....	218
V.3.1) Comportement statique d'une cellule .....	219
V.3.2) Prise en compte de la largeur de bande.....	222
V.3.3) Deux rangées de buses disposées en quinconce .....	227
V.3.4) Effets de bord.....	228
V.3.5) Assemblage.....	232
V.3.6) Essais dynamiques .....	234
V.3.7) Confrontation des résultats à ceux des essais dynamiquement semblables..	237
V.3.8) Discussions et conclusions .....	248
V.4) Références .....	249
<b>Chapitre VI Conclusions et perspectives.....</b>	<b>251</b>
VI.1) Conclusions.....	251
VI.2) Perspectives d'améliorations du banc d'essai .....	252
VI.2.1) Nombre de jets.....	252
VI.2.2) Importance du confinement et des écoulements de retour.....	253
VI.2.3) Amplitude du mouvement angulaire .....	254
VI.2.4) Précision générale du banc .....	254
VI.2.5) Temps de manipulation .....	254
VI.3) Essais complémentaires .....	255
VI.4) Autres types d'oscillations de bande.....	255
VI.5) Références .....	256

# Liste des tableaux

Tableau 1	Constantes de la fonction de déformation $Z_n(x)$ .....	47
Tableau 2	: Synthèse des résultats obtenus.....	68
Tableau 3	: Lois d'évolution des jets turbulents et écoulements similaires .....	75
Tableau 4	Paramètres des différentes géométries de soufflage .....	145
Tableau 5	récapitulatif de comparaison des géométries de soufflage .....	157
Tableau 6	Récapitulatif des hauteurs critiques pour un jet isolé.....	183
Tableau 7	Récapitulatif des intervalles instables pour la géométrie a) .....	197
Tableau 8	Récapitulatif des intervalles instables pour la géométrie b).....	197
Tableau 9	Récapitulatif des intervalles instables pour la géométrie c) .....	197
Tableau 10	Paramètres d'acquisition .....	208
Tableau 11	Paramètres de l'essai comparatif sur .....	239

# Liste des figures

Fig. 1 Schémas d'une bande d'acier dans une section de refroidissement a) vue de profil ; b) en divergence ; c) en flottement .....	24
Fig. 2 Plan d'une ligne verticale de galvanisation (CORUS IJMUIDEN) Image FIVES STEIN.....	27
Fig. 3 Schéma des rouleaux défecteurs d'une tour de refroidissement .....	28
Fig. 4 Section de refroidissement rapide (Rapid Cooling de la ligne de CORUS IJMUDEN) Image FIVE STEIN .....	29
Fig. 5 Schéma d'une tour de refroidissement après galvanisation .....	31
Fig. 6 Détail d'une gaine de soufflage d'une tour de refroidissement .....	32
Fig. 7 Imbrication des domaines d'étude (réf. [2]).....	34
Fig. 8 Schéma d'une bande maintenue verticalement entre deux rouleaux .....	39
Fig. 9 Deux premiers modes d'une corde vibrante.....	39
Fig. 10 Calculs Ansys des modes (0,1) et (0,2), formes a) et b) pour $H = 29.59$ m ; $L_b = 1.317$ m ; $e_b = 5.10^{-4}$ m ; $T_b = 18000$ N (Fives Stein) .....	42
Fig. 11 Schéma des modes (0,1a) et (0,1b) .....	43
Fig. 12 Schéma d'une portion de bande loin de ses maintiens par rouleaux, assimilable à une poutre mince en liaison libre-libre.....	44
Fig. 13 Allures des 5 premières formes propres (déplacement maximal normalisé à 1) .....	48
Fig. 14 Modes propres d'une bande classés en fonction de leur fréquence .....	49
Fig. 15 Cliché d'une bande en flottement avec une déformée modale transversale de forme 4 (CGL CORUS-IJMUIDEN).....	50
Fig. 16 Cliché d'une bande en flottement avec une déformée modale transversale de forme 5 (CGL CORUS-IJMUIDEN).....	50
Fig. 17 Représentation du moment aéroélastique sous forme de diagramme de phase .....	53
Fig. 18 Photo d'une bande d'acier en divergence vue au travers des rampes de soufflage.....	55
Fig. 19 Schéma de disposition de rouleaux stabilisateurs sur une tour de galvanisation.....	57
Fig. 20 Simulation numérique de la pression de confinement d'un PAD (Fluent).....	58
Fig. 21 Schéma de disposition d'un système de stabilisation « PAD ».....	58
Fig. 22 Stabilisateur électromagnétique « DEMCO system » de SMS group (brochure commerciale de SMS Siemag, SMS group).....	59
Fig. 23 Schéma de disposition d'aimants pour dissiper l'énergie des oscillations de bande ..	59
Fig. 24 Schéma du maintien de la bande rigide du banc d'essai .....	62
Fig. 25 Raideur aéroélastique en fonction de la vitesse réduite (géométrie de buse : orifices simples) .....	63
Fig. 26 Différentes géométries de buse testées .....	64
Fig. 27 Différentes inclinaisons des jets.....	64
Fig. 28 Raideur aéroélastique en fonction de la vitesse réduite (géométrie de buse : orifices simples) .....	65
Fig. 29 a) Aucun confinement entre les rampes de soufflage ; b) Confinement à l'arrière de rampes ; c) Confinement à l'avant des rampes.....	66
Fig. 30 Raero en fonction de Ured aux petites et grandes amplitudes .....	67
Fig. 31 Caero en fonction de la vitesse réduite aux petites amplitudes.....	67
Fig. 32 Diagramme de phase des différentes configurations.....	69
Fig. 33 Schéma d'un jet libre .....	71



Fig. 34	Détail de la région d'établissement .....	72
Fig. 35	Schéma du développement d'un écoulement au sein d'une conduite (ou d'une buse).....	72
Fig. 36	Lignes de $U/U_{C,0} = cte$ .....	74
Fig. 37	Lignes de $U/U_c = cte$ .....	74
Fig. 38	Distribution de la vitesse et de la turbulence dans un jet axisymétrique a) sur l'axe du jet ; b) Différents profils (Corrsin [19]) (um : vitesse locale sur l'axe (= $U_{axe}$ ),.....	76
Fig. 39	Schéma d'un jet impactant.....	77
Fig. 40	Distribution de pression statique pour différentes hauteurs d'impact.....	79
Fig. 41	Paramètres géométriques de différentes géométries de soufflage.....	80
Fig. 42	Schéma d'un jet impactant sur une surface inclinée .....	81
Fig. 43	Interaction des jets avant l'impact.....	82
Fig. 44	Interaction des jets après l'impact.....	82
Fig. 45	Schéma de l'interaction de deux jets impactants (Chuang et Nieh [27]).....	83
Fig. 46	Différents arrangements réguliers de buses .....	84
Fig. 47	Plan de la salle "Bréguet" .....	91
Fig. 48	Schéma du diffuseur et de la conduite droite .....	92
Fig. 49	a) Photo d'une gaine de soufflage (RCS Corus) ; b) Schéma de cette même gaine .....	93
Fig. 50	Façade de buse montée sur le circuit aéraulique .....	94
Fig. 51	Schéma des trois géométries de soufflage étudiées : a) Orifice simple ; b) Buse droite ; c) Buse avec convergent (tulipe).....	94
Fig. 52	Schéma d'une disposition hexagonale de buses .....	95
Fig. 53	Schéma d'une disposition carrée de buses .....	95
Fig. 54	Définition du repère utilisé pour l'étude .....	97
Fig. 55	Bande d'acier ayant subi l'impact de jets à grande vitesse d'une tour de refroidissement .....	98
Fig. 56	Schéma des surfaces de référence utilisées pour l'intégration des efforts aérodynamiques.....	98
Fig. 57	a) Disposition hexagonale des buses b) Disposition carrée des buses .....	99
Fig. 58	Position des deux zones d'instrumentation.....	100
Fig. 59	Disposition des prises de pression centrales .....	101
Fig. 60	Disposition des prises de pression de bord .....	102
Fig. 61	Plaque oscillante montée sur son cadre de support.....	103
Fig. 62	Schéma explicatif du critère de confinement .....	103
Fig. 63	Schéma du collage des tubes en laiton derrière la plaque .....	104
Fig. 64	Photo des tubes une fois montés sur .....	104
Fig. 65	Schéma du circuit de raccordement de la prise de pression jusqu'au capteur .....	105
Fig. 66	Raccord en laiton enfilé dans un vinyle .....	105
Fig. 67	Schéma d'un raccord en laiton.....	105
Fig. 68	Schéma du bâti du banc d'essai placé face au circuit aéraulique.....	106
Fig. 69	Déplacement du châssis selon l'axe x.....	107
Fig. 70	Emplacement des moteurs pas à pas et des vis à billes pour les translations de la plaque .....	108
Fig. 71	Schéma fonctionnel de l'augmentation du bras de levier des impacts de jets .....	109
Fig. 72	Schéma de positionnement de la crémaillère et photo du potentiomètre et de l'engrenage montés dessus .....	110
Fig. 73	Courbe d'étalonnage de la mesure de déplacement du châssis selon l'axe des x ...	111
Fig. 74	Courbe d'étalonnage de la mesure de déplacement du la plaque selon l'axe des x. ....	112
Fig. 75	Courbe d'étalonnage de la mesure de déplacement de la plaque selon l'axe des y. ....	112
Fig. 76	Déplacement du châssis selon l'axe z .....	113

Fig. 77	Schéma et photos du montage permettant la mise en rotation de la plaque.....	114
Fig. 78	Courbe d'étalonnage de la mesure de position angulaire de la plaque .....	115
Fig. 79	Motoréducteur asynchrone monté sur le châssis du banc d'essai .....	117
Fig. 80	Variateur du motoréducteur monté sur le châssis du banc d'essai.....	117
Fig. 81	Dessin 3D du banc d'essai avant montage et photo du banc d'essai monté .....	117
Fig. 82	Banc d'essai, vue arrière de la plaque .....	119
Fig. 83	Carte de capteurs de pression.....	121
Fig. 84	Boîtier d'alimentation des cartes de capteur .....	122
Fig. 85	Schéma du connecteur SubD 25 mâle des cartes de capteurs de pression.....	123
Fig. 86	Schéma du câblage de récupération des signaux analogiques des capteurs.....	123
Fig. 87	Schéma de câblage de la chaîne d'acquisition .....	124
Fig. 88	Courbes d'étalonnages des 8 capteurs de la carte N°3.....	125
Fig. 89	Schéma des 3 premiers modes de vibration d'un tube ouvert.....	126
Fig. 90	Piston phone.....	127
Fig. 91	Schéma explicatif du piston phone .....	127
Fig. 92	Schéma des signaux de pression du capteur de référence et du capteur à étalonner .....	128
Fig. 93	Raccordement entre un capteur de pression.....	128
Fig. 94	Comportement dynamique du capteur de pression monté avec une longueur de vinyle négligeable.....	129
Fig. 95	Comportement dynamique du capteur pour différentes longueurs de vinyle.....	130
Fig. 96	Photo des différents diamètres de vinyle et d'un raccord en laiton .....	131
Fig. 97	Comportement dynamique d'un capteur pour trois assemblages de vinyle différents .....	132
Fig. 98	a) Montage vinyle / capteur du banc d'essai ; b) Montage de vinyle entre le piston phone et le capteur à étalonner .....	133
Fig. 99	Courbes de régression linéaires du 2nd ordre ramenées à la même ordonnée à l'origine .....	134
Fig. 100	Régression linéaire sur les courbes replacées à la même ordonnée à l'origine.....	135
Fig. 101	Courbe d'étalonnage finale des gains des capteurs.....	136
Fig. 102	Déphasages de tous les capteurs et courbe de régression linéaire.....	137
Fig. 103	Banc d'étalonnage du fil chaud.....	142
Fig. 104	Courbe d'étalonnage du fil chaud .....	143
Fig. 105	Montage du fil chaud face aux buses .....	144
Fig. 106	Schéma des trois géométries de soufflage étudiées a) Orifice simple ; b) Buse droite ; c) Buse avec convergent .....	145
Fig. 107	Positionnement des différentes mesures dans le plenum .....	145
Fig. 108	Schéma du déplacement du fil chaud.....	146
Fig. 109	Profil de vitesse typique d'un jet en sortie d'orifice .....	147
Fig. 110	Profils de vitesses des trois configurations pour $Re = 12800$ .....	148
Fig. 111	Profils de vitesses des trois configurations pour $Re = 44800$ .....	148
Fig. 112	Taux de turbulence des trois configurations pour $Re = 12800$ .....	149
Fig. 113	Taux de turbulence des trois configurations pour $Re = 44800$ .....	149
Fig. 114	Relation entre vitesse débitante et vitesse centrale des trois configurations.....	150
Fig. 115	Profils de sortie des trois configurations en sortie d'orifices pour quatre vitesses débitantes différentes.....	150
Fig. 116	Coefficient de perte de charge des trois géométries.....	151
Fig. 117	Profils de vitesse des trois géométries pour $Re = 12800$ .....	152
Fig. 118	Taux de turbulence des trois géométries pour $Re = 12800$ .....	153

Fig. 119	Profils de vitesse des trois géométries pour $ReD = 44800$ .....	154
Fig. 120	Taux de turbulence des trois géométries pour $Re = 44800$ .....	155
Fig. 121	Vitesses sur l'axe du jet en fonction de la distance à l'orifice pour les trois configurations ( $Re = 12800$ ).....	156
Fig. 122	Schéma de la résultante de force aérodynamique sur une plaque qui se déplace selon l'axe z perpendiculairement aux jets (mode de pompage) .....	158
Fig. 123	Positionnement des jets impactant par rapport aux prises de pression .....	159
Fig. 124	Graphique de visualisation des signaux des capteurs de pression .....	160
Fig. 125	Schéma des pertes de charges d'un orifice simple.....	162
Fig. 126	Schéma des pertes de charges d'une buse.....	162
Fig. 127	Grille entière de prise de pression (Définition de la matrice $M_p$ ).....	164
Fig. 128	Positionnement des prises de pression pour.....	165
Fig. 129	Prises de pression situées à la même distance radiale du point d'arrêt.....	166
Fig. 130	Profil de pression obtenu en moyennant les valeurs situées à une même distance r .....	166
Fig. 131	Distribution d'impact typique .....	167
Fig. 132	Distribution radiale de coefficient de pression pour $0,2 \leq h/D \leq 0,5$ ( $Re = 44800$ )	168
Fig. 133	Schéma du confinement du jet pour $h/D \leq 0,5$ .....	168
Fig. 134	Distribution radiale de coefficient de pression pour $1 \leq h/D \leq 4$ ( $Re = 44800$ ) .....	169
Fig. 135	Distribution radiale de coefficient de pression pour $4 \leq h/D \leq 30$ ( $Re = 44800$ ) ...	169
Fig. 136	Distribution radiale de pression normalisée par la pression d'arrêt pour $4 \leq h/D \leq 30$ ( $Re = 44800$ ).....	170
Fig. 137	$h/D = 0.2$ .....	171
Fig. 138	$h/D = 0.5$ .....	171
Fig. 139	$h/D = 1$ .....	171
Fig. 140	$h/D = 15$ .....	171
Fig. 141	Force d'impact du jet isolé en fonction de la distance jet-plaque .....	172
Fig. 142	Distribution radiale de coefficient de pression pour $0,2 \leq h/D \leq 1$ ( $Re = 44800$ ) ..	173
Fig. 143	Distribution radiale de coefficient de pression pour $2 \leq h/D \leq 30$ ( $Re = 44800$ ) ...	173
Fig. 144	Schéma du confinement du jet.....	173
Fig. 145	Distribution radiale de pression normalisée par la pression d'arrêt pour $4 \leq h/D \leq 30$ ( $Re = 44800$ ).....	174
Fig. 146	$h/D = 0.2$ .....	175
Fig. 147	$h/D = 0.5$ .....	175
Fig. 148	$h/D = 5$ .....	175
Fig. 149	$h/D = 15$ .....	175
Fig. 150	Force d'impact en fonction de la distance jet-plaque pour une buse droite.....	176
Fig. 151	Distribution radiale de coefficient de pression pour $0,2 \leq h/D \leq 2$ ( $Re = 44800$ ) ..	177
Fig. 152	Distribution radiale de coefficient de pression pour $3 \leq h/D \leq 30$ ( $Re = 44800$ ) ...	177
Fig. 153	Distribution radiale de pression normalisée par la pression d'arrêt pour $4 \leq h/D \leq 30$ ( $Re = 44800$ ).....	178
Fig. 154	$h/D = 0.2$ .....	179
Fig. 155	$h/D = 0.5$ .....	179
Fig. 156	$h/D = 5$ .....	179
Fig. 157	$h/D = 15$ .....	179
Fig. 158	Force adimensionnelle en fonction de la distance d'impact .....	180
Fig. 159	Coefficient de pression au point d'arrêt pour les trois géométries ( $Re = 44800$ ) ...	181
Fig. 160	Influence de $h/D$ sur la largeur des profils de pression ( $Re = 44800$ ).....	181
Fig. 161	Force d'impact en fonction de $h/D$ ( $Re = 44800$ ) .....	182

Fig. 162	Distribution radiale du coefficient de.....	182
Fig. 163	Distribution typique des coefficients de force et définition de $C_{Fy}$ .....	185
Fig. 164	Distribution de $C_{Fy}$ pour $0.2 \leq h/D \leq 1$ .....	186
Fig. 165	Distribution de $C_{Fy}$ pour $2 \leq h/D \leq 4$ .....	186
Fig. 166	Distribution de $C_{Fy}$ pour $6 \leq h/D \leq 30$ .....	186
Fig. 167	Distribution de $C_{Fy}$ pour $h/D = 0.2$ .....	187
Fig. 168	Distribution de $C_{Fy}$ pour $h/D = 0.5$ .....	187
Fig. 169	Distribution de $C_{Fy}$ pour $h/D = 7$ .....	187
Fig. 170	Distribution de $C_{Fy}$ pour $h/D = 30$ .....	187
Fig. 171	Force d'impact en fonction de $h/D$ .....	188
Fig. 172	Distribution de $C_{Fy}$ pour $0.2 \leq h/D \leq 4$ .....	189
Fig. 173	Distribution de $C_{Fy}$ pour $5 \leq h/D \leq 30$ .....	189
Fig. 174	$h/D = 0.2$ .....	189
Fig. 175	$h/D = 1$ .....	189
Fig. 176	$h/D = 6$ .....	190
Fig. 177	$h/D = 30$ .....	190
Fig. 178	Force d'impact en fonction de $h/D$ pour un ARN de buses droites .....	191
Fig. 179	Distribution de $C_{Fy}$ pour $0.5 \leq h/D \leq 4$ .....	192
Fig. 180	Distribution de $C_{Fy}$ pour $4 \leq h/D \leq 30$ .....	192
Fig. 181	$h/D = 0.5$ .....	192
Fig. 182	$h/D = 1$ .....	192
Fig. 183	$h/D = 6$ .....	193
Fig. 184	$h/D = 30$ .....	193
Fig. 185	Force d'impact en fonction de $h/D$ ( $Re = 44800$ ) .....	194
Fig. 186	Force d'impact des trois géométries de soufflage en fonction de $h/D$ ( $Re = 44800$ ) .....	195
Fig. 187	Force d'impact des trois géométries de soufflage en fonction de $h/D$ ( $Re = 44800$ ) figure agrandie.....	195
Fig. 188	Pression d'arrêt des trois géométries ( $Re = 44800$ ) .....	196
Fig. 189	Distribution du coefficient de force ( $h/D = 6$ et $Re = 44800$ ).....	196
Fig. 190	Mise en place de la bielle à sa bonne longueur.....	200
Fig. 191	Positionnement du banc pour les essais de rotation dynamique .....	200
Fig. 192	Inclinaison de la plaque par rapport aux jets.....	201
Fig. 193	Bras de levier des prises de pression sur la plaque .....	202
Fig. 194	Signe de la position angulaire de la plaque.....	204
Fig. 195	Schéma d'une configuration stabilisante .....	206
Fig. 196	Schéma d'une configuration déstabilisante.....	206
Fig. 197	Différentes configurations de stabilité de bande en fonction de $\varphi$ .....	207
Fig. 198	Signaux temporels et spectres d'amplitude de $\theta(t)$ et $CM(t)$ avec les paramètres d'acquisitions standards pour $f_p = 1,98$ Hz.....	210
Fig. 199	Schéma de la correction du signal en phase.....	212
Fig. 200	Schéma des étapes du post traitement.....	214
Fig. 201	Spectre d'amplitude de $\theta(t)$ et $CM(t)$ avant et après le filtrage ( $f_p = 0.33$ Hz).....	216
Fig. 202	Schéma des blocs de moyennage .....	217
Fig. 203	Exemple de filtrage de $CM(t)$ ( $f_p = 0.33$ Hz).....	217
Fig. 204	Courbe de Lissajous entre $C_M$ et $\theta$ .....	217
Fig. 205	Déplacement de la zone instrumentée.....	218
Fig. 206	Schéma des essais .....	219
Fig. 207	$C_F$ en fonction de $h/D$ pour la géométrie a) ( $Re = 44800$ et $\theta = 0$ ).....	219

Fig. 208 Distribution du coefficient de raideur aéroélastique ( $C_{\text{raid};ij}$ ) d'une cellule impactant à $B = 0$ ; $h/D = 2 ; 4 ; 7 ; 11 ; 15$ et $20$ ; $Re = 44800$ .....	220
Fig. 209 Evolution du coefficient de raideur aéroélastique ( $C_{\text{raid};y}$ ) en fonction de $x$ pour $h/D$ allant de $2$ à $20$ ( $U_{\text{red}} = 20000$ ).....	221
Fig. 210 Evolution du coefficient d'amortissement aéroélastique ( $C_{\text{am};y}$ ) en fonction de $x$ pour $h/D$ allant de $2$ à $20$ ( $U_{\text{red}} = 20000$ ) .....	221
Fig. 211 $C_{\text{raid}}$ en fonction de $h/D$ .....	221
Fig. 212 $C_M$ en fonction de $\theta$ pour $h/D = 7$ .....	222
Fig. 213 Positionnement de la plaque à $\theta = +0.6^\circ$ .....	223
Fig. 214 Positionnement de la plaque à $\theta = -0.6^\circ$ .....	223
Fig. 215 Positionnement des jets par rapport à l'axe $Oy$ par déplacements successifs du banc .....	224
Fig. 216 Distribution de $C_{Fy}$ en fonction de $x$ à 2 positions angulaires.....	225
Fig. 217 Contours des efforts de raideur aéroélastiques adimensionnels ( $C^*_{\text{raid};ij}$ ).....	225
Fig. 218 Evolution de $C^*_{\text{raid};y}$ en fonction de $x/D$ ( $F_{\text{red}} = 0$ ).....	226
Fig. 219 Distribution de $C_{\text{raid};ij}$ ( $F_{\text{red}} = 0$ ) .....	226
Fig. 220 Distribution de $C_{\text{raid};y}$ .....	226
Fig. 221 Distribution de $C^*_{\text{raid};ij}$ sur la partie centrale de la plaque pour $x/D$ allant de $0$ à $21$ .....	227
Fig. 222 Distribution de $C^*_{\text{raid};y}$ sur la partie centrale de la plaque pour $x/D$ allant de $0$ à $21$ .....	228
Fig. 223 Schéma d'une bande moins large que les rangées de jets .....	228
Fig. 224 Schéma d'une bande plus large que les rangées de jets .....	228
Fig. 225 Schéma décrivant la zone étudiée .....	229
Fig. 226 Détail de la zone étudiée .....	230
Fig. 227 Définition des différentes zones d'étude.....	231
Fig. 228 Contours de $C_{\text{raid};ij}$ .....	231
Fig. 229 $C_{\text{raid};y}$ en fonction de $x/D$ .....	231
Fig. 230 Distribution de $C_{\text{raid};ij}$ sur une demi-plaque de largeur $30D$ en incluant les effets de bords.....	232
Fig. 231 Distribution de $C_{\text{raid};y}$ sur une demi-plaque de largeur $30D$ en incluant l'effet de la fin des jets.....	232
Fig. 232 Schéma explicatif de la localisation des effets de bord.....	233
Fig. 233 Valeur de $C_{\text{raid}}$ intégré sur toute une demi-largeur.....	234
Fig. 234 Evolution de $C^*_{\text{raid};y}$ en fonction de $x/D$ pour quatre vitesses réduites.....	235
Fig. 235 Evolution de $C_{\text{raid};y}$ en fonction de $x/D$ pour quatre vitesses réduites.....	235
Fig. 236 Evolution de $C^*_{\text{am};y}$ en fonction de $x/D$ pour quatre vitesses réduites.....	236
Fig. 237 Evolution de $C_{\text{am};y}$ en fonction de $x/D$ pour quatre vitesses réduites.....	236
Fig. 238 $C_{\text{raid}}$ intégré jusqu'à plusieurs valeurs de $x_e$ pour quatre vitesses réduites.....	237
Fig. 239 $C_{\text{am}}$ intégré jusqu'à plusieurs valeurs de $x_e$ pour quatre vitesses réduites.....	237
Fig. 240 Schéma de disposition des buses par rapport à la plaque a) dans le cas de la maquette dynamiquement similaire de l'IAT et b) pour la configuration modélisée par post traitement des résultats .....	240
Fig. 241 Distribution de $C^*_{\text{raid};y}$ pour deux rangées de jets impactants, découpée selon ses motifs répétitifs .....	241
Fig. 242 a) Superposition de la distribution de $C^*_{\text{raid};y}$ sur trois cellules ; b) moyenne des trois cellules.....	241
Fig. 243 Disposition des cellules pour que le post traitement corresponde à l'essai comparé .....	242

Fig. 244 Evolution de $C_{raid;y}^*$ extrapolée sur une plaque de demi-largeur 37.5D .....	242
Fig. 245 Evolution de $C_{raid;y}$ extrapolée sur une plaque de demi-largeur 37.5D .....	243
Fig. 246 Evolution de $C_{am;y}^*$ avec le raccord du modèle central et des bords .....	244
Fig. 247 Evolution de $C_{am;y}$ avec le raccord du modèle central et des bords .....	244
Fig. 248 Coefficient $C_{am}$ total d'une demi-largeur de bande.....	245
Fig. 249 Evolution de $C_{raid;y}$ avec le raccord du modèle central et des bords .....	245
Fig. 250 Evolution de $C_{raid;y}$ avec le raccord du modèle central et des bords .....	246
Fig. 251 Coefficient $C_{raid}$ total d'une demi-largeur de bande.....	246
Fig. 252 Comparaison de l'évolution du coefficient $C_{am}$ pour les deux bancs .....	248
Fig. 253 Comparaison de l'évolution du coefficient $C_{raid}$ pour les deux bancs .....	248
Fig. 254 Comparaison de la phase des moments aéroélastiques mesurée pour les deux bancs .....	248
Fig. 255 Comparaison de l'amplitude des moments aéroélastiques mesurée pour les deux bancs.....	248
Fig. 256 Schéma de l'écoulement du motif de 7 jets .....	249
Fig. 257 Schéma de l'écoulement d'une batterie entière de jets .....	249
Fig. 258 Schéma du banc d'essai actuel.....	254
Fig. 259 Possibilité de conception différente du banc incluant plus de jets et permettant les « reprises » par l'arrière (confinement différent).....	254
Fig. 260 $C_M$ en fonction de $\theta$ pour des distances .....	255

# Liste des annexes

Annexe A	Visualisations pariétales .....	257
Annexe B	Article.....	273

# Nomenclature

A :	Surface de la plaque ( $m^2$ )
a :	Vitesse de propagation d'une onde stationnaire dans une bande ( $m.s^{-1}$ )
b :	Demi-largeur de distribution de pression (m)
c :	Célérité du son ( $m.s^{-1}$ )
$C_{am}^*$ :	Coefficient de force aéroélastique de vitesse
$C_{raid}^*$ :	Coefficient de force aéroélastique de déplacement
$C_{aero}$ :	Couple amortissant aéroélastique (N.m)
$C_{am}$ :	Coefficient de couple aéroélastique de vitesse
$C_{raid}$ :	Coefficient de couple aéroélastique de déplacement
$C_{struc}$ :	Couple d'amortissement structurel (N.m)
D :	Diamètre de buse pour des jets circulaires ou largeur de fente pour les jets plans (m)
$D_e$ :	Diamètre extérieur d'une buse (m)
df :	Pas fréquentiel (Hz)
dS :	Petit élément de surface entourant une prise de pression ( $dS = dx^2$ ) ( $m^2$ )
dx :	Ecart entre deux prises de pression (m)
E :	Module d'Young d'une bande d'acier (MPa)
e :	Epaisseur de la paroi de confinement (m)
$e_b$ :	Epaisseur d'une bande (m)
F' :	Coefficient de couple aéroélastique de déplacement ( <i>notation de réf. [1]</i> )
F'' :	Coefficient de couple aéroélastique de vitesse ( <i>notation de réf. [1]</i> )
$f_{aq}$ :	Fréquence d'acquisition (Hz)
$f_n$ :	Fréquence propre du nième mode (Hz)
fp :	Fréquence d'oscillation de la plaque (Hz)
g :	Accélération de la pesanteur ( $m.s^{-2}$ )
gn :	Gain
H :	Hauteur libre des bandes d'acier (m)
h :	Distance d'impact (m)
$H_b$ :	Hauteur d'une section droite de bande (m)
I :	Moment quadratique ( $m^4$ )
im :	Partie imaginaire
J :	Moment d'inertie de la bande par rapport à son axe de rotation ( $kg.m^2$ )
k :	Nombre d'onde ( $m^{-1}$ )
$K_{aero}$ :	Couple de raideur aéroélastique (N.m)
$K_{struc}$ :	Couple de raideur structurelle (N.m)
L :	Ecart entre deux buses: identique selon les axes x et y (m)
$L_b$ :	Largeur de bande (m)
$L_{cône}$ :	Longueur de cône potentiel (m)
Ld :	Longueur débouchante d'une buse (m)
Lg :	longueur de « gros » vinyle (m)
Lp :	Longueur de « petit » vinyle (m)
Lt :	Longueur totale d'une buse (m)
Lv :	Longueur totale de vinyle (m)
$M_{Oy}$ :	Moment par rapport à l'axe Oy (N.m)
$N_{ech}$ :	Nombre d'échantillons
nfft :	Taille de FFT
p :	Pression (Pa)



P :	Pression moyenne (Pa)
Patm :	Pression atmosphérique (Pa)
P <sub>b</sub> :	Poids des bandes d'acier (N)
Pr :	Poids réduit d'une bande (kg.mm <sup>-2</sup> )
P <sub>s</sub> :	Pression d'arrêt (Pa)
Q :	Fonction de transfert
R :	Constante des gaz parfaits (en J.mol <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup> )
r :	Distance radiale au point d'arrêt (m)
re :	Partie réelle
Rs :	Constante spécifique de l'air (en J.kg <sup>-1</sup> .mol <sup>-2</sup> )
S <sub>b</sub> :	Section droite d'une bande (m <sup>2</sup> )
Simpact :	Surface sur la bande assignée à un seul jet (m <sup>2</sup> )
Sjet :	Section d'une buse (m <sup>2</sup> )
T :	Température (°K)
T <sub>aq</sub> :	Temps d'acquisition (s)
T <sub>b</sub> :	Force de tension appliquée aux bandes d'acier (N)
Tr :	Tension réduite d'une bande (kg.mm <sup>-2</sup> )
t <sub>r</sub> :	Temps de retard (s)
u :	Fluctuation de vitesse dans la direction axiale (m.s <sup>-1</sup> )
U :	Vitesse axiale à l'orifice du jet (m.s <sup>-1</sup> )
u' :	rms (root mean square) des fluctuations de vitesse $u' = \langle u^2 \rangle^{1/2}$ (m.s <sup>-1</sup> )
U <sub>0</sub> :	Vitesse du jet sur son axe de symétrie en sortie de buse (m.s <sup>-1</sup> )
U <sub>c</sub> :	Vitesse du jet sur son axe central (m.s <sup>-1</sup> )
w :	la largeur de la plaque (m)
x, y, z :	Coordonnées cartésiennes (m)
X <sub>a</sub> :	Masse molaire de l'air (Kg.mol <sup>-1</sup> )
Kp :	Coefficient de perte de charges

## Lettres Grecques

α :	Angle d'inclinaison des buses par rapport à l'axe z (°)
δ :	Epaisseur de jet (m)
θ :	Angle de torsion de la bande (ou de rotation de la plaque) (°)
κ :	Conductivité thermique d'un fluide (W.m <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup> )
λ :	Longueur d'onde (m)
ν :	Viscosité cinématique du fluide en question (m.s <sup>-2</sup> )
ν <sub>t</sub> :	Viscosité turbulente de l'écoulement en question (m.s <sup>-2</sup> )
ρ :	Masse volumique (kg.m <sup>-3</sup> )
Γ :	Coefficient de convection (W.m <sup>-2</sup> .K <sup>-1</sup> )
ω <sub>n</sub> :	Pulsation propre du nième mode (ω <sub>n</sub> = 2π f <sub>n</sub> )
ζ :	Taux d'amortissement
φ :	Déphasage (°)
ε :	Diffusivité thermique (m <sup>2</sup> .s <sup>-1</sup> )

**Nombres adimensionnels**

$C_F$ :	Coefficient de force	$C_F = \frac{F}{\rho_a \cdot U_{0,c}^2 \cdot S_{jet}}$
$C_M$ :	Coefficient de moment	$C_M = \frac{M}{\rho_a \cdot U_{0,c}^2 \cdot S_{jet} \cdot D}$
$C_p$ :	Coefficient de pression à la paroi,	$C_p = \frac{p - p_{atm}}{\frac{1}{2} \rho_a U_{0,c}^2}$
$F_{red}$ :	Fréquence réduite	$F_{red} = \frac{f_n \cdot h}{U_{0,c}}$
$N_J$ :	Nombre d'inertie	$N_m = \frac{\rho_a h^2 A \cdot L_b}{J}$
$Nu$ :	Nombre de Nusselt local	$Nu = \frac{\Gamma \cdot D}{\kappa}$
$Pr$ :	Nombre de Prandtl	$Pr = \frac{\nu}{\varepsilon}$
$Re$ :	Nombre de Reynolds des jets	$Re = \frac{U_{0,c} D}{\nu}$
$U_{red}$ :	Vitesse réduite	$U_{red} = \frac{U_{0,c}}{f_n \cdot h}$
$\Omega$ :	Section de buse relative	$\Omega = \frac{S_{jet}}{S_{impact}} = \frac{\frac{\pi}{4} D^2}{S_{impact}}$
$\zeta_{struc}$	Taux d'amortissement structurel	$\zeta_{struc} = \frac{C_{struc}}{2J\omega_0}$
$\zeta_{aero}$	Taux d'amortissement aéroélastique	$\zeta_{aero} = -\frac{C_{aero}}{2J\omega_0}$
$R_{aero}$	Raideur aéroélastique adimensionnelle	$R_{aero} = -\frac{K_{aero}}{J\omega_0^2}$

$\beta_n$ :	Nombre d'onde adimensionnel	$\beta_n = k_n \cdot L_b$
$\xi$ :	Distance radiale adimensionnelle	$\xi = \frac{r}{b}$
$\tau$ :	Taux d'expansion du jet	$\tau = \frac{\partial \delta}{\partial z}$

## Indices

0 :	En sortie de buse
a :	Relatif à l'air
aero :	Aéroélastique
aq :	Acquisition
b :	Relatif à la bande
c :	Sur l'axe du jet
cône:	Relatif au cône potential
cr :	Critique
d :	Débitante (vitesse)
e :	Aux extrémités de la bande
ech :	Relatif à l'échantillonnage
f :	Fléchissant (moment)
F :	Relatif à la force
i :	Indice des lignes dans la grille de prises de pression
I :	Induit par le montage (déphasage)
j :	Indice des colonnes dans la grille de prises de pression
m :	Moyen (ou à incidence de plaque nulle)
M :	Relatif au moment
max :	Maximal
n :	Indice du mode
opt :	Optimal
p :	Relatif au point d'arrêt des jets les plus excentrés de la plaque
plenum :	Relatif au plenum
s :	Au point d'arrêt
struc :	Structurel
t :	Tranchant (effort)
y :	Sommé sur les indices i de la grille de prise de pression (selon l'axe y)
$\theta$ :	Oscillant (dépendant de $\theta$ )

## Abréviations

APC :	After-Pot Cooling
ARN :	Array of Round Nozzles
ASN :	Array of Slot Nozzles
CGL :	Continuous Galvanizing Lines
OLSE :	Ordinary Least Square Estimation
LCC :	Ligne Centrale Courte
LCL :	Ligne Centrale Longue

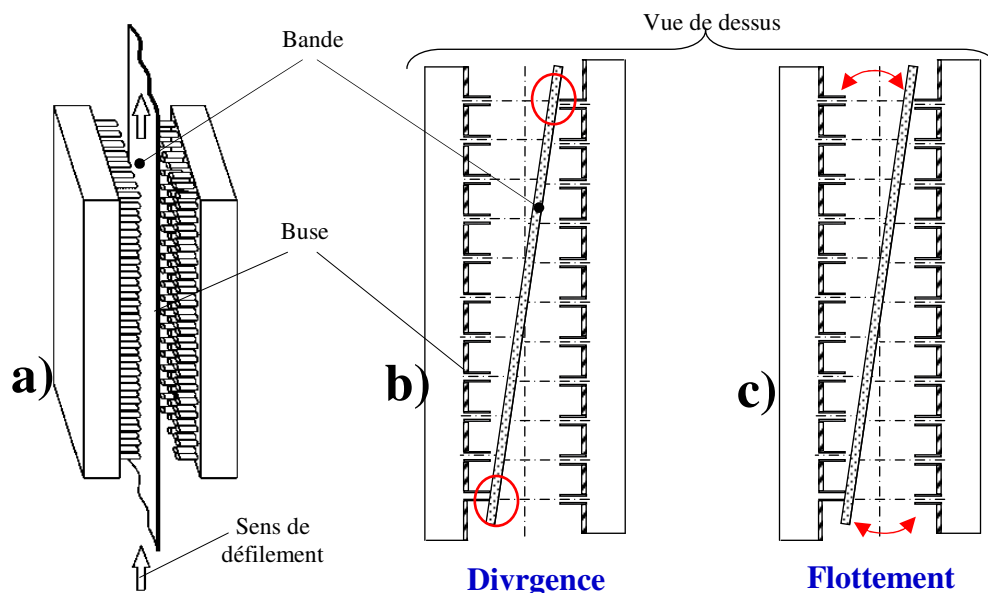


# Chapitre I Introduction

Le transfert thermique par jets impactants est une technique largement utilisée en industrie du fait de son efficacité et de sa simplicité de mise en œuvre. On l'emploie notamment très souvent sur les lignes de recuit continu de bande d'acier afin de refroidir (ou chauffer) celles-ci lors de leur défilement. Au cours de soufflages intenses, les efforts aérodynamiques des jets impactants peuvent se coupler avec le mouvement de la bande et créer des instabilités. Celles-ci sont peut-être avoir deux formes :

**La divergence :** Instabilité statique dans laquelle les efforts aérodynamiques des jets créent une raideur aéroélastique négative qui annule la raideur structurelle de la bande. Celle-ci n'est alors plus rappelée vers sa position d'équilibre et s'en écarte à la moindre perturbation. En général elle se retrouve ainsi plaquée contre les buses de soufflage tout en continuant de défiler ce qui crée d'importants défauts de surface (voir **Fig. 1b**).

**Le flottement :** Instabilité dynamique dans laquelle les efforts aérodynamiques des jets créent un amortissement aéroélastique négatif qui annule celui de la bande. Lors de flottements, au lieu de dissiper l'énergie de la bande, les jets lui en fournissent à chaque période, ce qui l'amène à des oscillations de très grande amplitude. La bande heurte ainsi alternativement les buses de part et d'autre des sections de refroidissement (voir **Fig. 2c**).



**Fig. 1** Schémas d'une bande d'acier dans une section de refroidissement a) vue de profil ; b) en divergence ; c) en flottement

Ce travail de thèse porte précisément sur l'étude de ces instabilités. Il s'inscrit dans la continuité d'une étude effectuée par une collaboration entre Fives Stein et l'Institut Aérotechnique de Saint-Cyr-l'Ecole. L'objectif est de comprendre l'origine de ce phénomène

aéroélastique pour y remédier par des solutions purement aérodynamiques (tout contact avec la bande étant à proscrire). Les travaux effectués en amont de cette thèse ont donc porté sur l'étude paramétrique des efforts aéroélastiques de différentes configurations de soufflage, sur une maquette à l'échelle 1/2 d'une section de refroidissement industrielle. Des configurations stabilisantes en termes de raideur ont été trouvées, cependant les phénomènes de flottement ont peu été reproduits expérimentalement. Ces résultats ont néanmoins encouragé une poursuite d'étude portant sur la reproduction de ces phénomènes en imposant à la plaque un mouvement forcé en rotation. C'est dans ce contexte que se place cette thèse. L'objectif est d'étudier l'origine des efforts instables des jets impactant sur une plaque plane oscillante (assimilée à une bande d'acier). On se concentre sur une batterie de jets axisymétriques dont la disposition géométrique des buses correspond à la maille hexagonale d'une section de refroidissement rapide industrielle. La détermination de l'effort aérodynamique induit par les jets est obtenue en mesurant la répartition de pression pariétale. La mesure est effectuée de façon stationnaire et instationnaire à l'aide de 91 capteurs de pression simultanément.

Le deuxième chapitre de ce mémoire permet de poser le cadre de l'étude et passe en revue l'état de l'art des travaux similaires par une étude bibliographique. On s'intéressera à la dynamique structurelle de la bande, ainsi qu'aux phénomènes aérodynamiques liés à l'impact des jets. On évoquera également les résultats obtenus par d'autres auteurs ainsi que les moyens industriels utilisés dans le but de stabiliser la bande.

Le troisième chapitre décrit le dispositif expérimental dont le détail est important pour comprendre les résultats. La disposition géométrique des buses étant hexagonale, une cartographie particulière de prises de pression a été utilisée pour bien mesurer les efforts. On explicitera également l'étalonnage dynamique des capteurs de pression, nécessaire aux mesures instationnaires.

Le quatrième chapitre porte sur l'impact perpendiculaire des jets sur la plaque immobile. L'étude propose des mesures de champs de pression pariétaux pour trois géométries de buses différentes et une large gamme de distances d'impact. La distribution de pression pariétale d'un jet impactant isolé est confrontée à des résultats de la littérature afin de valider le banc. La même campagne de mesure est effectuée avec une batterie de jets impactant car aucun résultat concernant cette configuration, ne semble avoir été publié. Ceci constitue une base de données de référence sur l'évaluation du chargement aérodynamique des jets sur la plaque. A partir de l'évolution de ces efforts, des domaines de stabilité statique de la plaque en mouvement de pompage sont établis.

Dans le cinquième chapitre, la position angulaire de la plaque par rapport aux jets est variée de façon statique et dynamique. La stabilité des moments induits par les jets est analysée par l'estimation des fonctions de transferts aéroélastiques entre les couples aérodynamiques et le mouvement angulaire de la plaque. Les déplacements successifs du banc d'essai, ainsi que les post traitements utilisés permettent d'extrapoler les résultats à des bandes de taille réelle.

Enfin, en conclusion un bilan général est dressé en rappelant les principaux résultats de l'étude. Des perspectives de poursuite sont ensuite proposées incluant des modifications éventuelles du banc d'essai, ainsi que des campagnes de mesures supplémentaires à effectuer pour confirmer certaines hypothèses en suspens.

# Chapitre II Contexte de l'étude

---

## II.1) Contexte industriel

### II.1.1) Premières étapes de fabrication des aciers

La présente étude concerne les problèmes aéroélastiques apparaissant dans les installations de lignes de recuit continues qui traitent des bandes d'acier. Avant d'arriver dans ces lignes sous forme de bande, l'acier suit un grand parcours comportant un important nombre d'étapes. L'acier « brut » est tout d'abord créé sous forme liquide à partir d'un mélange de minerai de fer et de carbone à haute température dans un haut fourneau. Il est ensuite coulé et solidifié sous forme de brames épaisses qui pèsent plusieurs dizaines de tonnes. Ces brames sont réchauffées dans un four, puis subissent un laminage à chaud qui les écrase afin de leur donner la forme de bandes d'une épaisseur de 2 à 6 mm et d'une longueur de plusieurs kilomètres et que l'on enroule sous forme de bobines. L'étape suivante, appelée « laminage à froid » permet de réduire encore l'épaisseur des bandes qui devient alors comprise entre deux et quelques dixièmes de millimètres. A la sortie de cette phase, la bande présente de nombreuses contraintes internes dues à l'érouissage engendré par le laminage et n'est donc pas parfaitement plane. On la passe ensuite dans des lignes de recuit continu pour suivre un traitement thermique. Les bobines sont soudées bout à bout, déroulées en entrée, puis coupées et ré-enroulées en sortie. Ces lignes fonctionnent ainsi en continu.

### II.1.2) Description succincte d'une ligne de recuit continu

La **Fig. 3** montre le schéma d'une ligne de recuit très commune appelée « ligne de galvanisation continue » ou « Continuous Galvanizing Line » (CGL). La bande défile entre des rouleaux de la droite vers la gauche de la figure, du « Non-oxidizing furnace » à la section « After-pot cooling ». Pour une ligne comme celle-ci, la vitesse de défilement peut atteindre 180 m/min.

Le recuit continu s'applique à des nuances d'acier très diverses ayant des cycles de recuit très élaborés. Il en résulte des conditions de fonctionnement et de traitement ayant des technologies variées. Généralement la bande bénéficie également de traitements de surface tels que la galvanisation qui consiste à l'enrober d'une très fine couche de zinc, ou à lui appliquer un film organique protecteur.

Toute la partie nommée « four » est le plus souvent placée sous atmosphère contrôlée exempt d'oxygène afin d'éviter l'oxydation des bandes, largement activée à haute température. L'atmosphère est constituée d'un mélange d'azote et d'hydrogène dont la proportion la plus courante est de 5% de H<sub>2</sub> et 95% de N<sub>2</sub>. Le four comprend de nombreuses sections de refroidissement permettant à l'acier de suivre des cycles thermiques qui optimisent

leurs propriétés métallurgiques. La bande y chemine donc en décrivant un grand nombre de passes verticales entre des rouleaux et y est chauffée puis refroidie. Dans les sections de refroidissement du four, (flash cooling & slow cooling), le gaz refroidissant est le même que celui de l'atmosphère qui est recyclé en circuit fermé.

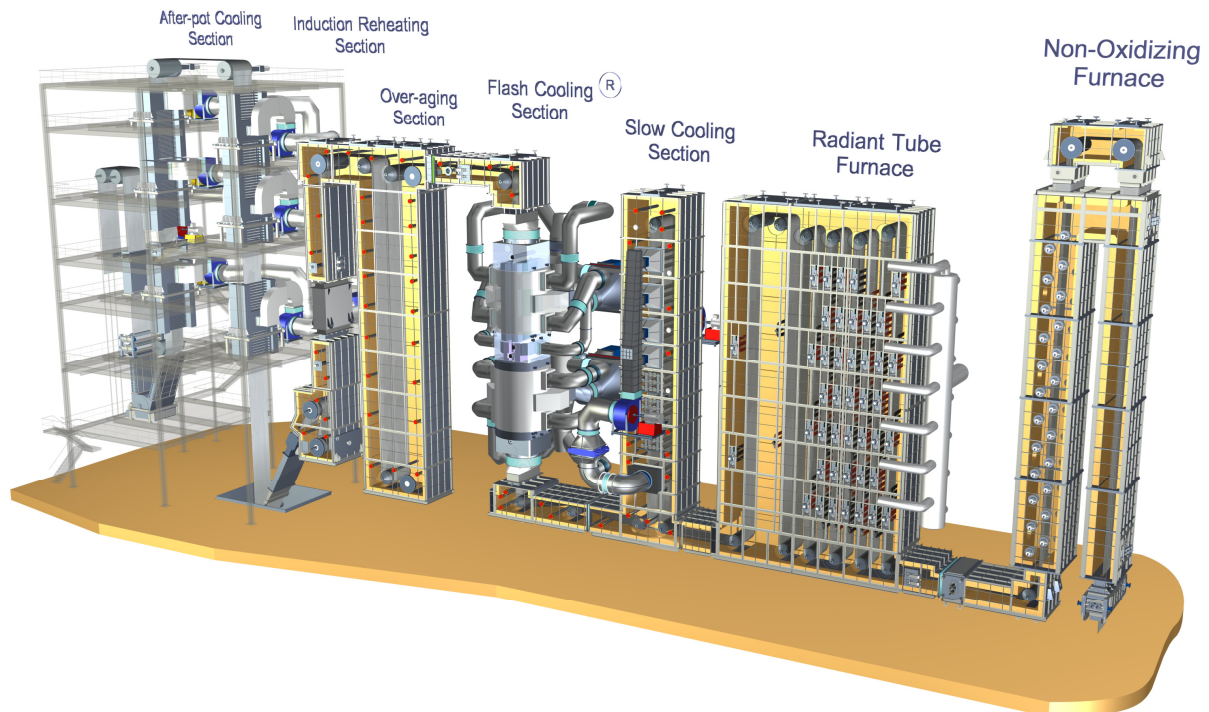


Fig. 2 Plan d'une ligne verticale de galvanisation (CORUS IJMUIDEN) Image FIVES STEIN

### II.1.3) Gestion de la traction de bande dans les lignes

La Fig. 3 schématise le parcours de la bande dans une tour de refroidissement du même type que la section « After-pot cooling » de la Fig. 2. Tous les rouleaux sont motorisés et l'entraînement de chacun d'entre eux est régulé. Cette régulation peut être faite en vitesse ou en traction de façon à pouvoir tendre la bande dans un certain brin et la détendre ailleurs en jouant sur le couple moteur. Néanmoins pour éviter tout glissement il est nécessaire d'avoir une importante surface de contact entre la bande et les rouleaux. C'est pourquoi les modifications de tensions les plus importantes sont effectuées à l'aide des « blocs en S ». Ceux-ci sont constitués de deux rouleaux très imbriqués dont chacun possède une très importante surface de contact avec la bande (le contact doit s'étendre sur au moins 120° de leur circonférence). De plus petites modifications de tension sont néanmoins possibles entre deux rouleaux stabilisateurs par exemple. Les vitesses de rotations de tous les rouleaux sont gérées par des boucles rétroactives automatisées avec des temps de réponse très rapides (de l'ordre de 0.5s). La traction ainsi que la vitesse de déroulement générale de la bande sont ainsi adaptées en temps réel aux caractéristiques de la bande. Des variations très rapides de la traction peuvent d'ailleurs induire quelques vibrations de bande.



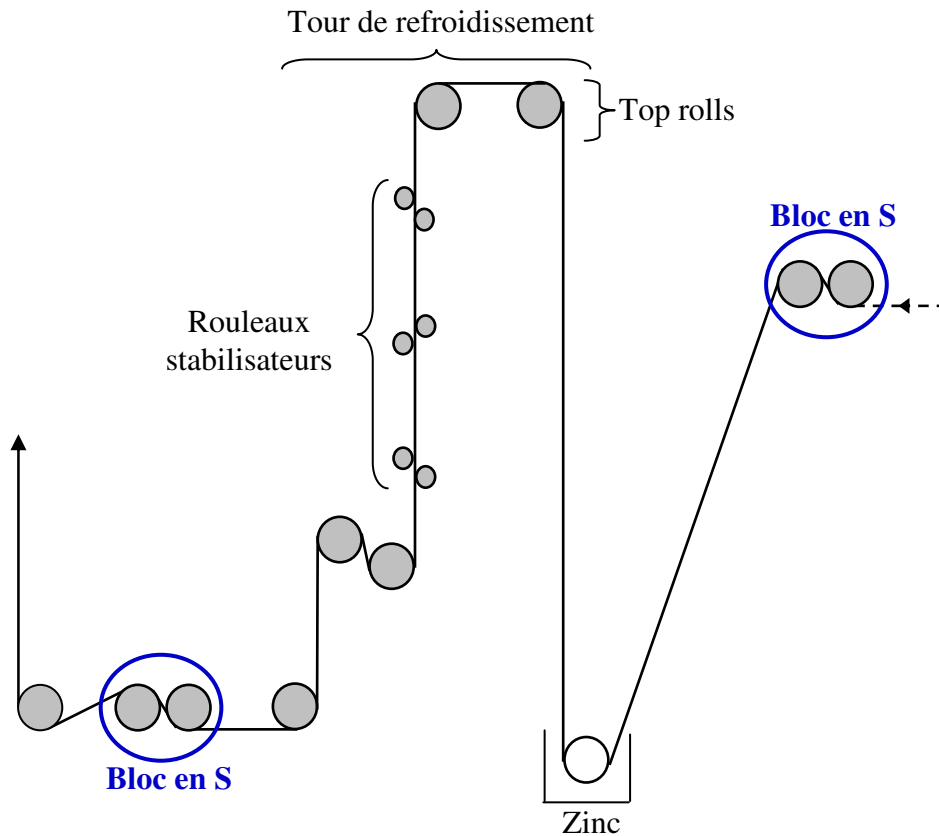


Fig. 3 Schéma des rouleaux défecteurs d'une tour de refroidissement

#### II.1.4) Les différentes technologies de refroidissements

Afin de respecter les cycles de température des aciers, diverses technologies de refroidissement peuvent être mises en place : le refroidissement au contact de rouleaux refroidis, le refroidissement indirect par rayonnement, le refroidissement par pulvérisation d'eau, le trempage et le refroidissement par jets de gaz impactants. Ce dernier moyen est très largement utilisé car il possède de multiples avantages pour ce type d'applications. Les jets impactants permettent d'intensifier les échanges thermiques, soit en chauffage (préchauffage de la bande d'acier) soit en refroidissement (traitement thermique, trempage, refroidissement après la galvanisation). Leur intensité est facilement contrôlable en ajustant la puissance des ventilateurs. De plus, ils permettent un refroidissement sans contact avec la bande ce qui est primordial afin de préserver sa qualité de surface. Dans les différentes sections de refroidissement par jets, le soufflage est susceptible de faire osciller la bande de façon très intense, ce qui peut engendrer des défauts sur le produit. L'objectif de ce travail de recherche est d'étudier ce phénomène pour pouvoir s'en affranchir. Les différentes sections de soufflage peuvent selon les cas être munies de réseaux de jets axisymétriques (« Array of Round Nozzles » ou ARN) ou d'une multitude de jets plans (« Array of Slot Nozzles » ou ASN). Dans le cadre de cette étude, nous nous sommes plus particulièrement intéressés aux réseaux de jets axisymétriques bien que des phénomènes d'instabilités aéroélastiques apparaissent également lors de refroidissements par jets plans.

Les paramètres gouvernant les transferts thermiques convectifs par jets impactants sont :

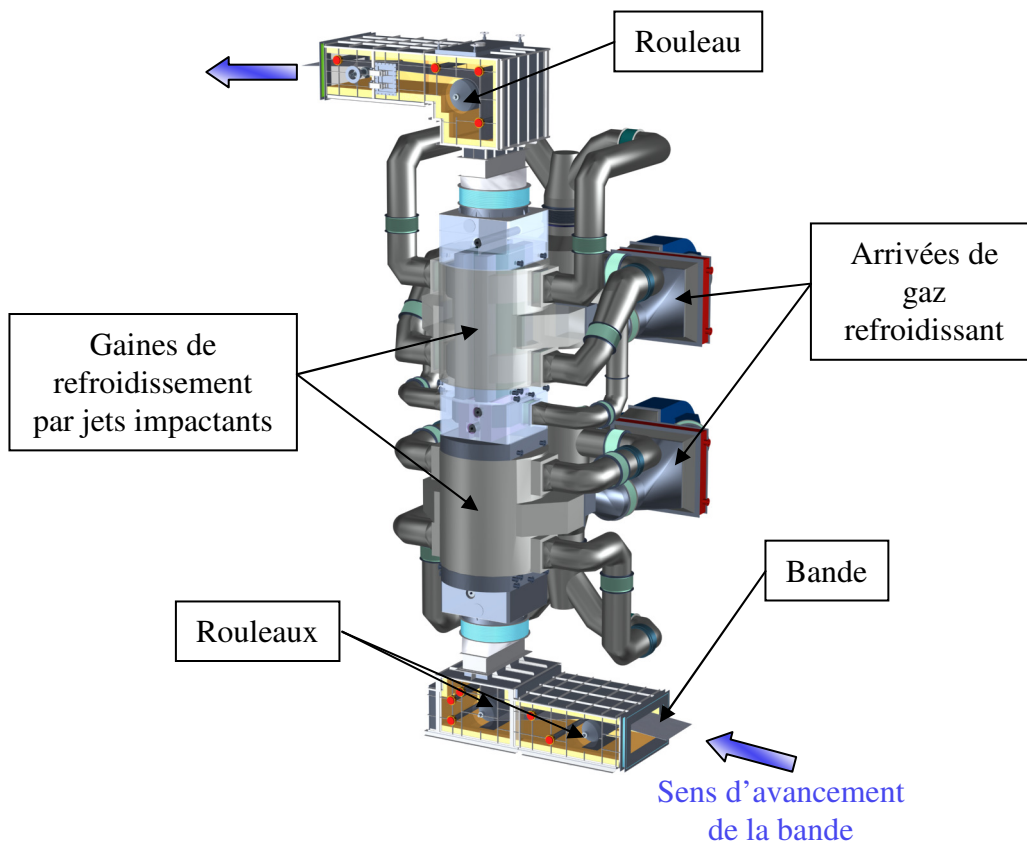
- la distance de soufflage relative ( $h/D$ )
- la densité du maillage relative ( $L/D$ )
- la géométrie du maillage (maille carrée / maille hexagonale)

- la vitesse de soufflage (U)
- la nature du gaz et sa température

Plusieurs types de technologies peuvent être distingués selon les différents stades du process et selon le procédé de refroidissement (sous atmosphère contrôlée ou à l'air).

#### II.1.4.a) Refroidissement sous atmosphère contrôlée

Dans un four sous atmosphère contrôlée, le refroidissement par jets de gaz se fait en circuit fermé comme on peut le voir sur la **Fig. 4**. Le mélange gazeux froid est soufflé sur la bande à travers une série de buses puis est récupéré après l'impact. Le gaz qui est alors réchauffé est ensuite refroidi au passage d'un échangeur gaz-eau puis renvoyé vers les buses. Un ventilateur centrifuge assure la circulation de tout le gaz sous atmosphère. Sa pression doit être en mesure de compenser la perte de charge de tout le circuit (pertes de charge des buses, pertes de charge dans les conduites, pertes de charge de l'échangeur...). En fonction des pentes de refroidissement imposées par le cahier des charges métallurgique, la vitesse des jets doit être plus ou moins importante.



**Fig. 4** Section de refroidissement rapide (Rapid Cooling de la ligne de CORUS IJMUDEN)  
Image FIVE STEIN

##### II.1.4.a.1) Refroidissement lent

Les sections de refroidissement lent constituent habituellement les premières zones de refroidissement du process, lorsque la bande possède sa température maximale. La pente de refroidissement doit rester relativement faible. En ordre de grandeur la température de bande peut par exemple être diminuée de 800°C à 600°C. Ainsi, compte tenu de la haute température

de la bande, un soufflage de faible intensité de gaz légèrement chaud est suffisant (vitesse de jets de  $30\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$  au maximum à une température de l'ordre de  $150^\circ\text{C}$ ) ce qui nécessite une faible puissance de ventilateur (de l'ordre 200 KW). Dans ces sections, les problèmes de déformation de bande sont plutôt liés à des phénomènes thermomécaniques provenant du contact entre les bandes chaudes et les rouleaux froids.

#### II.1.4.a.2) Refroidissement rapide

Pour obtenir certains types d'acier, un refroidissement très rapide est nécessaire. Il faut par exemple les refroidir de  $800^\circ\text{C}$  à  $400^\circ\text{C}$  avec une pente moyenne supérieure à  $100^\circ\text{C}/\text{s}$ . Pour ce type de sections, les paramètres géométriques ont été optimisés dans le but d'augmenter le refroidissement. Ainsi la distance buse-bande est faible et les vitesses des jets sont sans cesse augmentées. Ce type de soufflage peut aller jusqu'à nécessiter deux ventilateurs d'une puissance de l'ordre de 2MW chacun. Quelquefois, lorsque le soufflage est trop puissant, un flottement de bande est observé. Dans cette configuration, afin d'éviter une rupture de bande par contact avec les caissons, ou des rayures sur la bande, la ligne est ralentie. Il n'y a pour l'instant pas d'autre moyen d'empêcher ce flottement ni d'anticiper son apparition de façon précise.

L'utilisation de hautes teneurs en hydrogène permet d'augmenter le coefficient d'échange par convection. En effet l'hydrogène, quatorze fois moins dense que l'azote, est aussi sept fois plus conducteur thermique. Cette dernière propriété permet d'augmenter les transferts thermiques par conduction à la paroi, sa faible densité permet quant à elle de réduire les pertes de charge et ainsi la puissance du ventilateur. Du point de vue du refroidissement, l'utilisation de hautes teneurs en hydrogène est donc très bénéfique. Elle l'est également au niveau de la stabilité de bande. En effet la faible densité de l'hydrogène par rapport à l'azote implique une plus faible pression dynamique pour une vitesse de soufflage équivalente et par conséquent des efforts aérodynamiques diminués.

#### II.1.4.b) Refroidissement à l'air

Une fois la bande galvanisée, le dépôt de zinc qui l'enveloppe la rend inoxydable. Ainsi les sections de refroidissement qui suivent cette étape utilisent de l'air en guise de gaz refroidissant, ce qui permet l'utilisation de technologies plus simples. C'est dans ce type de section que l'on observe le plus facilement les instabilités aéroélastiques de la bande. Ces sections se présentent sous forme de hautes tours munies de jets impactants qui refroidissent la bande juste après son passage dans un bain de zinc liquide une fois que celui-ci est figé sur sa surface. Le schéma de l'une de ces tours est présenté sur la **Fig. 5**. Comme on peut le voir, elles sont toujours constituées d'un brin montant et d'un brin descendant. La bande subit un essorage au début du brin montant : des couteaux d'air expulsés de fines fentes permettent d'enlever le surplus de zinc liquide sur l'acier et de n'en laisser qu'une fine couche d'épaisseur contrôlée. Le refroidissement doit ensuite être fait de façon légère pour ne pas détériorer le revêtement de zinc fraîchement solidifié. Dans le brin descendant, le refroidissement devient intensif pour réduire la hauteur de la tour. La température de la bande en haut de la tour se situe entre  $250^\circ\text{C}$  et  $300^\circ\text{C}$  et diminue jusqu'à environ  $150^\circ\text{C}$  en sortant du brin descendant.

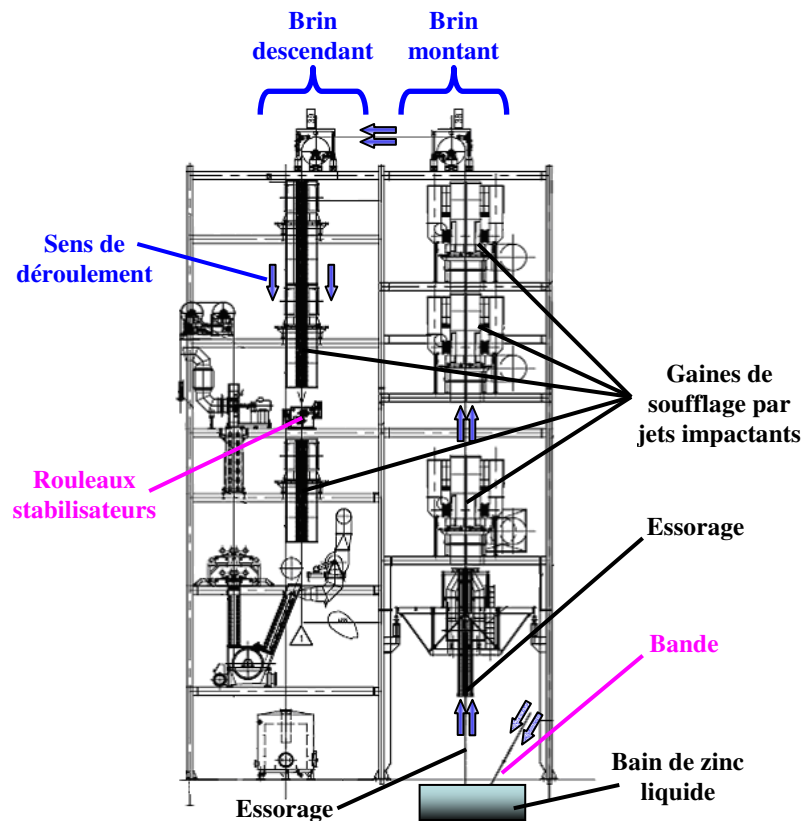
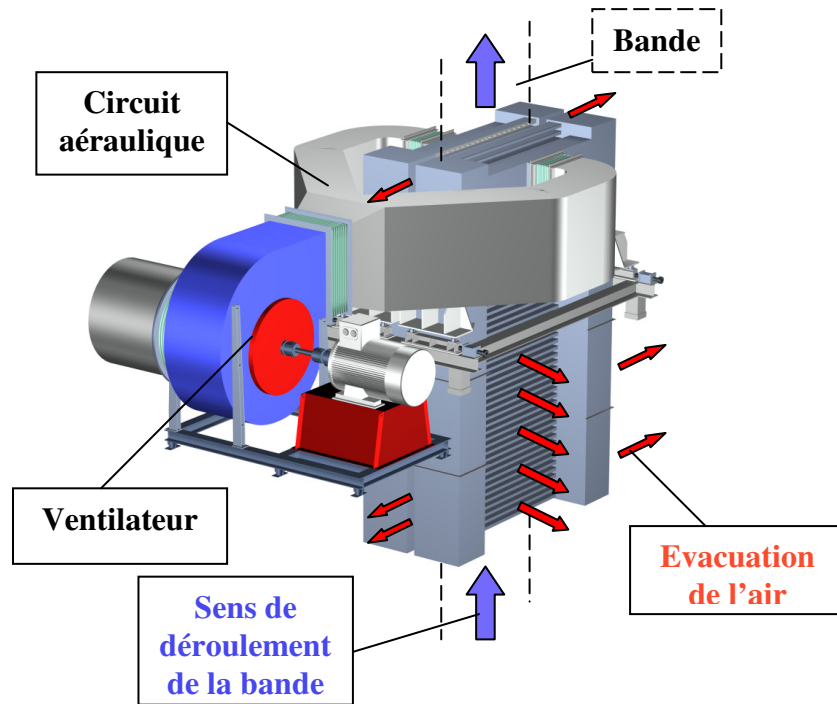


Fig. 5 Schéma d'une tour de refroidissement après galvanisation

Le flottement de bande est particulièrement préjudiciable dans cette section. Compte tenu de la hauteur libre de la bande, des mouvements d'oscillation de très grande amplitude ont pu y être observés. Si la bande entre en contact avec le caisson de soufflage le revêtement est détérioré. Des vibrations générées sur la bande par le soufflage peuvent aussi perturber la qualité de l'essorage. Cette section est particulièrement propice à l'observation des phénomènes aéroélastiques qui siègent sur une bande d'acier soumis aux jets impactants, c'est pourquoi cette étude s'y est focalisée. On peut voir le détail d'une gaine de soufflage de ce type de tour sur la **Fig. 6**.



**Fig. 6** Détail d'une gaine de soufflage d'une tour de refroidissement (APC CORUS IJMU DEN) Image FIVES STEIN

Afin de mieux comprendre les phénomènes qui viennent d'être évoqués, le paragraphe suivant définit plus explicitement la notion d'instabilité aéroélastique.

## II.2) Introduction aux instabilités aéroélastiques

### II.2.1) Définition

L'aéroélasticité est la science qui étudie les cas particuliers d'interactions fluide-structure dans lesquelles les vibrations (ou instabilités) de la structure sont dues à son propre mouvement au sein d'un écoulement gazeux. Elle peut parfois être dénommée par le terme Anglais « Movement Induced Vibrations » (MIV).

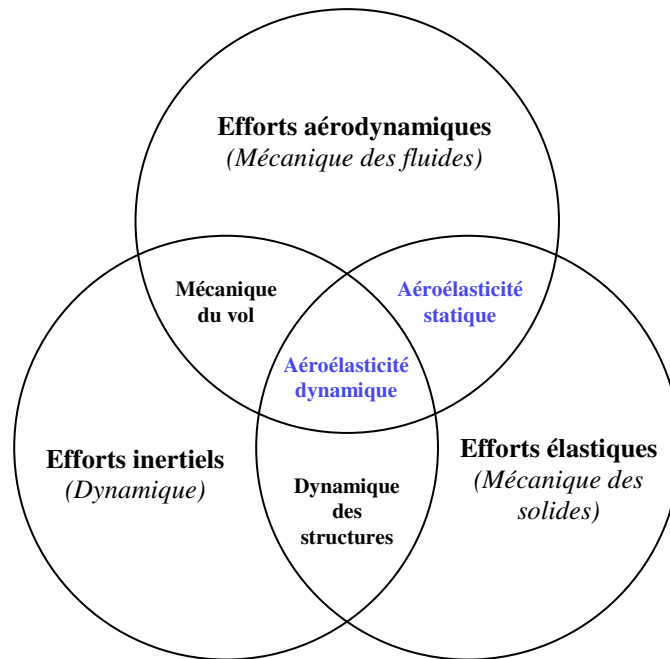
L'aéroélasticité traite donc de problèmes couplés dans lesquels les chargements aérodynamiques dépendent des déformations de la structure qui elles-mêmes dépendent en retour de ces chargements. La stabilité du système dépend alors du déphasage entre les efforts aérodynamiques et le déplacement de la structure selon ses modes propres. Ces efforts peuvent être décomposés en raideur et amortissement aéroélastiques qui s'ajoutent aux raideurs et amortissements structurels. Ils peuvent également s'y retrancher dans les cas où ils sont de signes contraires, allant parfois jusqu'à les annuler complètement ou même rendre le bilan total négatif dans le cas de l'amortissement. Il y a alors apparition d'instabilités aéroélastiques.

L'aéroélasticité se distingue des autres domaines d'interactions fluide-structure par le fait qu'elle ne concerne pas les cas où la structure est forcée par l'écoulement. Ainsi par exemple, les vibrations de structures dues aux instationnarités d'écoulement tels que la signature tourbillonnaire des corps non profilés ou encore les vibrations induites par la turbulence n'entrent pas dans ce domaine. L'objet de cette étude en est d'ailleurs la claire illustration. En effet, les bandes ne créent pas de sillage car elles sont impactées par des jets sur leurs deux

faces. Quant aux instationnarités dues à la turbulence des jets, celles-ci n'influent pas non plus sur leur stabilité. Les fluctuations turbulentes, dont les fréquences vont jusqu'à plusieurs centaines de Hertz, n'induisent que des fluctuations infinitésimales des efforts aérodynamiques moyens sur la bande qui s'annulent si on les moyenne sur plusieurs périodes propres de la structure (ce qui sera d'ailleurs fait par la suite afin de diminuer le bruit des mesures). Ces efforts fluctuants ne produisent ainsi aucun travail sur la bande à ses fréquences propres. Il s'agit donc bien ici d'un couplage entre le mouvement des bandes et les efforts aérodynamiques qui « s'adaptent » de façon déphasée à chacun de ses changements de position. On appelle donc « efforts aéroélastiques linéaires » les efforts aérodynamiques qui sont engendrés par le mouvement. Ainsi dans ce type de couplage, la stabilité de la structure dépend du retard des efforts aéroélastiques (déphasage) par rapport à son mouvement, ainsi que de leur intensité. Par conséquent, une instabilité aéroélastique peut très bien apparaître dans un écoulement laminaire et sans sillage.

### II.2.2) Classification des problèmes aéroélastiques

Les phénomènes aéroélastiques peuvent faire intervenir trois types d'efforts qui sont schématisés sur la **Fig. 7**. Cette schématisation initiée par **Collar [2]** met en relief le fait que l'aéroélasticité est un domaine scientifique qui est comme « imbriqué » au croisement de plusieurs autres. En effet, les phénomènes physiques qui font appel à des notions combinées de mécanique des fluides (par l'estimation des chargements aérodynamiques sur la structure), de mécanique du solide (par l'estimation des déformations élastiques de la structure) et de dynamique (par l'estimation des efforts d'inertie sur la structure) donnent naissance à trois domaines techniques selon les cas. On distingue ainsi tout d'abord la mécanique du vol, aussi appelée « dynamique de l'avion rigide » qui regroupe les phénomènes n'impliquant que des forces aérodynamiques et d'inertie et qui ne sera pas traitée ici car elle ne tient pas compte des déformations de la structure. L'aéroélasticité statique qui fait appel à des notions de mécanique des fluides et de mécanique du solide fait l'objet d'une grande partie de cette étude. Elle concerne les instabilités qui ne proviennent que du changement de position de la structure par rapport à l'écoulement. Enfin, l'aéroélasticité dynamique dans laquelle les trois types d'efforts interviennent, sera l'objet d'une autre grande partie de cette étude et concerne les instabilités qui sont dues à la vitesse de déplacement de la structure.



**Fig. 7 Imbrication des domaines d'étude (réf. [2])**

Cette décomposition de l'aéroélasticité en une partie statique et une partie dynamique sert principalement à présenter les deux grands types d'instabilités qui peuvent survenir et qui seront présentées dans les paragraphes suivants. En réalité, l'aéroélasticité statique et l'aéroélasticité dynamique ne sont que deux manifestations différentes d'un même phénomène de couplage, seule la phase entre les efforts aéroélastiques et le mouvement de la structure diffère, comme il sera vu plus tard. Les bandes impactées par des jets font apparaître des instabilités aéroélastiques statiques et dynamiques. Ainsi l'étude se concentrera tout d'abord sur la dynamique structurelle des bandes d'acier afin d'en comprendre les mécanismes et les modes propres mis en jeu, puis sur le chargement aéroélastique de la plaque par les jets impactants. Tout d'abord les deux paragraphes qui suivent décrivent les phénomènes mis en jeu en aéroélasticité statique et en aéroélasticité dynamique.

### **II.2.2.a) Aéroélasticité statique**

L'aéroélasticité statique concerne les cas dans lesquels une structure se trouve dans un écoulement sans avoir aucune vitesse de déplacement, seule sa position par rapport à sa position d'équilibre peut la déstabiliser. Il n'y a ainsi aucun terme d'amortissement. L'instabilité qui peut avoir lieu s'appelle la divergence et porte sur la raideur du système. Celle-ci apparaît lorsque l'écoulement induit des efforts (ou des couples) de rappel de signe opposé à la raideur propre de la structure lorsque celle-ci est déplacée de sa position d'équilibre.

Dans ce type de cas, l'aérodynamique est en général déstabilisante pour la structure dès les plus basses vitesses d'écoulement, cependant l'instabilité n'est alors pas visible. Il faut en général passer une vitesse critique d'écoulement pour que la raideur structurelle soit complètement annulée par la raideur aéroélastique déstabilisante. Lorsque cela se produit, la structure n'est rappelée vers aucune position d'équilibre. C'est ainsi qu'une aile d'avion peut par exemple se cabrer soudainement au-delà d'une vitesse critique, allant même jusqu'à se rompre.

### II.2.2.b) Aéroélasticité dynamique

En aéroélasticité dynamique, les instabilités (généralement appelées « flottements ») sont dues cette fois-ci à la vitesse de déplacement de la structure lorsqu'elle oscille selon ses modes propres. Ces mouvements provoquent des efforts aérodynamiques qui ajoutent un amortissement aéroélastique à la structure de par leur déphasage. Lorsque le bilan d'amortissement devient négatif, l'instabilité de flottement se déclenche. Ainsi, au lieu de dissiper l'énergie de la structure, l'écoulement se met à lui en fournir de plus en plus à chaque période. L'amplitude des oscillations augmente alors exponentiellement jusqu'à la rupture.

Il existe différents types de flottements qui peuvent se produire dans des cas divers, en voici quelques-uns :

**Le flottement à un degré de liberté:** Instabilité qui comprend entre autre les cas suivants :

- Le galop (galloping en Anglais) : Mouvement de translation perpendiculaire au sens de l'écoulement moyen, basé en général sur un mode de flexion pure et particulièrement important pour les câbles téléphoniques et à haute tension dans le cas où ceux-ci sont revêtus de glace.
- Le flottement de décrochage (Stall flutter en anglais) qui se manifeste sur des corps profilés ou non à des incidences de décrochage. Les exemples bien connus sont les tabliers de ponts suspendu ou à haubans.

**Le flottement à deux degrés de liberté :** Il est apparu de nombreuses fois sur des profils d'aile avant que ce phénomène soit bien compris et que les dimensionnements des constructeurs aéronautiques n'en tiennent compte. Le déphasage entre le chargement aérodynamique de l'aile et ses vibrations entraîne des modifications de ses fréquences propres en torsion et en flexion. Ces variations de fréquences dépendent de la vitesse d'écoulement. Si l'appareil atteint la vitesse qui fait coïncider les fréquences propres de l'aile en torsion et flexion, celle-ci entre très rapidement dans une instabilité de flottement. L'un des modes propres se met à emmagasiner de l'énergie prélevée à l'écoulement et la transfère à l'autre mode qui ne la lui restitue pas. L'aile se met alors à osciller selon les deux modes avec une amplitude exponentiellement croissante qui aboutit très rapidement à sa destruction comme ce fut malheureusement le cas pour le mirage F1 piloté par R. Bigand qui trouva la mort lors d'un vol en 1967. Cette instabilité peut également être appelée « instabilité par confusion de fréquence ».

Ces phénomènes d'instabilités dynamiques peuvent être étudiés analytiquement dans le cadre d'analyses linéaires qui sont pertinentes dans l'optique d'une recherche paramétrique de déclenchement d'instabilités. Ce sera le cas pour cette étude. Cependant, beaucoup de systèmes réels ont des comportements non-linéaires, particulièrement quand les amplitudes du mouvement croissent, et peuvent conduire à un état stationnaire de vibrations entretenues, appelées « cycles limites ». Pour étudier et prédire ces phénomènes importants, il faut recourir à une analyse non-linéaire du système écoulement-structure, impliquant généralement une approche numérique.

### II.2.3) Nombres adimensionnels

Jusqu'ici les instabilités aéroélastiques ont été présentées comme des phénomènes intervenant au-delà d'une vitesse critique d'écoulement. Cependant cette vitesse critique sera d'autant plus importante que la raideur ou l'amortissement de la structure sera grande. Aussi



est-il plus pratique d'observer plutôt un rapport entre le temps caractéristique du fluide et celui de la structure qui fasse intervenir sa raideur. On définit ainsi les notions de vitesses réduites et fréquences réduites tels que :

$$U_{\text{red}} = \frac{U}{f_n \cdot x} \quad (\text{Vitesse réduite}) \quad (\text{II.2.1})$$

et

$$F_{\text{red}} = \frac{f_n \cdot x}{U} = \frac{1}{U_{\text{red}}} \quad (\text{Fréquence réduite}) \quad (\text{II.2.2})$$

Où  $U$  est ici la vitesse caractéristique du fluide, soit dans notre cas la vitesse des jets (débitante ou maximale selon les cas),  $x$  est une distance qui gouverne l'interaction, elle doit être définie pertinemment par des essais expérimentaux comme il sera vu plus tard. Enfin,  $f_n$  est la fréquence propre du nième mode de la structure qui est sollicité par l'aérodynamique, elle est directement liée à la raideur de la structure.

D'autres nombres peuvent cependant avoir leur influence sur les instabilités aéroélastiques :

Le nombre de Reynolds qui compare les effets inertiels de l'écoulement à ses effets visqueux. Il définit donc les caractéristiques des couches limites aux interfaces fluide/structure. Dans les cas des jets on utilise généralement leur diamètre comme longueur caractéristique :

$$Re = \frac{U \cdot D}{\nu} \quad (\text{II.2.3})$$

Le nombre de Mach qui compare la vitesse caractéristique de l'écoulement à celle du son et quantifie sa compressibilité.

$$Ma = \frac{U}{c} \quad (\text{II.2.4})$$

Ces deux derniers nombres ne gouvernent pas la physique des phénomènes aéroélastiques mais peuvent cependant avoir une importance dans le cas de transitions qui modifient totalement l'écoulement (laminaire / turbulent ou subsonique / transsonique...)

## II.2.4) Historique et domaines d'application

### II.2.4.a) Aéronautique

Historiquement, l'étude des instabilités aéroélastiques s'est tout d'abord imposée aux aérodynamiciens car ces phénomènes se sont manifestés en premiers lieux par des ruptures d'avions en vol. En effet dès les balbutiements de l'aéronautique, les pionniers de l'aviation ont été confrontés à ces problèmes. Déjà en 1903 il semblerait qu'une grande partie du succès du premier vol homologué d'un appareil plus lourd que l'air piloté des frères Wright (le Flyer) soit due à leur capacité à avoir su s'affranchir des problèmes d'instabilités aéroélastiques de

leur avion en roulis en augmentant le couple de rappel en torsion de ses ailes. Leur concurrent direct Samuel Langley aurait quant à lui échoué à multiples reprises à cause d'un problème de divergence en torsion responsable de la destruction des plans arrière de son appareil... Plus tard durant la première guerre mondiale de nombreuses ruptures d'avions en vol peuvent être attribuées au flottement des surfaces portantes. Les témoignages des pilotes de l'époque correspondent très bien à ce phénomène qui était alors inconnu et incompris. Il se produit lorsque l'avion dépasse une certaine vitesse critique et se manifeste par une vibration qui s'amorce par la moindre perturbation et s'amplifie jusqu'à la rupture sans que le pilote n'ait pu déceler le moindre indice de l'approche de cette vitesse critique. Le phénomène est à l'époque qualifié d'explosif car l'amplification de l'amplitude d'oscillation est souvent d'une telle rapidité que le pilote n'a pas le temps de modifier sa vitesse pour sortir du domaine d'instabilité avant la rupture (réf. [3] et [4]).

En même temps, afin d'éviter les problèmes de divergence en torsion, les constructeurs aéronautiques du début du siècle devaient faire preuve de grande créativité afin de rigidifier les ailes des appareils. Ceci explique sans doute la prédominance des architectures de type biplan sur les monoplans au début du siècle. Celles-ci, en plus d'ajouter de la portance, offraient une meilleure rigidité en tangage et roulis que les monoplans. L'apparition dans les années 30 des ailes à peau métallique permit enfin d'assurer à celles-ci une raideur torsionnelle suffisante.

Le premier cas de flottement répertorié en tant que tel se produisit néanmoins sur un biplan en 1916 sur un appareil militaire britannique nommé le « Handley Page 0/400 ». Le flottement observé impliquait un mode d'oscillation en opposition de phase des gouvernes de profondeur gauche et droite, couplé à un mode de torsion du fuselage (avec une amplitude allant jusqu'à 45°), tous les deux à basse fréquence. Ce phénomène fut alors appelé « flottement de queue » (Tail flutter en Anglais).

Le terme d'aéroélasticité fut utilisé pour la première fois par les ingénieurs Roxbee Cox et Pugsley au début des années 30 alors qu'ils étudiaient un étrange phénomène aéroélastique qui apparaissait sur le « Bristol Bagshot » depuis 1927 : au fur et à mesure de l'accroissement de sa vitesse, l'efficacité des ailerons diminuait, pour s'annuler et devenir négative au-delà d'une certaine limite.

Il fallut cependant encore de nombreuses années avant que des critères aéroélastiques ne prennent la place importante qu'ils occupent aujourd'hui dans la conception et la mise au point de nouveaux appareils, aussi bien civils que militaires. Ainsi aux problèmes aéronautiques se rattachent aujourd'hui des problèmes de même nature posés par le comportement instationnaire des pales d'hélicoptères ou de turbomachines.

### **II.2.4.b) Autres domaines d'applications**

C'est assez tardivement que des domaines industriels autres que l'aéronautique se mirent à porter de l'intérêt aux phénomènes aéroélastiques. L'aéroélasticité fait partie de ces domaines scientifiques dont les plus grandes avancées se font malheureusement à partir de la compréhension d'accidents graves.

En effet jusqu'au début des années 40 les aspects instationnaires des écoulements n'étaient dans la plupart des cas pas nécessaires aux applications industrielles. Les champs de pressions étaient alors déduits des champs de vitesse grâce au théorème de Bernoulli et des marges de sécurité importantes étaient appliquées dans la conception des structures soumises à ces écoulements. Celles-ci étaient alors acceptables car les vitesses d'écoulements industriels étaient beaucoup plus basses qu'aujourd'hui. Les vitesses d'écoulement de l'eau dans les conduites de refroidissement nucléaires étaient comprises entre 1 et 2 m.s<sup>-1</sup> pour les premières

centrales des années 50, et sont passées en vingt ans seulement à des vitesses comprises entre 10 et 20 m.s<sup>-1</sup>, ce qui correspond pour des écoulements dynamiquement semblables à des efforts 100 fois plus grands (réf. [4]). Des oscillations autoentretenues des conduites apparaissent alors, de façon assez intense pour fatiguer le matériau et à long terme créer des fissures comme ce fut le cas dans les conduites d'eau des réacteurs nucléaires de Chooz, Chinon III, Dungeness et la centrale américaine d'Oconee.

De même en génie civil, la taille des constructions n'a cessé de croître, que ce soit au niveau de la longueur des ponts ou de la hauteur des tours offrant ainsi des efforts aérodynamiques beaucoup plus importants sur ces structures élastiques. Ainsi les phénomènes instationnaires qui étaient négligés en toute quiétude au début du siècle ont pris de l'ampleur avec ces dimensions jusqu'à devenir capables d'entraîner la destruction des structures. La destruction du pont de Tacoma en Novembre 1941 ou encore l'effondrement de trois tours de réfrigération de la centrale thermique de Ferrybridge en Novembre 1965 en Angleterre par le seul effet du vent en sont la preuve. Les études et enquêtes qui ont suivi ces catastrophes ont néanmoins abouti à la compréhension de nouveaux phénomènes ainsi qu'à la mise au point de normes de construction permettant de les éviter. Ces nouveaux concepts sont aujourd'hui utilisés dans la mise au point de nombreuses constructions dans des buts différents tels qu'empêcher la fatigue des matériaux des plates-formes pétrolières soumis aux courants périodiques des océans, empêcher le galop des câbles enneigés ou encore, comme c'est l'objet dans cette étude : éviter les vibrations de bande lors du refroidissement des aciers.

## **II.3) Instabilités aéroélastiques des bandes d'acier**

### **II.3.1) Apparition des instabilités et observations en industrie**

De façon générale lorsque les lignes fonctionnent, les bandes d'acier ne sont jamais complètement immobiles. Elles sont dites « stables » lorsqu'elles ont de très légères vibrations dues par exemple aux imperfections de montage, aux défauts de déroulement, à la turbulence des jets etc... Ces vibrations peuvent être indécélables si l'on n'y porte pas attention car leur amplitude est très faible (de l'ordre de quelques millimètres). Les bandes ont toujours eu ce type de petites vibrations « de fonctionnement ». Cependant, lors des quarante dernières années, afin de répondre à une demande d'acier mondiale en pleine croissance, les usines sidérurgiques ont progressivement augmenté leur vitesse de production. Ceci s'est traduit par des augmentations de vitesses de défilement de bande dans les lignes continues impliquant de refroidir les aciers de plus en plus rapidement, notamment en augmentant les vitesses de soufflage et en diminuant l'écart entre les bandes et les buses. Au-delà de certaines conditions critiques (en vitesse et en distance de soufflage) qui ne sont pas nécessairement les mêmes en fonction des cas, la bande s'est ainsi mise à osciller de façon très violente avec de très grandes amplitudes.

Les premières publications à ce sujet datent de 1983 (réf. [5] et [6]) ce qui témoigne qu'à cette époque les conditions de soufflage avaient déjà dépassé un palier déclenchant ces phénomènes de façon suffisamment intolérable pour s'en préoccuper sérieusement. Ces publications traitent des mouvements d'oscillations d'une bande dans une tour de galvanisation selon des combinaisons de modes semblables à ceux d'une corde tendue. L'amplitude des vibrations augmente avec la puissance de soufflage et peut aller jusqu'à provoquer de violents chocs récurrents entre la bande et les buses. Des cas de divergences ont plus tard été constatés et signalés dans ce même type de tours. La bande se met alors dans une position de torsion arbitraire de grande amplitude et entre en contact avec les buses tout en

continuant de défiler, subissant ainsi de nombreuses rayures et autres défauts de surface... Les exigences de qualité (notamment pour l'acier destiné à l'industrie automobile) requièrent cependant que la surface des bandes soit parfaite. Ces deux types d'instabilités fixent ainsi une limite de vitesse de soufflage au delà de laquelle il n'est plus possible de garantir la qualité des bandes et par conséquent une limite de productivité.

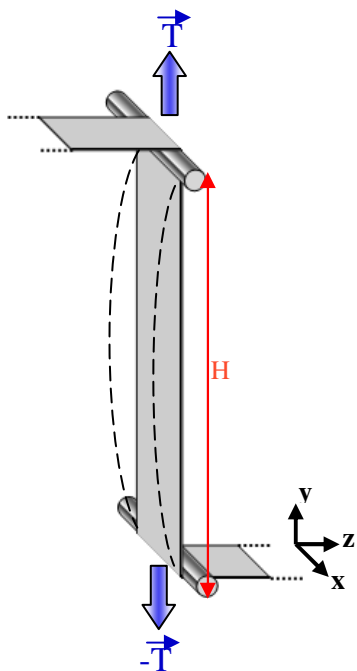
En même temps, des oscillations auto-entretenues ont été constatées dans les sections de refroidissement rapide où les intensités de soufflage ont été augmentées en réponse à la demande de pentes de refroidissement plus sévères. A ma connaissance, aucun cas de divergence n'a été observé dans ce type de section.

### II.3.2) Dynamique structurelle des bandes d'acier

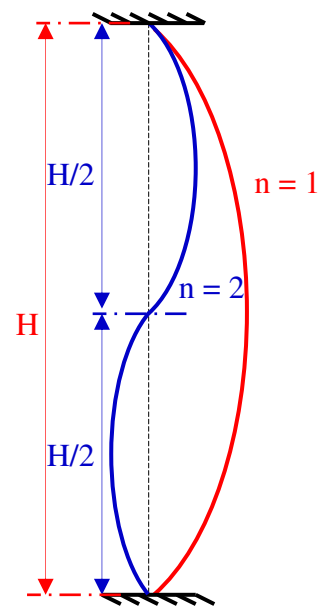
Comme il a été évoqué dans le paragraphe II.2.1), il est nécessaire de connaître le comportement dynamique des bandes avant d'entamer leur étude aéroélastique. Les bandes d'acier sont des systèmes continus dont la géométrie est relativement simple. Leurs propriétés modales peuvent être très bien approchées par les cas de référence de la corde vibrante et de la poutre. Par la suite, on appellera  $m$  et  $n$  le nombre de ventre de la bande respectivement selon les axes  $x$  et  $y$  (voir **Fig. 8** et **Fig. 9**) et l'on désignera les modes propres selon leur couple  $(m,n)$ .

#### II.3.2.a) Modes avec déformations longitudinales

Les modes propres pour lesquels  $m = 0$  sont ceux dont la forme est définie seulement selon la hauteur (ou la longueur) de la bande, en l'occurrence suivant l'axe  $y$  (voir **Fig. 8**). Le rapport de forme des bandes d'acier (très fine par rapport à leur hauteur) les prédispose à un comportement dynamique longitudinal qui ne dépend pas de leur raideur interne mais beaucoup de leur tension.



**Fig. 8** Schéma d'une bande maintenue verticalement entre deux rouleaux



**Fig. 9** Deux premiers modes d'une corde vibrante

Les fréquences de ces modes de bande dépendent de:

- La masse volumique de la bande :  $\rho_b$  (en  $\text{kg.m}^{-3}$ )
- La section transversale de la bande :  $S_b$  (en  $\text{m}^2$ )
- L'épaisseur de la bande :  $e_b$  (en  $\text{m}^2$ )
- La force de tension appliquée à la bande :  $T_b$  (en kN)
- La longueur libre de la bande :  $H$  (en m).
- Le poids de la bande, qui est directement lié à sa masse volumique, sa section et sa hauteur libre :  $P_b$  (en kN).

Le poids d'une bande est proportionnel à sa section, que l'on définit par :

$$S_b = L_b \cdot e_b \quad (\text{II.3.1})$$

En général, la tension est également augmentée avec la section de bande. Ainsi pour pouvoir comparer efficacement le poids et la tension en s'affranchissant de la section de bande on les exprime sous forme de contrainte de la façon suivante :

$$\left\{ \begin{array}{l} T_g = \frac{T_b}{S_b} \\ P_g = \frac{P_b}{S_b} \end{array} \right. \quad (\text{II.3.2})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} T_g = \frac{T_b}{S_b} \\ P_g = \frac{P_b}{S_b} \end{array} \right. \quad (\text{II.3.3})$$

$T_g$  et  $P_g$  donnent ainsi un ordre de grandeur des contraintes internes des bandes dues respectivement à la force de tension et au poids. Pour une hauteur libre de bande constante,  $P_g$  est constant quel que soit  $S_b$ . Pour la bande la plus lourde sur une hauteur de 30m,  $P_g$  atteint 2,3 MPa en revanche  $T_g$  est toujours compris entre 20 et 40 MPa en condition de fonctionnement standard. Pour ce type de tour, le poids ne représente donc pas plus de 10% de la tension. Cette dernière influence donc les fréquences propres de bande de façon largement prépondérante dans la plupart des cas.

Il est important de noter que la répartition du poids dans une bande maintenue verticalement n'est pas homogène.  $P_g$  indique la valeur maximale de la contrainte due au poids qui se situe au niveau du maintient supérieur de la bande.

La masse volumique des différents types d'aciers est quant à elle relativement peu variable et reste de l'ordre de  $7850 \text{ kg.m}^{-3}$ . Enfin la longueur libre de bande correspond à la distance entre les rouleaux qui la maintiennent. Celle-ci peut atteindre plusieurs dizaines de mètres.

En première approximation, le mouvement longitudinal de la bande peut être assimilé à celui d'une corde vibrante maintenue en ses deux extrémités. Il peut alors être décrit par l'équation de d'Alembert (aussi appelée « équation des cordes vibrantes ») qui régit la propagation d'ondes stationnaires dans la structure.

Cette équation fait l'hypothèse des petites amplitudes de mouvement qui suppose que  $\left| \frac{\partial z}{\partial y} \right| \ll 1$ , ce qui dans la réalité est très bien respecté. En effet dans une tour de

refroidissement,  $\left| \frac{\partial z}{\partial y} \right|$  est de l'ordre de  $\frac{h_{\text{opt}}}{H}$  où  $h_{\text{opt}}$  est la distance buse-bande optimale pour

les transferts de chaleur qui est fixée à  $h_{\text{opt}}/D = 5,6$ , ce qui équivaut à une distance  $h$  de 168 mm dans le cas de buses de 30 mm diamètre. Or la hauteur  $H$  de bande libre est dans le cas le

plus restreint de l'ordre de 10 m. Ainsi le plus grand rapport  $\frac{h_{opt}}{H}$  est de 0.0168 soit de l'ordre du centième.

L'équation de d'Alembert peut s'écrire ainsi :

$$\frac{\partial^2 z}{\partial y^2} = \frac{1}{a^2} \cdot \frac{\partial^2 z}{\partial t^2} \quad (\text{II.3.4})$$

Dans cette équation,  $a$  désigne la vitesse de propagation des ondes stationnaires dans la bande. Par analogie au cas de la corde tendue, on pose pour la bande :

$$a^2 = \frac{T_b + \frac{P_b}{2}}{\rho_b S_b} \quad (\text{II.3.5})$$

L'expression (II.3.5) est une approximation assez bonne pour le cas où la bande est tendue verticalement et dans le cas où on a  $T_b > P_b$ , ce qui correspond très bien à la configuration d'une tour APC. L'utilisation de  $P_b/2$  comme approximation de la valeur du poids global dans l'expression (II.3.5) s'avère être en très bon accord avec des simulations dynamiques effectuées sous Ansys (par Fives Stein) qui prennent en compte la distribution non homogène du poids propre de la bande. Les différences dans le calcul des fréquences propres sont de l'ordre de 0.01 Hz.

En prenant en compte l'expression (II.3.5), l'équation de d'Alembert devient donc :

$$\frac{\partial^2 z}{\partial y^2} = \frac{\rho_b S_b}{T_b + \frac{P_b}{2}} \cdot \frac{\partial^2 z}{\partial t^2} \quad (\text{II.3.6})$$

Cette équation aux dérivées partielles se résout facilement en cherchant une solution du type :

$$z(y, t) = A \sin(ky) \sin(\omega t) \quad (\text{II.3.7})$$

Le maintien des bandes par des rouleaux en leurs extrémités (en  $y = 0$  et  $y = H$ ) impose des nœuds de vibration en chacun de ces points. Ceci fixe deux conditions aux limites qui permettent de déterminer le nombre d'onde qui peut prendre une infinité de valeurs sous la forme suivante :

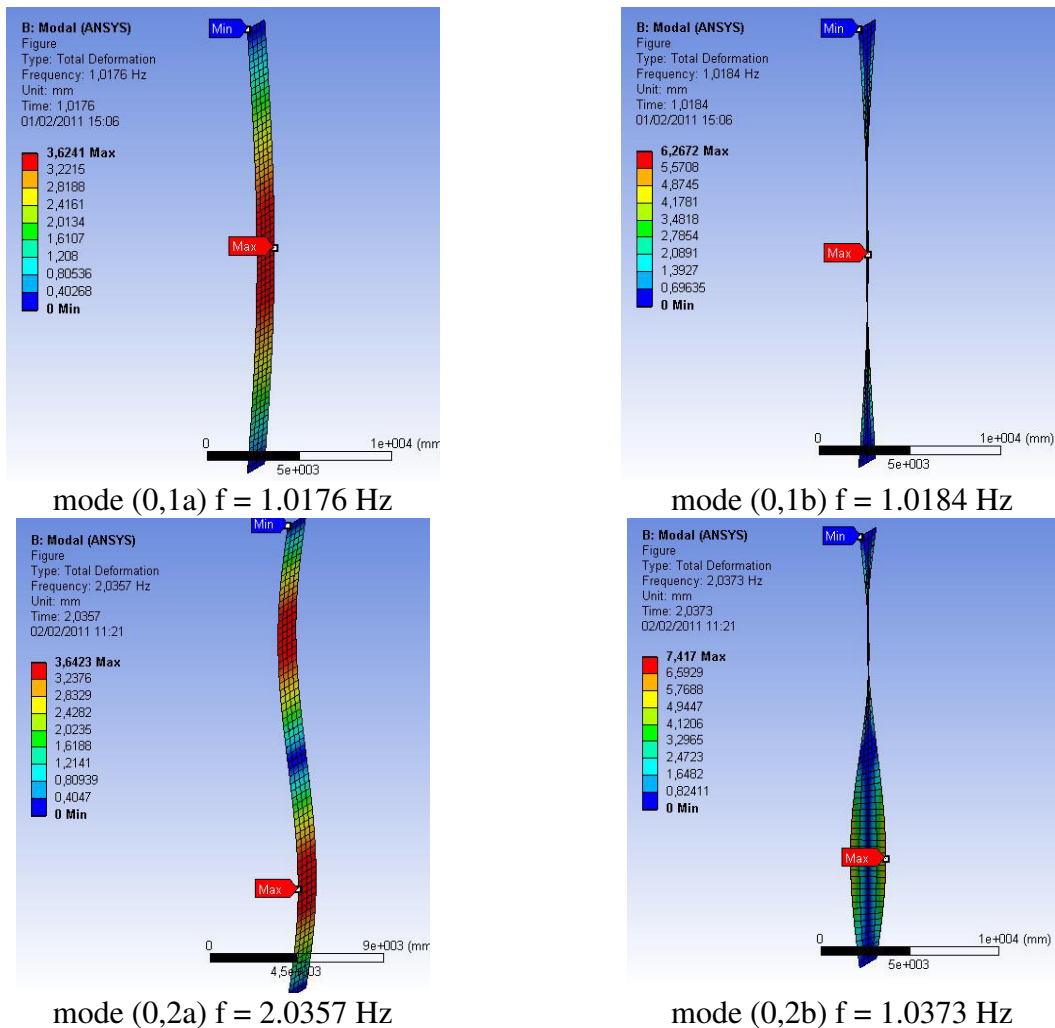
$$k_n = \frac{n\pi}{H} = \frac{2\pi}{\lambda_n}, \quad \forall n \in \mathbb{N} \quad (\text{II.3.8})$$

Cette dernière condition permet de constater que la longueur de la bande  $H$  est égale à  $n$  intervalles entre les nœuds de vibration. On trouve également que les modes propres de ce mouvement ont les fréquences suivantes :

$$f_n = \frac{\omega_n}{2\pi} = \frac{n}{2H} \sqrt{\frac{T_b + \frac{P_b}{2}}{\rho_b S_b}}, \quad \forall n \in \mathbb{N} \quad (\text{II.3.9})$$

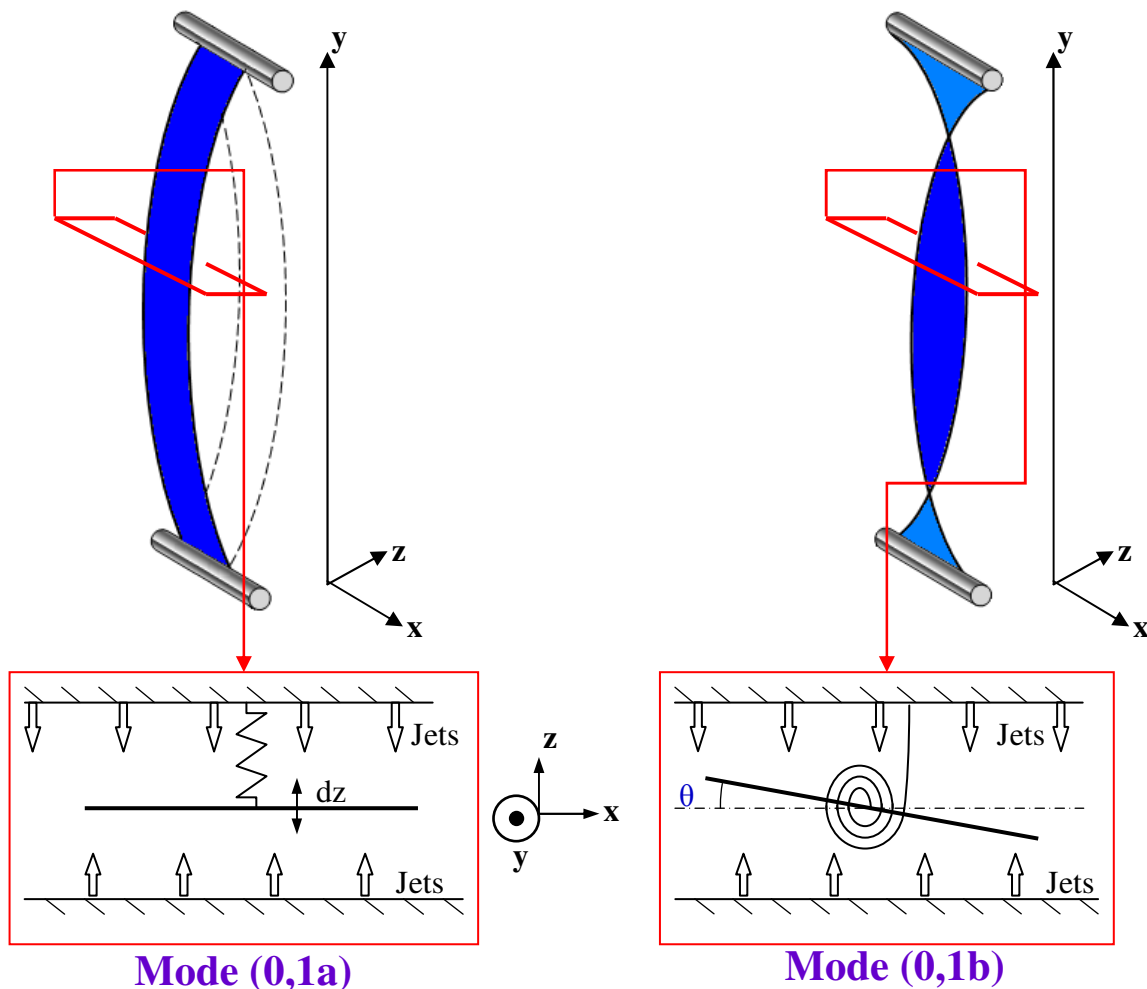
Ces modes sont facilement identifiables par le fait que leur fréquence augmente de façon inversement proportionnelle à la hauteur libre de la bande. Des mesures sur site ainsi que des calculs Ansys prenant en compte la répartition non-homogène du poids recourent très bien cette définition analytique des fréquences propres (au centième de Hertz près pour le premier mode).

Ce modèle est néanmoins incomplet car il ne prend pas en compte la largeur de la bande. Celle-ci a pour effet d'introduire deux formes possibles par mode que l'on nommera « forme a) » et « forme b) ». Dans la forme a), la bande reste alignée selon l'axe x et oscille d'un même bloc sur toute sa largeur. Dans la forme b), les deux extrémités de la bande oscillent en opposition de phase à la même fréquence et selon la même déformée en y. La **Fig. 10** montre une simulation Ansys des modes (0,1) et (0,2) sous leurs deux formes et démontre que celles-ci ont une fréquence identique (au millième de Hertz près).



**Fig. 10** Calculs Ansys des modes (0,1) et (0,2), formes a) et b) pour  $H = 29.59$  m ;  $L_b = 1.317$  m ;  $e_b = 5.10^{-4}$  m ;  $T_b = 18000$  N (Fives Stein)

On se focalise maintenant sur ce premier mode d'oscillation longitudinal de la bande sous ses deux formes (0,1a) et (0,1b). En accord avec l'hypothèse de petits déplacements faite plus haut, la bande est tellement longue par rapport à ses longueurs de déformation que loin des points de fixation on peut assimiler le mode (0,1a) à un mouvement de pompage (voir **Fig. 11**). Le mode (0,1b) peut quant à lui être assimilé à un mouvement de rotation par rapport à un axe vertical passant (idéalement) par le centre de la bande. Il a été mis en évidence que le mode (0,1b) est instable sur les lignes continues. Des flottements et divergences ont été observés selon ce mode en industrie et reproduits en laboratoire (voir §II.4.4)). Rien n'a été observé en revanche concernant le mode (0,1a) car la bande reste rarement perpendiculaire aux jets lorsqu'elle oscille. L'instabilité semble par conséquent provenir de sa position angulaire par rapport aux jets.

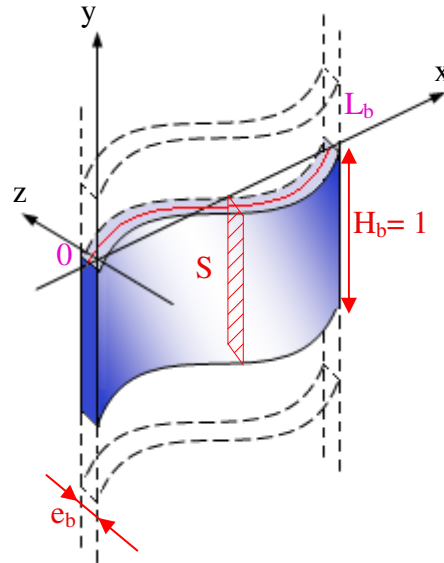


**Fig. 11** Schéma des modes (0,1a) et (0,1b)

### II.3.2.b) Modes avec déformations transversales

Observons maintenant les cas où  $n = 0$ , qui correspondent aux modes impliquant une déformée de bande selon sa largeur (soit l'axe  $x$ ). Les tours sont si hautes que, si on fait abstraction du voisinage des points de maintien (où il y a de toute façon très peu de vibrations) les modes de bande impliquant des déformations transversales peuvent être assimilés à des modes de poutre très mince en liaison libre-libre (voir **Fig. 12**).





**Fig. 12 Schéma d'une portion de bande loin de ses maintiens par rouleaux, assimilable à une poutre mince en liaison libre-libre**

Les fréquences propres de ces modes dépendent quant à elles des paramètres suivants :

- Le module d'Young des bandes :  $E$  (en MPa)
- La section droite des bandes :  $S_d$
- Le moment quadratique d'une section droite par rapport à l'axe  $y$  :  $I$  (en  $m^4$ )
- La masse volumique des bandes :  $\rho_b$  (en  $kg.m^{-3}$ )

On considère ici une portion de bande d'une hauteur de 1m, la section droite de la bande se définit donc ainsi :

$$S_d = H_b \cdot e_b = e_b \quad (\text{sur une hauteur de } H_b = 1 \text{ m}) \quad (\text{II.3.10})$$

Par conséquent, le moment quadratique de cette portion de bande par rapport à l'axe  $z$  a pour valeur :

$$I = \frac{H_b \cdot e_b^3}{12} = \frac{e_b^3}{12} \quad (\text{sur une hauteur de } H_b = 1 \text{ m}) \quad (\text{II.3.11})$$

Le module d'Young est un paramètre délicat à évaluer avec précision pour les bandes d'acier dans les tours de refroidissement car il dépend de leur température. Or les bandes de par leur longueur et les traitements thermiques qu'elles subissent peuvent avoir des gradients de température importants d'un bout à l'autre de leurs points de fixation. La sensibilité du module d'Young des aciers à la température est toutefois plus ou moins importante en fonction de la gamme de température dans laquelle se trouve la bande ainsi que du type d'acier dont il s'agit. Ainsi en fonction du process, l'approximation d'un module d'Young constant sur toute la longueur de bande sera plus ou moins bonne. Toutefois dans la zone où se porte l'étude (brin descendant des tours de galvanisation), la température de bande est comprise entre 150° et 250° qui se trouve être une gamme de température dans laquelle le module d'Young est quasiment constant.

En observant les cas où  $n = 0$  une section verticale d'une portion de bande prise loin de ses maintiens est une section droite, que l'on assimile à celle d'une poutre. Si on néglige l'amortissement, on démontre (**Coffignal [7]**) que la fonction  $z(x,t)$  de la flèche transversale d'une section droite de bande est donnée par l'équation aux dérivées partielles suivante (qui est celle d'une poutre):

$$\frac{\partial^4 z}{\partial x^4} + \frac{\rho_b S_d}{EI} \frac{\partial^2 z}{\partial t^2} = 0 \quad (\text{II.3.12})$$

Cette équation se résout comme celle de d'Alembert par la méthode de séparation des variables en supposant que le mouvement est harmonique. On cherche donc des solutions telles que :

$$z(x, t) = Z(x) \times G(t) \quad (\text{II.3.13})$$

Ce qui impose la condition suivante :

$$\frac{1}{Z} \frac{d^4 Z}{dx^4} = -\frac{\rho_b S_d}{EI} \cdot \frac{1}{G} \frac{d^2 G}{dt^2} = \text{constante} = k^4 = \frac{\beta^4}{L_b^4} \quad (\text{II.3.14})$$

Ce qui aboutit à deux équations différentielles ordinaires d'ordre 4 dans lesquelles on a introduit  $\beta$  qui est le nombre d'onde adimensionalisé par la largeur de bande. En les résolvant on trouve l'expression suivante pour la fonction temporelle:

$$G(t) = \text{Cte.} \cos(\beta_n^2 \omega_F t) \quad (\text{II.3.15})$$

Où on a posé :

$$\begin{cases} \omega_n = \beta_n^2 \cdot \omega_F \\ \omega_F = \frac{1}{L_b^2} \sqrt{\frac{EI}{\rho_b S_d}} \end{cases} \quad (\text{II.3.16})$$

$$(\text{II.3.17})$$

La fonction de déformée a quant à elle pour forme :

$$Z_n(x) = A \cosh\left(\beta_n \frac{x}{L_b}\right) + B \sinh\left(\beta_n \frac{x}{L_b}\right) + C \cos\left(\beta_n \frac{x}{L_b}\right) + D \sin\left(\beta_n \frac{x}{L_b}\right) \quad (\text{II.3.18})$$

Bien sûr, il existe une infinité de valeurs qui permettent à  $\beta_n$  de répondre à la solution du système. Chacune de ces valeurs ( $\beta_1, \beta_2, \beta_3, \dots$ ) correspond à un mode de vibration. Comme on peut le constater dans l'expression (II.3.16) les fréquences propres dépendent directement du nombre d'onde, celui-ci étant déterminé grâce aux conditions aux limites qui sont les suivantes : en bord de bande, le moment fléchissant  $M_f$  ainsi que l'effort tranchant  $F_t$  de la portion de bande sont nuls. Or des résultats de résistance des matériaux nous donnent ces relations :

$$\left\{ \begin{array}{l} M_f = EI \frac{\partial^2 z}{\partial x^2} \\ F_t = \frac{dM_f}{dx} = EI \frac{\partial^3 z}{\partial x^3} \end{array} \right. \quad (\text{II.3.19})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} M_f = EI \frac{\partial^2 z}{\partial x^2} \\ F_t = \frac{dM_f}{dx} = EI \frac{\partial^3 z}{\partial x^3} \end{array} \right. \quad (\text{II.3.20})$$

Les conditions aux limites aux extrémités de bande (ici  $x_e = 0$  ou  $L_b$ ) entraînent donc :

$$\left. \begin{array}{l} M_f|_{x=x_e} = 0 \\ F_t|_{x=x_e} = 0 \end{array} \right\} \rightarrow \left\{ \begin{array}{l} \left. \frac{d^2 Z}{dx^2} \right|_{x=x_e} = 0 \\ \left. \frac{d^3 Z}{dx^3} \right|_{x=x_e} = 0 \end{array} \right. \quad (\text{II.3.21})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \left. \frac{d^2 Z}{dx^2} \right|_{x=x_e} = 0 \\ \left. \frac{d^3 Z}{dx^3} \right|_{x=x_e} = 0 \end{array} \right. \quad (\text{II.3.22})$$

Ces conditions aux limites aboutissent à un système de quatre équations qui ne possède pas de solution analytique (équation transcendante). Ses solutions doivent être recherchées numériquement sauf la première qui est évidente :  $\beta = 0$ . Cette première solution n'est pas sans intérêt ici car elle correspond ici à deux modes de déplacement en solide rigide de la bande. En effet, pour  $\beta = 0$  l'équation différentielle de l'expression (II.3.14) s'écrit :

$$\frac{d^4 Z}{dx^4} = 0 \quad \text{d'où} \quad Z(x) = A'x^3 + B'x^2 + C'x + D \quad (\text{II.3.23})$$

L'application des conditions limites conduit à :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{d^2 Z}{dx^2} = 6A'x + 2B' = 0 \\ \frac{d^3 Z}{dx^3} = 6A' = 0 \end{array} \right. \quad (\text{II.3.24})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{d^2 Z}{dx^2} = 6A'x + 2B' = 0 \\ \frac{d^3 Z}{dx^3} = 6A' = 0 \end{array} \right. \quad (\text{II.3.25})$$

en  $x = 0$  et en  $x = L_b$ , de sorte que l'on a  $A' = B' = 0$  et par conséquent :

$$Z(x) = ax + b \quad (\text{II.3.26})$$

Le sous espace propre associé à  $\alpha = 0$  est donc de dimension 2 et aboutit à deux formes propres qui correspondent aux deux modes propres orthogonaux suivants :

$$Z_1(x) = b \quad \text{et} \quad Z_2(x) = a\left(x - \frac{L_b}{2}\right) \quad \text{avec } a \text{ et } b \text{ arbitraires} \quad (\text{II.3.27})$$

Le **Tableau 1** résume les constantes qui définissent l'équation d'amplitude modale  $Z_n(x)$  dans l'expression (II.3.18). Ces constantes sont des résultats généraux obtenus numériquement pour une poutre en liaison libre-libre.

On pose :

$$\gamma = \frac{\sin(\beta_n) - \sinh(\beta_n)}{\cosh(\beta_n) - \cos(\beta_n)} \tag{II.3.28}$$

Les constantes de la fonction de déformation, ainsi que les premiers nombres d'onde ont les valeurs suivantes :

Conditions aux limites	A	B	C	D	$\beta_1$	$\beta_2$	$\beta_3$	$\beta_4$	$\beta_5$
Valeur	$\gamma$	1	$\gamma$	1	0	0	4.730	7.853	10.996

**Tableau 1** Constantes de la fonction de déformation  $Z_n(x)$

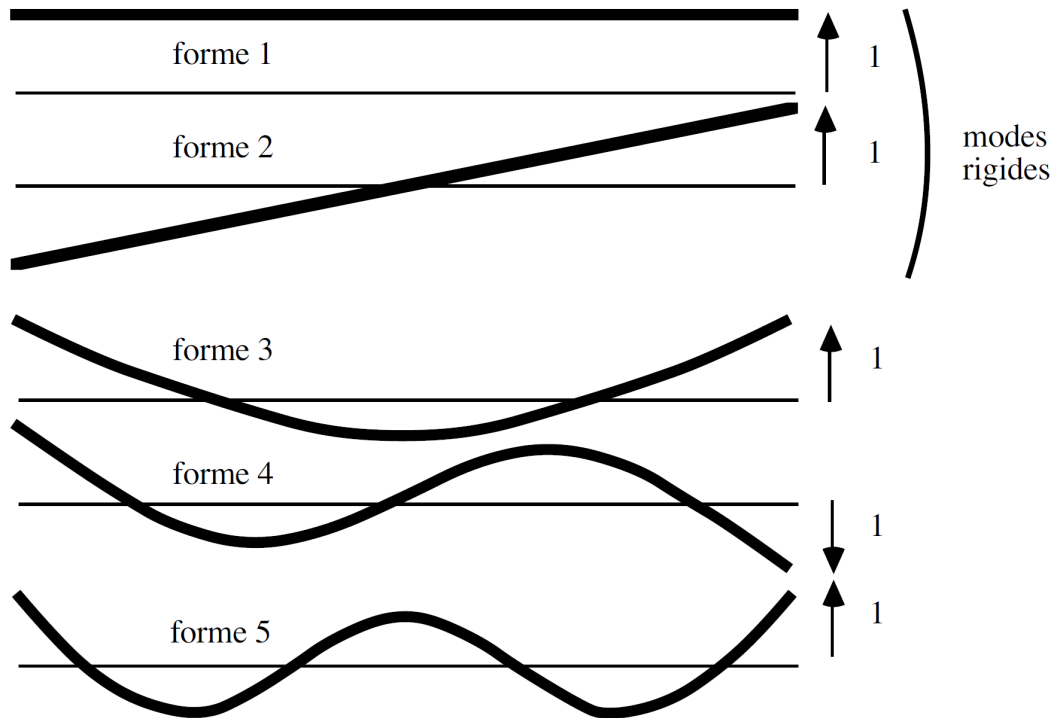
les fréquences naturelles correspondantes sont:

$$f_3 = (4.730)^2 \cdot \frac{\omega_F}{2\pi}, f_4 = (7.853)^2 \cdot \frac{\omega_F}{2\pi}, f_5 = (10.995)^2 \cdot \frac{\omega_F}{2\pi} \tag{II.3.29}$$

et

$$\omega_n \approx \left(\frac{2n-3}{2}\pi\right)^2 \cdot \omega_F \text{ pour } n \geq 3 \text{ (avec } \omega_F = \frac{1}{L_b^2} \sqrt{\frac{EI}{\rho_b S_d}} \text{)} \tag{II.3.30}$$

L'allure de ces 5 premiers modes est montrée sur la **Fig. 13**.



**Fig. 13** Allures des 5 premières formes propres (déplacement maximal normalisé à 1)  
**Remarquer les 2 premiers modes rigides associés à une fréquence propre nulle (rèf. [7])**

On note que les deux modes propres rigides ont un sens purement mathématique puisqu'ils correspondent à une fréquence propre nulle. Il n'est d'ailleurs pas anodin dans la littérature de trouver des numérotations de modes commençant par le 3<sup>ième</sup> mode défini ici pour faire correspondre l'ordre du mode au nombre de ventres de vibration. Ainsi la forme 3 correspond au mode (1,0) puisqu'elle possède un ventre selon  $x$  et aucun selon  $y$  et ainsi de suite... Il est néanmoins intéressant d'attirer l'attention sur le fait que les formes 1 et 2 de la **Fig. 13** (qui sont les deux cas traités dans cette étude) ne correspondent à aucun mode de vibration décrit par l'équation (II.3.12). Elles correspondent en revanche respectivement aux modes (0,1a) et (0,1b) schématisés au paragraphe précédent sur la **Fig. 11** et leur fréquence se calcule grâce à l'expression (II.3.9). Ceci confirme le fait que la fréquence propre du mode (0,1b) identifié comme étant instable se calcule de façon similaire à celle d'une corde tendue.

Il est également intéressant de constater que si l'on fait apparaître les largeurs et épaisseurs de bande dans l'expression (II.3.30) en injectant les expressions (II.3.11) et (II.3.1) dans la définition de  $\omega_F$  on trouve:

$$\omega_F = \sqrt{\frac{E}{12\rho_b} \cdot \frac{e_b^2}{L_b^4}} \quad (\text{II.3.31})$$

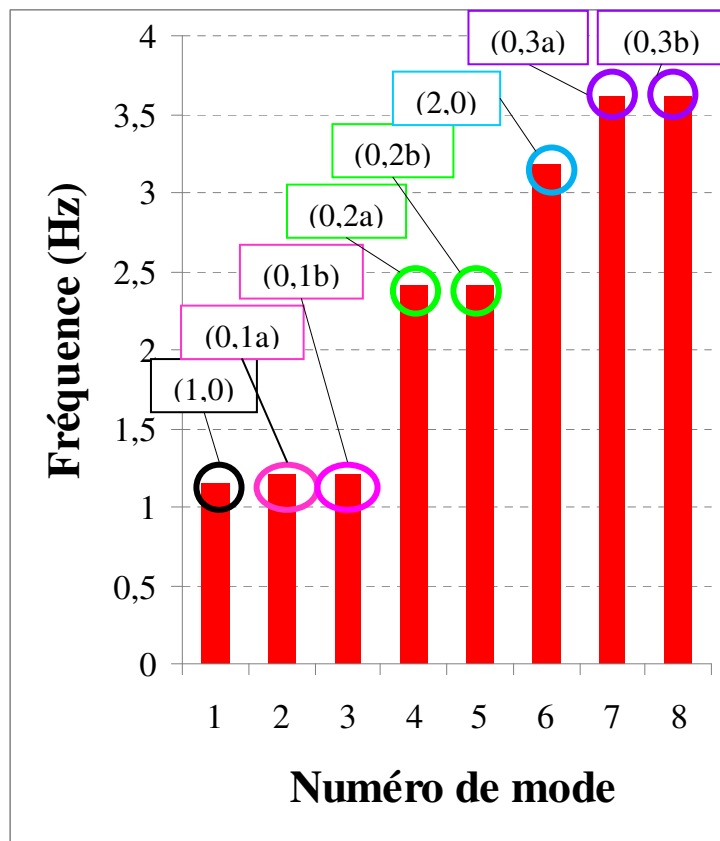
On peut ainsi réécrire l'expression des fréquences propres pour  $n \geq 3$  tels que :

$$f_n = A_n \cdot \frac{e_b}{L_b^2} \quad \text{avec} \quad A_n = \left(\frac{2n-3}{2}\pi\right)^2 \sqrt{\frac{E}{12\rho_b}} \quad (\text{II.3.32})$$

On voit ainsi plus clairement que les fréquences propres de ces modes sont proportionnelles au rapport  $\frac{e_b}{L_b^2}$ . Ainsi plus la bande est large, moins sa raideur est importante et plus elle est susceptible d'entrer en divergence. En revanche plus la bande est épaisse plus sa raideur est importante.

### II.3.2.c) Bilan sur la dynamique structurelle des bandes

Les deux paragraphes précédents ont décrit de façon simplifiée les deux types de vibrations de bande possibles dans les tours de refroidissement de type APC. Cependant, malgré le fait qu'ils dépendent de grandeurs différentes et se calculent différemment, ils correspondent tous deux à la déformée modale de la bande selon l'axe z. Si l'on regroupe tous ces modes et les classe en fonction de leur fréquence, celle-ci s'entrecroisent (voir **Fig. 14**). La bande peut vibrer selon tous ces modes et toutes combinaisons de ces modes et parfois avec de grandes amplitudes.



**Fig. 14** Modes propres d'une bande classés en fonction de leur fréquence  
( $T_b = 20000 \text{ N}$  ;  $L_b = 1,5\text{m}$  ;  $e_b = 5 \cdot 10^{-4} \text{ m}$  ;  $H = 30 \text{ m}$ )

Ces analyses simples permettent donc de déterminer les types de modes possibles ainsi que les paramètres qui les gouvernent. Ces informations sont cruciales pour savoir sur quels facteurs agir afin d'empêcher ou de limiter les vibrations de bande. Il a été vu que les modes à déformée longitudinale sont gouvernés de façon prédominante par la traction de bande (pour une longueur H constante) alors que les modes à déformée transversale sont gouvernés par le rapport  $e_b/L_b^2$ . Ainsi les possibilités d'action du point de vue de la structure sont assez

limitées. Si un mode à déformée longitudinale est identifié lors de vibrations de bandes en industrie, il est possible de modifier sa raideur en faisant varier la traction ou en modifiant sa longueur en appliquant des rouleaux stabilisateurs. Si en revanche, le mode identifié est à déformée transversale, les seules possibilités d'action possibles sont à travers l'aérodynamique des jets impactants.

Cependant, toute vibration (même de grande amplitude) ne découle pas forcément d'une instabilité aéroélastique. Jusqu'à présent, seule l'instabilité du mode (0,1b) a été mise en évidence de façon indiscutable par des mesures montrant que la raideur et l'amortissement de la bande évoluent en fonction de la vitesse de soufflage (**Regardin et al. [1]**). Une étude paramétrique a permis de montrer que la stabilité de bande est très sensible à la géométrie de soufflage et que l'utilisation de buses inclinées (notamment) permet de stabiliser la bande. Toutefois, dans les tours plus récentes utilisant ces nouveaux types de buse (Corus-Ijmuiden, Bao-Steel...), on ne constate plus le même type d'oscillation. Les flottements et divergences selon le mode (0,1b) n'apparaissent plus, cependant de très intenses vibrations sont observées selon d'autres modes. On peut voir par exemple sur les **Fig. 15** et **Fig. 16** des photos de bande en intense oscillation selon les modes (2,0) et (3,0) (soit respectivement les formes 4 et 5 transversales) prises sur ces tours récentes. Ces vibrations amènent de nombreuses questions car beaucoup de paramètres sont différents sur ces nouvelles tours (en plus de la géométrie de buses). En effet les vitesses de soufflage sont plus importantes, les conduites aérauliques sont différentes... Ainsi, il n'est pas exclu que ces vibrations puissent être forcées (par des modes de conduite par exemple). Il est donc nécessaire d'investiguer sur l'origine de ces nouvelles vibrations. S'il s'avère que certains modes sont instables, il est alors nécessaire de faire une étude aéroélastique de chacune des formes. Le banc d'essai décrit plus tard dans la présente étude peut permettre de telles investigations. Néanmoins, ce travail de thèse se focalise sur le mode (0,1b) qui a été identifié comme instable.



**Fig. 15** Cliché d'une bande en flottement avec une déformée modale transversale de forme 4 (photo prise par l'auteur sur le site du CGL CORUS-IJMUIDEN)



**Fig. 16** Cliché d'une bande en flottement avec une déformée modale transversale de forme 5 (photo prise par l'auteur sur le site du CGL CORUS-IJMUIDEN)

### II.3.3) Définition des coefficients aéroélastiques et diagrammes de phase

On fait à partir d'ici les deux hypothèses suivantes :

Tout d'abord, comme toute analyse linéaire, on suppose qu'aux petites amplitudes de mouvement de bande, la résultante des efforts aéroélastiques est une fonction harmonique du temps dont la pulsation est la même que celle du mouvement mais dont l'amplitude et la phase peuvent différer. Ceci suppose implicitement que seules les faibles amplitudes d'oscillation seront étudiées dans l'optique de détecter l'apparition d'instabilités.

On suppose que la bande n'oscille que selon son mode (0,1b) à déformée longitudinale. Pour la suite, on appellera  $\omega_0$  et  $f_0$  respectivement les pulsations et fréquences propres de ce mode. Cette hypothèse revient à faire l'approximation d'une bande rigide. Le mouvement de la plaque est alors un mouvement de rotation autour d'un axe dont le seul degré de liberté est sa position angulaire  $\theta(t)$  prise par rapport à la perpendiculaire aux jets. L'étude porte donc sur le couple aéroélastique dû à l'impact global de tous les jets sur la bande par rapport à son axe de rotation.

Le moment aéroélastique global induit par les jets sur la plaque par rapport à son axe de rotation  $Oy$  est défini ainsi (en utilisant les notations de **Regardin et al (réf. [1])**):

$$M_{Oy}(t) = \frac{1}{2} \rho_a U_{0,c}^2 \cdot A \cdot L_b \cdot \left[ F' \cdot \theta(t) + F'' \cdot \frac{\dot{\theta}(t)}{\omega_0} \right] \quad (\text{II.3.33})$$

Le moment aéroélastique est ainsi une combinaison linéaire de la position angulaire de la plaque et de sa vitesse angulaire.  $F'$  et  $F''$  sont les coefficients sans dimension des couples aéroélastiques de déplacement et de vitesse et  $A$  est la surface de bande impactée par une section de refroidissement. On peut à partir de cette expression définir un couple de raideur ainsi qu'un amortissement aéroélastiques tels que :

$$K_{aero} = \frac{1}{2} \rho_a U_{0,c}^2 \cdot A \cdot L_b \cdot F' \quad (\text{II.3.34})$$

(Couple de raideur aéroélastique)

et

$$C_{aero} = -\frac{1}{2\omega_0} \rho_a U_{0,c}^2 S_{jet} \cdot L_b \cdot F'' \quad (\text{II.3.35})$$

(Couple amortissant aéroélastique)

Le signe moins dans la définition de  $C_{aero}$  permet simplement d'être en accord avec la convention des signes traditionnellement utilisée en aéroélasticité. On peut donc réécrire le moment aéroélastique ainsi :

$$M_{Oy}(t) = K_{aero} \cdot \theta(t) - C_{aero} \cdot \dot{\theta}(t) \quad (\text{II.3.36})$$



Sachant que  $M_{Oy}$  ainsi que  $\theta$  sont tous deux des fonctions harmoniques du temps à la même pulsation, nous les passons tous les deux en notation complexe:

$$\begin{cases} \theta(t) = \bar{\theta} \cdot e^{-i\omega_0 t} & \text{(II.3.37)} \\ M_{Oy}(t) = \bar{M} \cdot e^{-i\omega_0 t + \varphi} & \text{(II.3.38)} \end{cases}$$

On notera que dans l'expression (II.3.37), on considère que la phase du mouvement angulaire est nulle car ce mouvement sert de référence de phase. On peut ainsi réécrire l'expression (II.3.36) en y injectant les expressions (II.3.37) et (II.3.38) :

$$\bar{M} \cdot e^{-i\omega_0 t + \varphi} = K_{aero} \cdot \bar{\theta} \cdot e^{-i\omega_0 t} + i\omega_0 \cdot C_{aero} \cdot \bar{\theta} \cdot e^{-i\omega_0 t} \quad \text{(II.3.39)}$$

Enfin, en simplifiant l'expression on obtient ceci:

$$\frac{\bar{M}}{\bar{\theta}} \cdot e^{\varphi} = K_{aero} + i\omega_0 \cdot C_{aero} \quad \text{(II.3.40)}$$

Cette dernière expression définit la fonction de transfert complexe entre le mouvement angulaire de la bande et le moment aéroélastique. Le membre de gauche la montre sous sa forme exponentielle. Son amplitude est le rapport entre l'amplitude du moment et celle du mouvement angulaire et sa phase  $\varphi$  correspond au déphasage entre les efforts et le mouvement. Le membre de droite donne quant à lui la fonction de transfert sous sa forme arithmétique (projetée sur les axes orthogonaux réel et imaginaire). On constate ainsi que sa partie réelle n'est autre que le couple de raideur aéroélastique et sa partie imaginaire est le couple amortissant aéroélastique multipliée par la pulsation du mouvement. Ils représentent donc la projection des efforts aéroélastiques sur un axe en phase avec le mouvement angulaire et un autre en quadrature de phase, ce qui permet de découpler les phénomènes d'ordre statique et les autres d'ordre dynamique (voir **Fig. 17**). En effet on peut noter que la partie imaginaire du moment est nulle si  $\omega_0 = 0$ , ce qui correspond à une bande immobile. Ainsi lors de la phase d'analyse statique de cette étude, seule la partie réelle des efforts aéroélastiques sera observée dans le but de détecter une éventuelle divergence.

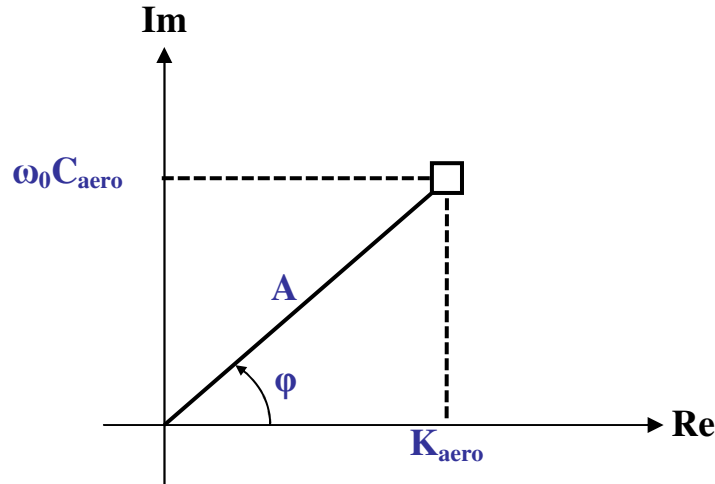


Fig. 17 Représentation du moment aéroélastique sous forme de diagramme de phase

### II.3.4) Mise en équation du mouvement de bande

Aux hypothèses faites dans le paragraphe précédent, on ajoute celle que les jets impactants ont tous la même vitesse débitante  $U_d$  et la même vitesse centrale de sortie  $U_{0,c}$ . Le mouvement de la bande selon son mode (0,1b) peut ainsi être décrit par l'équation (II.3.41) dans laquelle  $J$  est le moment d'inertie de la bande (toujours pris par rapport à son axe de rotation),  $C_{struc}$  est son coefficient d'amortissement structurel,  $K_{struc}$  son couple de raideur structurelle.

$$J\ddot{\theta}(t) + C_{struc}\dot{\theta}(t) + K_{struc}\theta(t) = M_{Oy}(\theta(t), \dot{\theta}(t)) \quad (II.3.41)$$

Il s'agit d'une équation différentielle ordinaire du second ordre à coefficients constants. Tout comme il a été vu au paragraphe II.3.3), on définit le moment aéroélastique par une combinaison linéaire harmonique de  $\theta(t)$  et  $\dot{\theta}(t)$ . On peut ainsi réécrire (II.3.41) en faisant apparaître la pulsation du mouvement telle que  $\omega_0 = \sqrt{\frac{K_{struc}}{J}}$ , ainsi que les coefficients aéroélastiques  $K_{aero}$  et  $C_{aero}$  :

$$\ddot{\theta}(t) + \frac{C_{struc}}{J}\dot{\theta}(t) + \omega_0^2\theta(t) = \frac{1}{2J}\rho_a U_{0,c}^2 S_{jet} L_b \cdot \left[ F'\theta(t) + F''\frac{\dot{\theta}(t)}{\omega_0} \right] \quad (II.3.42)$$

En utilisant les expressions (II.3.34) et (II.3.35), on peut réécrire l'équation (II.3.42) en faisant apparaître les raideurs et amortissement aéroélastiques :

$$\ddot{\theta}(t) + \dot{\theta}(t) \left[ \frac{C_{struc}}{J} + \frac{C_{aero}}{J} \right] + \omega_0^2 \left[ 1 - \frac{K_{aero}}{J\omega_0^2} \right] \theta(t) = 0. \quad (II.3.43)$$

Pour rendre cette équation plus « parlante » on y introduit les valeurs adimensionnelles suivantes :

$$\zeta_{\text{struc}} = \frac{C_{\text{struc}}}{2J\omega_0} \text{ (Taux d'amortissement structurel)} \quad (\text{II.3.44})$$

$$\zeta_{\text{aero}} = \frac{C_{\text{aero}}}{2J\omega_0} \text{ (Taux d'amortissement aéroélastique)} \quad (\text{II.3.45})$$

$$R_{\text{aero}} = -\frac{K_{\text{aero}}}{J\omega_0^2} \text{ (Raideur aéroélastique adimensionnelle)} \quad (\text{II.3.46})$$

De même que plus haut pour  $C_{\text{aero}}$ , un signe moins est ajouté dans la définition de la raideur aéroélastique adimensionnelle afin de respecter les conventions de signes. On peut ainsi réécrire l'équation (II.3.43) sous la forme suivante:

$$\ddot{\theta}(t) + \underbrace{2\omega_0 \cdot (\zeta_{\text{struc}} + \zeta_{\text{aero}})}_{\text{Amortissement}} \dot{\theta}(t) + \omega_0^2 \cdot \underbrace{(1 + R_{\text{aero}})}_{\text{Raideur}} \theta(t) = 0 \quad (\text{II.3.47})$$

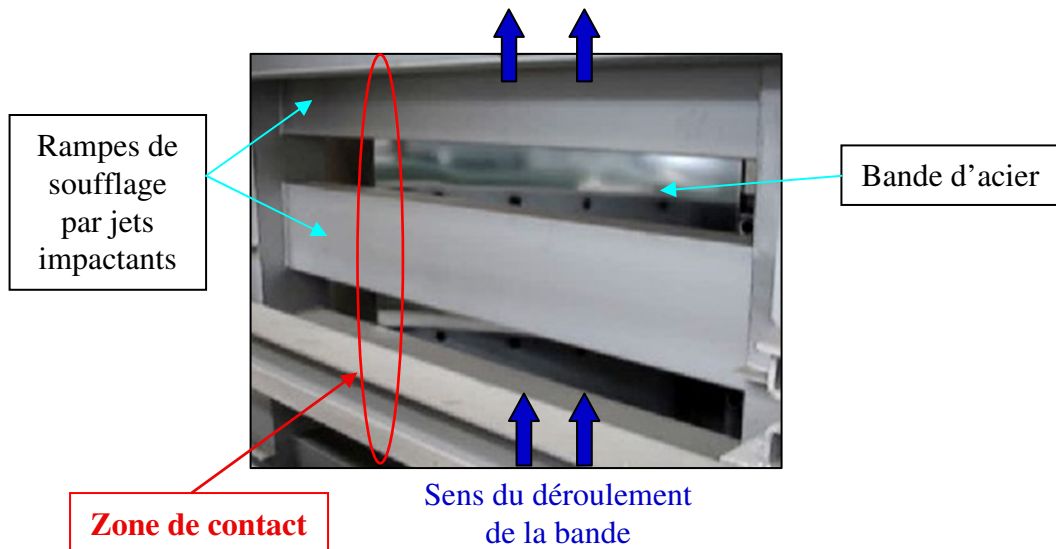
### II.3.5) Divergence des bandes d'acier

Si le terme de raideur de l'équation (II.3.47) est positif le système a une fréquence propre d'oscillations qui varie avec sa valeur. Si ce terme est nul la bande n'a plus de couple de rappel et on parle alors de divergence. En général elle pivote jusqu'à entrer en contact avec les rampes de soufflage et reste en équilibre dans cette position tout en continuant de défiler (voir **Fig. 18**). On notera que le terme de raideur ne peut pas être inférieur à zéro car cela correspondrait au cas non physique d'une fréquence propre de bande négative.

Si le système est instable, il faut passer une vitesse réduite critique pour que la somme des moments déstabilisants devienne assez grande pour totalement annuler le couple de rappel structurel de la bande. La largeur intervient également car elle offre plus ou moins de surface impactée et augmente les bras de leviers des couples déstabilisants dans le cas des bandes très larges. L'objectif de stabiliser la bande revient à rendre  $R_{\text{aero}}$  supérieur à -1.

Le phénomène de divergence n'apparaît pas dans toutes les tours et semble être étroitement lié à la géométrie des buses de soufflage. Jusqu'à présent, il a été essentiellement observé dans les tours dont les jets refroidissants sont issus d'orifices simples. Une publication faite par **Renard et Al. [8]** témoigne néanmoins d'observation de divergence en torsion dans des tours munies de jets plans.

Il a été vérifié que le phénomène constaté est bien une divergence et non un simple déséquilibre dû à une éventuelle dissymétrie de soufflage. En effet lorsque la bande se met en divergence, un simple contact lui fait prendre une position de torsion opposée prouvant qu'elle n'est plus dotée d'aucun couple de rappel.



**Fig. 18** Photo d'une bande d'acier en divergence vue au travers des rampes de soufflage

### II.3.6) Flottement des bandes d'acier

Si le terme d'amortissement de l'équation (II.3.47) est positif (2ième terme) le système est stable : il reviendra à sa position de repos s'il est perturbé car l'énergie de son mouvement sera dissipée. Par contre, si ce terme est négatif le système est instable et au lieu de dissiper l'énergie de la bande, l'écoulement lui en fournit davantage, ce qui augmente l'amplitude de ses oscillations de façon exponentielle. Cependant contrairement au cas des ailes d'avion par exemple, la bande ne va pas jusqu'à la rupture car la géométrie confinée des sections de refroidissement limite l'amplitude des oscillations. Elle reste ainsi dans un mouvement de grande amplitude auto-entretenu en heurtant parfois alternativement les gaines de soufflage. Ces oscillations se font dans la plupart des cas selon le mode (0,2). Cependant récemment d'autres modes ont été observés de types transversaux. Leur amplitude augmente avec la puissance de soufflage.

## II.4) Etat de l'art des études d'interactions jets-plaque

### II.4.1) Introduction

Le flottement de bande est aujourd'hui un problème clef pour tous les concepteurs d'équipement thermiques pour les aciers, il fait par conséquent l'objet de nombreuses études de recherche industrielle. Cependant pour des raisons de concurrence, peu de publications ont été faites sur la stabilité aéroélastique des bandes. C'est pourquoi cette étude bibliographique synthétise d'une part des articles traitant de vibrations de bande mais également des travaux portant sur l'étude des phénomènes aérodynamiques liés à l'impact de jets. Il est en effet nécessaire d'avoir une bonne connaissance des distributions de pression pariétales pour comprendre l'origine des instabilités.

Cette étude bibliographique se divise donc de la façon suivante : On traitera tout d'abord des différentes études portant sur les vibrations de bande et les moyens existants pour les limiter. Les articles sur ce sujet étant peu nombreux il convient d'en extraire le maximum d'informations. Dans une deuxième partie on donnera quelques généralités sur les jets libres et impactants qui seront utiles pour comparer quantitativement différents jets entre eux dans les résultats présentés au **Chapitre IV**. On introduira plusieurs termes qui seront beaucoup utilisés par la suite et on décrira brièvement la façon dont certains paramètres affectent la dynamique de l'écoulement, particulièrement pour l'impact de batteries de jets axisymétriques. Enfin quelques résultats de transferts convectifs seront donnés, notamment les paramètres géométriques optimaux utilisés en industrie, qui constituent des points de repères pour la conception du banc et le reste de l'étude.

### II.4.2) Moyens existants pour éviter ou limiter les instabilités

De nombreux moyens ont déjà été mis en œuvre dans le but d'empêcher ou limiter les instabilités aéroélastiques des bandes, cependant aucun d'entre eux n'a pour l'instant résolu le problème de façon totale. Certains méritent néanmoins d'être cités afin de mieux comprendre les phénomènes mis en jeu.

#### II.4.2.a) Les rouleaux stabilisateurs

Cette technique est très utilisée dans la plupart des sections de refroidissement rapide et parfois également dans les brins descendants des tours APC. Il s'agit de mettre en place un dispositif de rouleaux au milieu des tours afin de réduire la longueur de bande libre ainsi que l'amplitude de leurs ventres de vibration. Afin d'être certain que ces rouleaux bloquent bien les oscillations de bande, ils sont disposés de façon imbriquée (voir **Fig. 19**).

En effet, plus les tours sont hautes plus l'amplitude des vibrations peut être potentiellement élevée au niveau des ventres. Cette technique permet donc de réduire les amplitudes d'oscillation de façon conséquente mais n'empêche pas leur apparition. Dans le cas des modes longitudinaux, ils augmentent la fréquence d'oscillation proportionnellement à la diminution de longueur libre qu'ils créent (voir § **II.3.2.a**). Par ailleurs, leur coût de mise en place est élevé et ils imposent un contact avec la bande, ce qui les empêche d'être placés juste après la galvanisation par exemple. Grâce à l'expression (II.3.8) on sait que chaque nième mode longitudinal crée  $n$  nœuds de vibrations sur la hauteur libre de bande  $H$ . Ainsi pour une bonne efficacité il faut donc éviter de placer les rouleaux aux emplacements de nœuds des premiers modes de bande (les plus énergétiques).

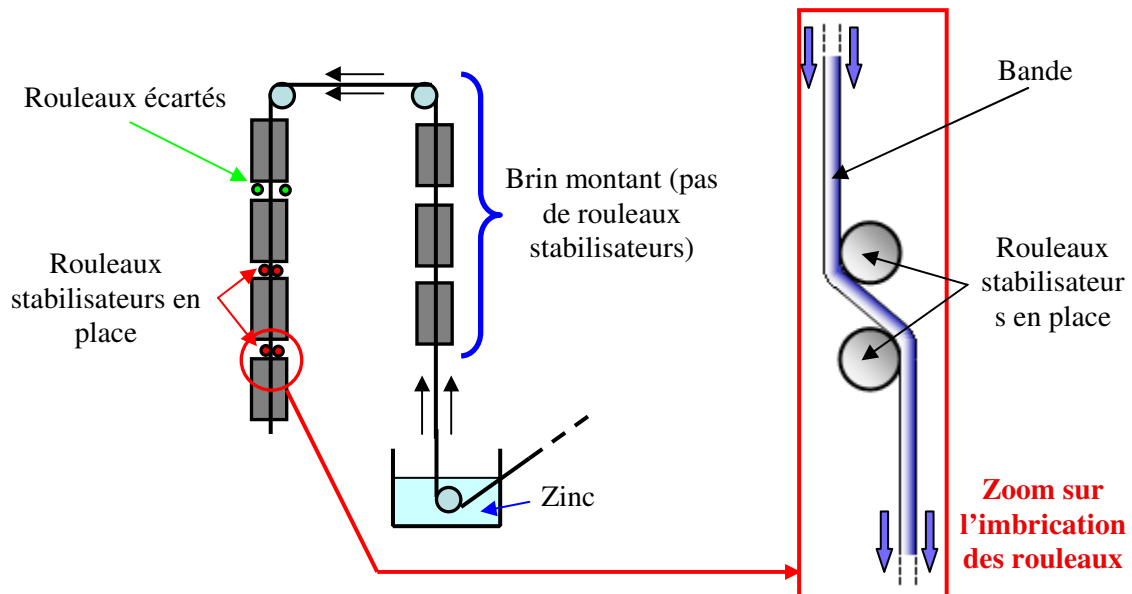
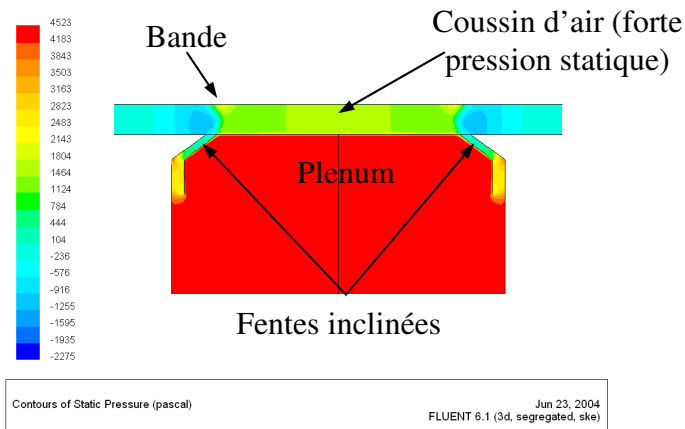


Fig. 19 Schéma de disposition de rouleaux stabilisateurs sur une tour de galvanisation

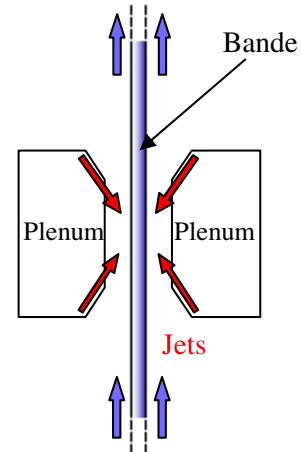
#### II.4.2.b) Stabilisation par coussins d'air « PAD »

Il s'agit de créer un coussin d'air entre la bande et le caisson de soufflage en utilisant des jets plans inclinés l'un vers l'autre et situés très proches de la bande. Ils permettent en soufflant à une vitesse élevée de confiner l'air entre les deux fentes et la bande ce qui crée une importante force de répulsion (voir **Fig. 20** et **Fig. 21**). En plaçant ce type de caisson de part et d'autre de la bande on peut en quelque sorte la « pincer » sans la toucher. Les PAD jouent donc le même rôle que des rouleaux stabilisateurs et participent de plus au refroidissement de la bande. Fives Stein propose cette solution stabilisatrice sur les brins montants des tours les plus critiques, juste après l'essorage.

Ainsi grâce à ses bonnes propriétés stabilisatrices, cette technologie a été utilisée en guise de refroidissement même si elle n'est pas optimisée pour les transferts de chaleur. Des fabricants tels que Drever (**Renard et Al. [8]**) placent une multitude de coussins d'air en série sur une grande hauteur de bande pour la refroidir, ce qui crée une configuration naturellement très stable (**Shimokawa et al. [5]** et **[6]**). L'inconvénient majeur de ce type de solution est son coût. En effet, ce dispositif n'étant efficace que très proche de la bande, il nécessite souvent un système de mise en place mobile qui est très onéreux. De plus ce système est clairement optimisé pour stabiliser la bande, mais il ne l'est pas pour les transferts de chaleur, ce qui implique un plus grand coût d'utilisation à long terme.



**Fig. 20 Simulation numérique de la pression de confinement d'un PAD (Fluent)**



**Fig. 21 Schéma de disposition d'un système de stabilisation « PAD »**

### II.4.2.c) Stabilisation par effet électromagnétique

Ce type de système tend à se généraliser sur le brin montant des tours de refroidissement des dernières lignes de galvanisations destinées à fournir des bandes pour l'industrie automobile. Le stabilisateur électromagnétique se positionne directement après l'essorage où il joue le même rôle que celui des PAD (voir **Fig. 22**). Son principe est notamment décrit dans l'article de **Juergens et Behrens** (rèf. [10]), il s'agit de plusieurs inducteurs produisant une force électromagnétique normale à la bande, qui est ajustée en fonction de sa largeur.

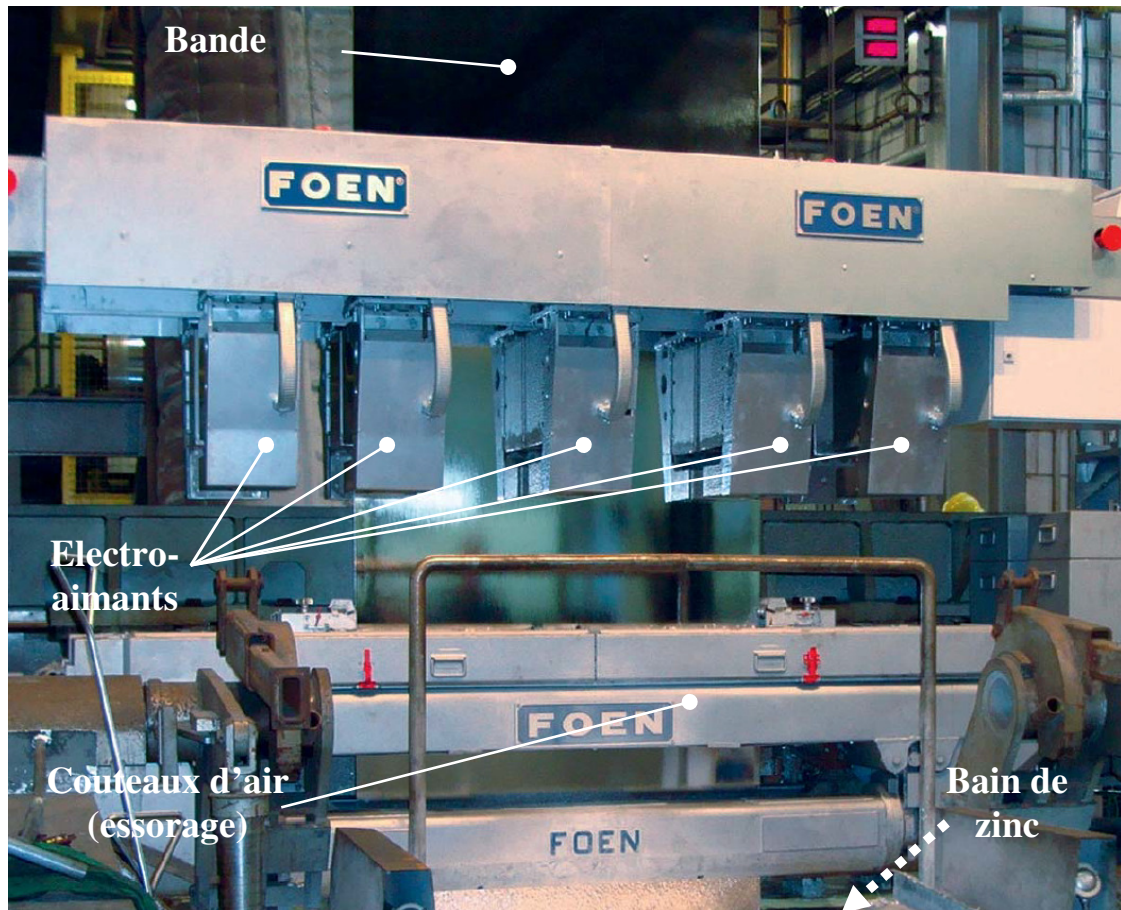


Fig. 22 Stabilisateur électromagnétique « DEMCO system » de SMS group (brochure commerciale de SMS Siemag, SMS group)

Une autre solution de stabilisation très simple consisterait à placer de gros aimants permanents sur les bords de la bande (voir Fig. 23). Cependant pour une bonne efficacité, cette technique nécessiterait de maintenir en permanence les aimants à une faible distance des bords de la bande (10 à 20 mm) quelle que soit sa largeur, ce qui impliquerait un suivi de rive adaptatif qui peut être onéreux.

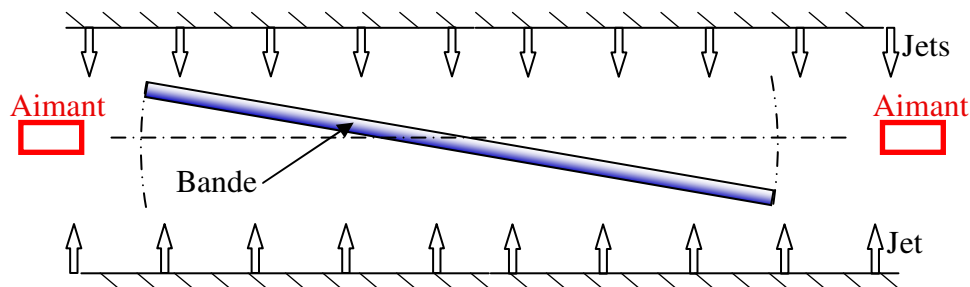


Fig. 23 Schéma de disposition d'aimants pour dissiper l'énergie des oscillations de bande

#### II.4.2.d) Augmentation artificielle de raideur

On retrouve communément deux techniques différentes pour augmenter la raideur des bandes. La première consiste à vriller la bande en plaçant volontairement les rouleaux du haut



et du bas des tours avec un léger angle l'un par rapport à l'autre. Ce qui induit une raideur de bande en torsion.

La deuxième méthode consiste à appliquer à la bande une pression de ventilateur non homogène sur la hauteur de la tour afin de placer la bande en contrainte en forme de « S ».

Ces techniques peuvent améliorer les conditions de vibration en fonction des cas et être inutile dans d'autres. L'efficacité de telles méthodes n'est pas prouvée, le secret industriel empêche d'en savoir davantage.

#### **II.4.2.e) Bilan sur les moyens existants**

On peut remarquer que la plupart de ces techniques ont pour but d'augmenter la raideur structurelle des bandes ce qui n'a d'effet que sur la divergence. Cependant lorsqu'une instabilité de flottement survient, aucune solution fiable n'a encore été mise au point afin de dissiper l'énergie des oscillations. Pour l'instant il est uniquement possible d'en limiter l'amplitude en pinçant la bande par exemple. En pratique, les ingénieurs de mise en route des lignes examinent les cas d'apparition des flottements sur le terrain et donnent des consignes aux opérateurs pour baisser la puissance de soufflage lors des cas critiques.

Toutes ces observations tendent à montrer que pour contrôler de façon efficace les problèmes d'aéroélasticité des bandes d'acier, il est nécessaire de connaître tous les paramètres influents afin d'adapter les conditions de ligne aux bandes cas par cas. On constate également que les conditions de défilement des bandes ne permettent que très peu d'actions directes pour empêcher les instabilités. C'est pourquoi cette étude se focalise sur la géométrie de soufflage des jets qui est quant à elle facilement modifiable.

#### **II.4.3) Vibrations et instabilités de bandes impactées par des jets**

**Antoine et al. [9]** ont étudié les oscillations auto-entretenues d'une plaque plane impactée perpendiculairement par un jet d'air. L'étude porte sur la mesure ainsi que la modélisation analytique de l'amortissement ajouté par un jet plan et par un jet axisymétrique. Dans cette étude, la plaque oscille dans un mouvement de pompage perpendiculairement à l'axe du jet et la distance d'impact moyenne varie entre  $h/D = 0$  à  $h/D = 1.5$  dans le cas du jet circulaire et  $h/D = 0$  à  $h/D = 4$  dans le cas du jet plan. L'étude prouve l'existence d'une instabilité pour des distances jet-plaque inférieures à une distance critique de  $h/D = 0.4$  dans le cas du jet circulaire et  $h/D = 1$  dans le cas du jet plan. Un modèle analytique est proposé pour l'amortissement ajouté par le jet dans les deux configurations. Ce modèle est obtenu à partir des équations d'Euler et de Bernoulli et aboutit aux mêmes hauteurs d'impact critiques que les mesures expérimentales.

Cette étude est la plus approfondie qui ait été publiée sur le sujet. Elle manque cependant de beaucoup de paramètres pour permettre de comprendre le phénomène dans sa globalité. En effet, seul le mouvement de pompage de la plaque perpendiculairement à l'axe du jet est étudié, or les modes de vibration d'une bande industrielle entraînent des angles différents et des mouvements plus proches de la torsion que du pompage qui impliquent eux aussi des instabilités aéroélastiques. De plus un seul jet est étudié ici, or l'écoulement dû à plusieurs jets impactants côtes à côtes d'une vraie tour industrielle crée un écoulement complètement différent dans lequel le modèle analytique proposé dans cette étude n'est pas valable.

C'est pourquoi cette thèse se penche sur l'étude de l'aéroélasticité de multiples jets impactant une plaque pouvant osciller en rotation avec par conséquent un angle variable par rapport à l'axe des jets, qui s'avère être un critère important pour la stabilité de plaque.

**Renard et al [8]** ont quant à eux construit un caisson de refroidissement industriel à l'échelle 2/3 dans le cadre d'une recherche d'optimisation du refroidissement par jets de gaz afin d'éviter les vibrations de bande dans le cadre d'une collaboration entre les entreprises Arcelor Mittal Maizière Research et Drever International. Les tests sont faits sur de vraies bandes d'acier dont la largeur et l'épaisseur sont variables. Les jets refroidissants sont issus de fentes plus larges que les bandes. Les déplacements de la bande sont mesurés en trois endroits à l'aide de capteurs lasers et différents paramètres sont variés tels que la vitesse de rotation des ventilateurs, la pression des plenums, la traction de bande entre les rouleaux ainsi que la vitesse de ligne.

Peu de résultats sont donnés dans cette publication, si ce n'est le fait déjà connu que l'amplitude des oscillations augmente avec la vitesse de soufflage des jets ainsi que la vitesse de ligne n'influe pas sur l'amplitude d'oscillation. On apprend également qu'ils ont trouvé une combinaison de paramètres permettant de réduire l'amplitude d'oscillation, cependant ils ne précisent volontairement pas laquelle. Enfin les mesures de vibration de bande ne donnent pas assez d'éléments pour déterminer quels modes sont excités.

**Renard et Al. [11]** ont effectué une étude expérimentale et numérique dans le but de trouver une configuration de soufflage qui soit à la fois optimale en transferts thermiques et en stabilité de bande. Cette publication décrit très en détail les dispositifs expérimentaux utilisés ainsi que la bonne validité des résultats mais ne donne aucun résultats exploitables pour des raisons de confidentialité. Les informations qui peuvent tout de même en être tirées sont que l'utilisation de pads (coussins d'air) permet de réduire l'amplitude des déplacements de la bande lorsqu'ils sont placés à une faible distance de celle-ci.

Les études de **Shimokawa et al. ([5] et [6])** montrent de façon théorique et expérimentale que l'utilisation de coussins d'air permet de créer une force aérodynamique sur la bande qui évolue de façon inversement proportionnelle à la distance d'impact. Ceci crée donc une raideur aéroélastique bénéfique à la stabilité de la bande. Les coussins d'air se présentent ainsi comme un bon moyen de palier aux rouleaux stabilisateurs tout en ayant l'avantage de ne pas entrer en contact avec la bande. Ils permettent ainsi de réduire localement l'amplitude des vibrations.

Cela ne règle toutefois pas le problème des oscillations auto entretenues. En effet, la bande ainsi raidie n'en oscille que plus rapidement sans être toutefois plus amortie. Les coussins d'air, aussi appelés des Pads sont néanmoins très utilisés dans l'industrie mais privilégient largement la stabilité de bande sur le refroidissement ce qui coûte cher.

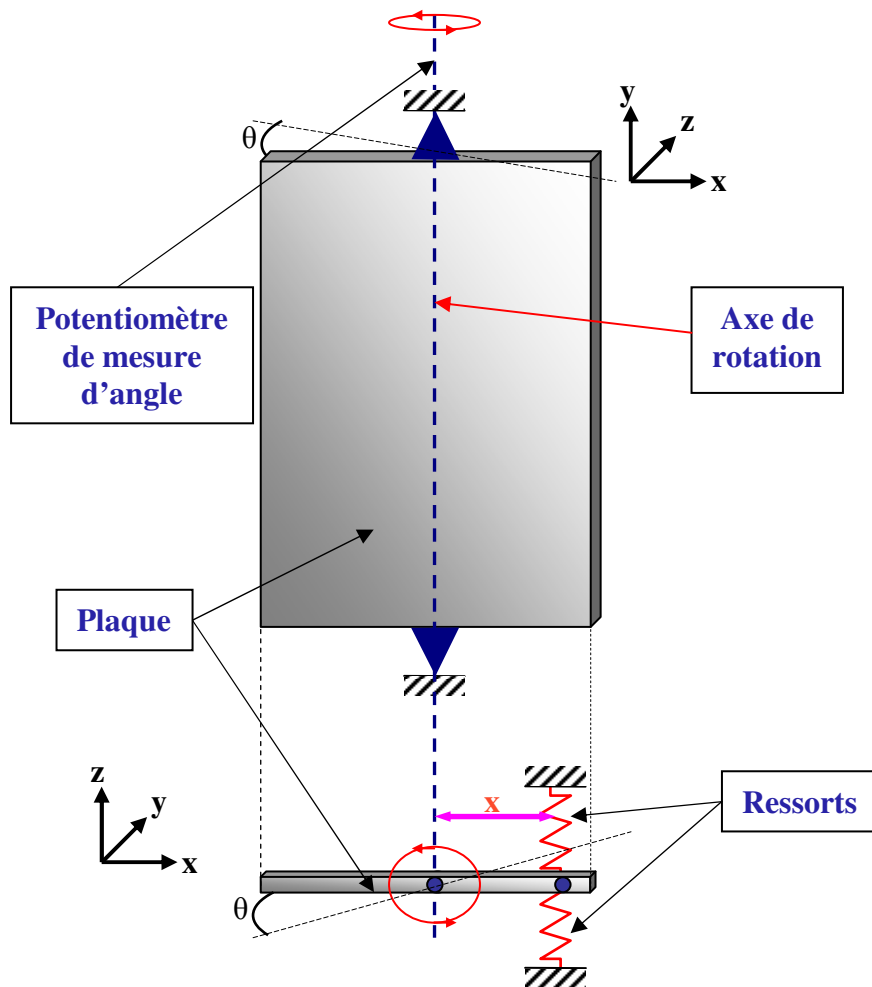
## II.4.4) Collaboration IAT / Fives Stein

### II.4.4.a) Description de l'étude

Un travail expérimental a été effectué sur le sujet des instabilités aéroélastiques des bandes d'acier dans les tours de refroidissement dans le cadre d'une première collaboration entre Fives Stein et l'IAT entre 2003 et 2007 en amont de cette thèse qui en est la continuité. Ce paragraphe décrit brièvement les résultats de ces travaux menés par **C. Regardin** et **E. Szechenyi**, qui seront utilisés dans ce travail de thèse. D'autres précisions sur ces travaux peuvent être trouvées dans les **réf. [1], [12], [13] et [14]** (la **réf. [1]** peut être lue en annexe B).

Une maquette dynamiquement similaire d'une section de refroidissement a été construite à l'échelle 1/2. Ce banc est constitué d'une part d'un ensemble de conduits aérauliques qui alimentent des rampes de soufflage dont la géométrie est strictement conforme aux rampes industrielles et d'autre part d'une plaque rigide libre en rotation autour de son axe médian et maintenue par des ressort qui simulent la bande d'acier défilante (voir **Fig. 24**). Cette plaque et sa suspension sont conçues pour reproduire le comportement dynamique du mode (0,1b) de la bande d'acier. Les paramètres de similitude permettent de respecter la gamme de vitesses réduites de fonctionnement industriel ainsi que le rapport d'inertie entre la plaque et le volume d'air issu des jets. Le nombre de Reynolds est quant à lui plus bas que celui du soufflage industriel mais l'étude démontre qu'il n'a aucune influence sur la stabilité de bande.

La hauteur du banc est choisie pour prendre en compte un nombre significatif de rampes de soufflage, en l'occurrence 11 rampes de part et d'autre de la plaque.



**Fig. 24** Schéma du maintien de la bande rigide du banc d'essai

La plaque est poussée contre les buses puis lâchée afin de pouvoir mesurer ses raideurs et amortissements structurels lors de ses oscillations. La même expérience est ensuite effectuée avec le soufflage des jets ce qui permet de mesurer leur raideur et amortissement aéroélastiques. Ces essais sont reproduits en faisant varier les paramètres suivants :

La géométrie des buses

La distance d'impact ( $h/D$ )

La fréquence propre de la plaque en rotation

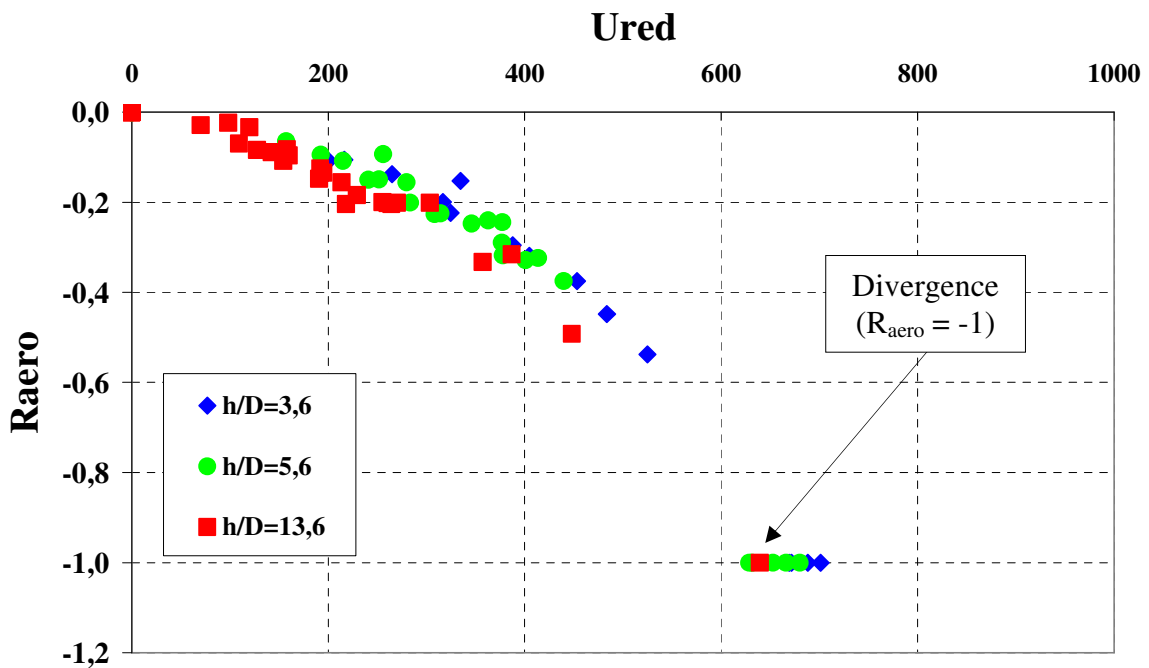
La vitesse des jets

Le confinement des jets

On définit la vitesse réduite de cette façon :

$$U_{\text{red}} = \frac{U}{f_n \cdot h} \quad (\text{II.4.1})$$

La **Fig. 25** montre la raideur aéroélastique mesurée pour une géométrie d'orifices simples à différentes distances d'impact  $h$  et différentes fréquences propres de plaque. On note que les courbes décroissent toutes vers  $R_{\text{aero}} = -1$ , c'est à dire la divergence. Le fait que les courbes se recoupent confirme la pertinence d'utiliser  $h$  dans la définition de la vitesse réduite.



**Fig. 25** Raideur aéroélastique en fonction de la vitesse réduite (géométrie de buse : orifices simples)

#### II.4.4.b) Géométrie et inclinaison des buses

La **Fig. 26** montre les différentes géométries de buse testées.

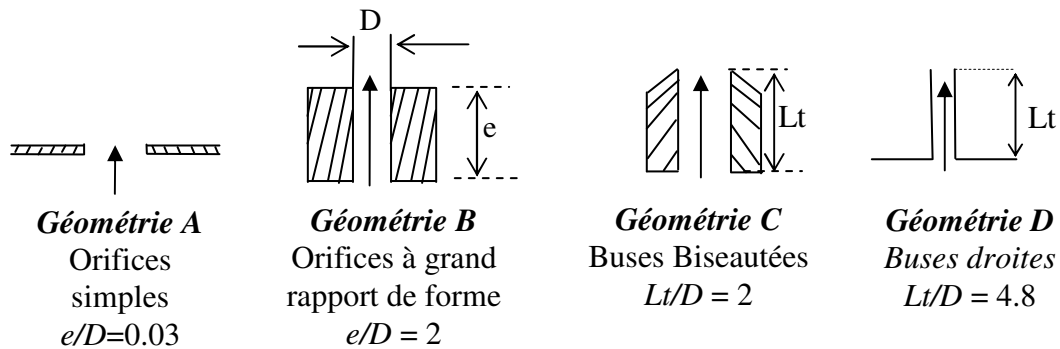


Fig. 26 Différentes géométries de buse testées

La Fig. 27 montre les deux différentes inclinaisons de jet qui ont été testées. L'angle  $\beta$  correspond à une inclinaison verticale des buses et l'angle  $\alpha$  à une inclinaison horizontale.

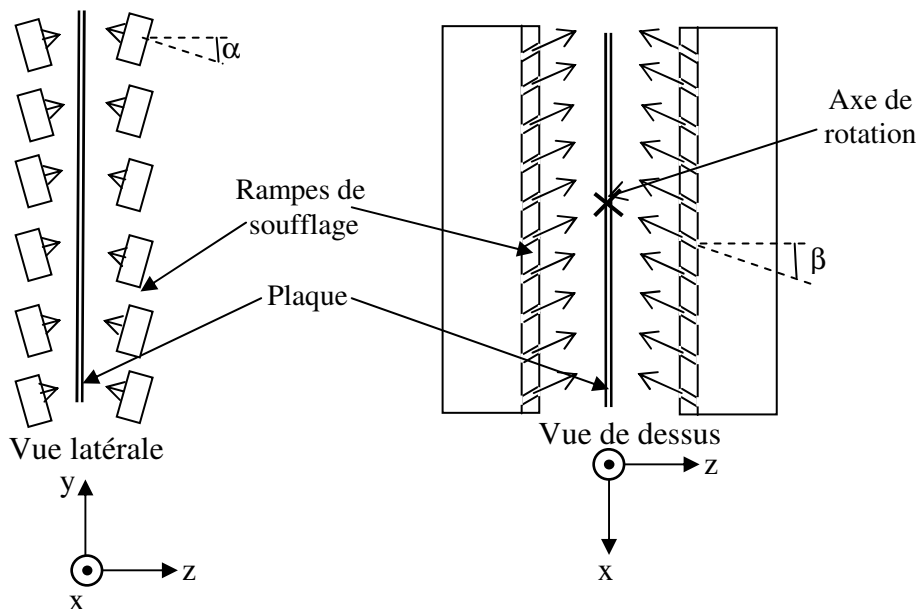


Fig. 27 Différentes inclinaisons des jets

L'évolution de la raideur aéroélastique en fonction de la vitesse réduite est montrée sur la Fig. 28 pour toutes les géométries de soufflage. On voit que les géométries A et B, entraînent une divergence de bande, cependant celle-ci survient à une vitesse réduite plus grande pour la géométrie B. La géométrie D ne crée pas de divergence dans la gamme de vitesses réduites observées mais a tout de même une raideur aéroélastique décroissante en fonction de la vitesse réduite, tandis que la géométrie C crée une raideur aéroélastique invariablement nulle sur la plaque. Enfin, si on incline horizontalement les buses B et C d'un angle  $\alpha = 12^\circ$ , la raideur aéroélastique devient alors positive et croissante en fonction de la vitesse réduite (de façon remarquablement plus marquée pour la géométrie B). Ces deux dernières configurations sont « auto-stables » en raideur.

Ces résultats démontrent que la raideur aéroélastique est très dépendante de la géométrie de buse. La configuration la plus stable est la géométrie B inclinée d'un angle  $\alpha = 12^\circ$ .

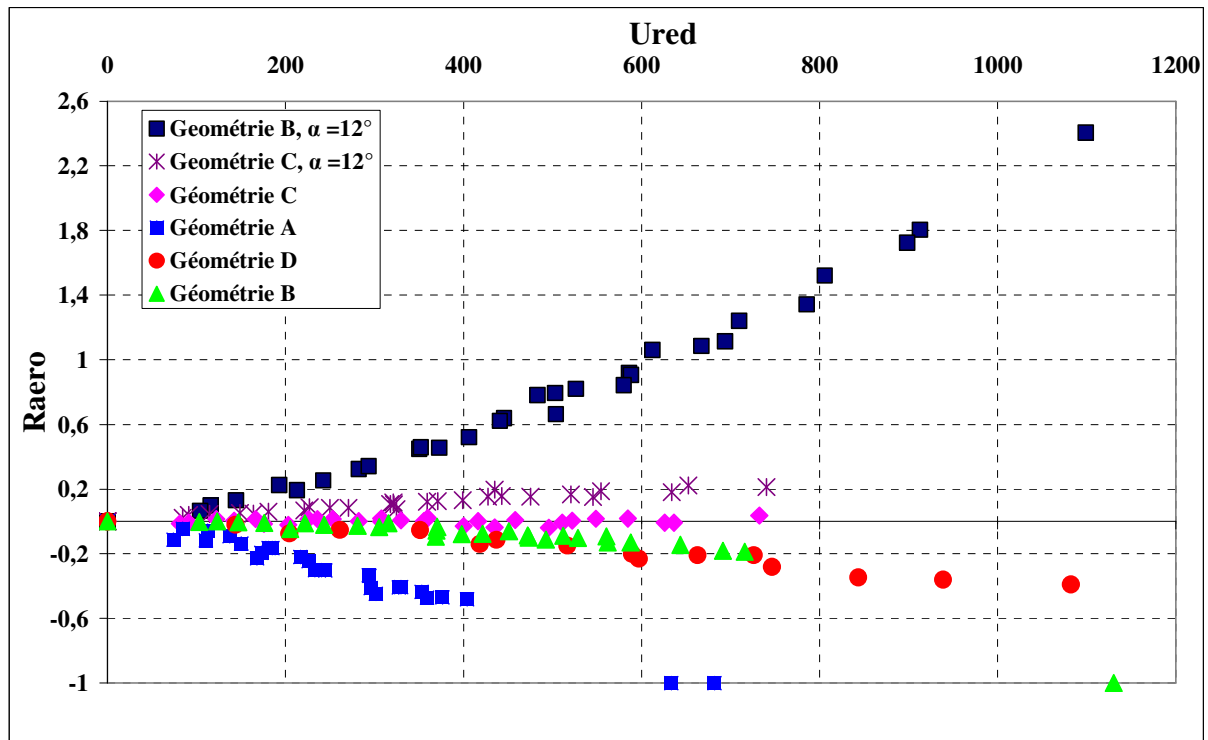
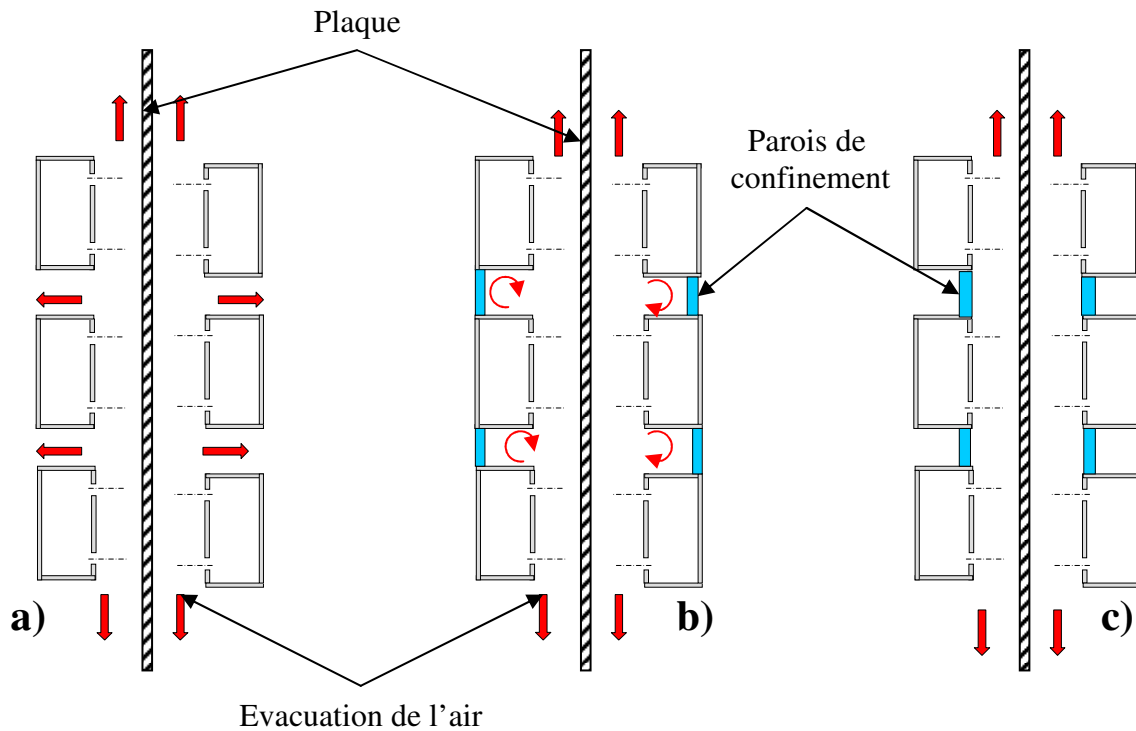


Fig. 28 Raideur aéroélastique en fonction de la vitesse réduite (géométrie de buse : orifices simples)

#### II.4.4.c) Confinement des jets

Le confinement d'un jet est un paramètre qui possède une influence importante sur l'écoulement d'une batterie de jets puisqu'il conditionne la façon dont le débit d'air s'évacue après l'impact. On appelle « paroi de confinement » la paroi d'où les jets sont issus. Plus celle-ci est proche de la plaque, plus le confinement est important. Par conséquent, ce facteur a une influence particulièrement grande pour les géométries A) et B). Les géométries C) et D) laissent quant à elles plus d'espace entre l'orifice de sortie et la paroi de confinement. La **Fig. 29** schématise trois cas de confinement différents qui ont été testés. Le cas a) correspond au cas industriel, le cas b) comporte une plaque de confinement à l'arrière des rampes de soufflage, ce qui laisse un grand espace pour le retour des jets après l'impact, néanmoins, les jets ne peuvent s'évacuer par l'arrière. Enfin, le cas c) correspond au cas de confinement maximum.



**Fig. 29** a) Aucun confinement entre les rampes de soufflage ; b) Confinement à l'arrière de rampes ; c) Confinement à l'avant des rampes

Les **Fig. 30** et **Fig. 31** montrent respectivement l'évolution de  $Ra_{ero}$  et  $\zeta_{aero}$  en fonction de la vitesse réduite pour la géométrie A) avec un confinement à l'avant des rampes de soufflage. L'évolution de  $Ra_{ero}$  montre deux cas de figure différents :

1) On donne une petite perturbation à la plaque : Dans ce cas on mesure une valeur de  $Ra_{ero}$  croissante en fonction de  $U_{red}$ , ce qui en fait une configuration auto-stable. On mesure un amortissement aéroélastique croissant également comme on le voit sur la **Fig. 31**.

2) Une donne à la plaque une perturbation plus grande et celle-ci diverge directement. Ce cas est donc instable aux grandes amplitudes, ce qui est un cas différents de tous les autres.

Lorsque le confinement tels qu'il est schématisé sur les **Fig. 29a)** et **Fig. 29b)**, La bande diverge aux petites amplitudes autour de  $U_{red} = 300$ . Ainsi, la présence du confinement devant les rampes de soufflage permet de stabiliser la bande.

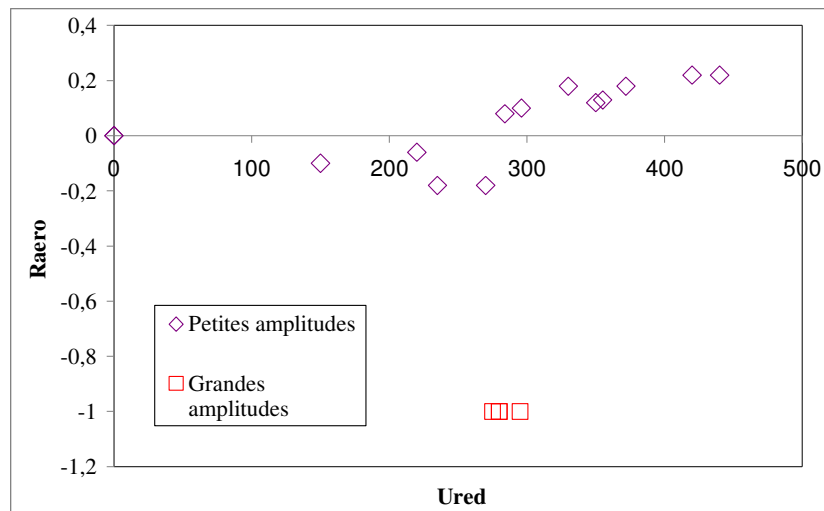


Fig. 30  $Raero$  en fonction de  $U_{red}$  aux petites et grandes amplitudes

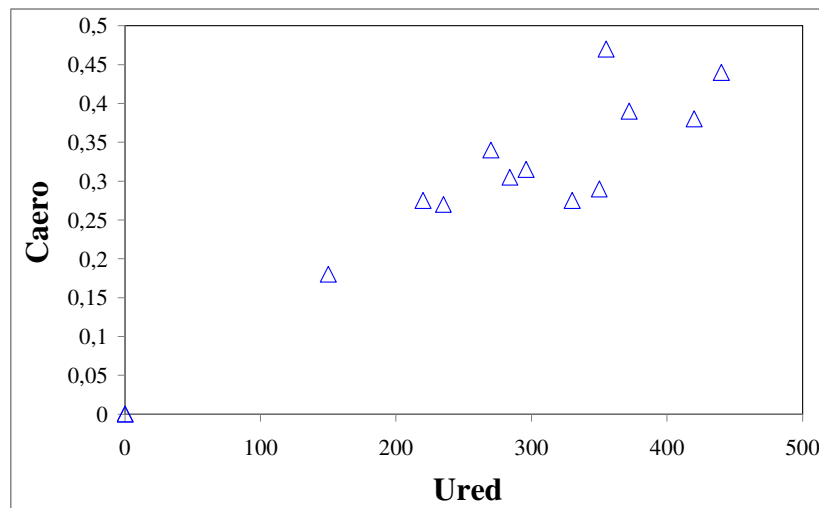


Fig. 31  $Caero$  en fonction de la vitesse réduite aux petites amplitudes

#### II.4.4.d) Synthèse des résultats

Le **Tableau 2** synthétise la plupart des résultats obtenus par ces essais en indiquant la présence ou non d'une divergence ou d'oscillations auto-entretenues et, le cas échéant la vitesse réduite à laquelle ils apparaissent. La mention « extrapolation » indique que le point a été obtenu par extrapolation des courbes de mesure.

Cette synthèse montre que l'inclinaison des buses selon l'angle  $\beta$  a très peu d'influence sur la raideur par rapport à  $\alpha$ . La configuration 2 est une modification rapide de la géométrie A à laquelle on a simplement ajouté un cylindre qui obstrue légèrement le jet dès sa sortie d'orifice. Ce montage très simple permet de retarder l'apparition de la divergence (à  $U_{red} = 1000$  au lieu de 650).

Concernant l'amortissement aéroélastique, très peu de configurations ont mis en évidence des phénomènes de flottement car la plupart des configurations créent des amortissements aéroélastiques positifs. Quelques cas ont toutefois été observés dans lesquels la plaque entre dans un mouvement d'oscillations auto-entretenues de grande amplitude (configurations 1 ; 2 et 5). Ces oscillations ont à chaque fois été observées lors des vitesses réduites proches de la divergence, ce qui indique un changement brusque du comportement aéroélastique de la



plaque. Ce type de mesure est malheureusement difficile à effectuer dans ces conditions car lorsque la bande est proche de la divergence, sa fréquence propre est presque nulle et par conséquent la plaque n'oscille quasiment plus. Ceci rend difficile la mesure d'un amortissement.

Config	Paramètres testés	Vitesse réduite d'apparition de la Divergence	Vitesse réduite d'apparition d'oscillations
1	Géométrie A	650	600
2	Géométrie A + cylindre en sortie de buse	1000	700
3	Géométrie C	Aucune observée	Aucune observée
4	Géométrie C + $\beta = 12^\circ$	Aucune observée	Aucune observée
5	Géométrie A + $\alpha = 12^\circ$	650	600
6	Géométrie B	1100	Aucune observée
7	Géométrie B + $\beta = 12^\circ$	Aucune	Aucune
8	Géométrie D	1600 (extrapolation)	Aucune observée
9	Géométrie D + Confinement arrière des rampes	2000 (extrapolation)	Aucune observée
10	Géométrie C + $\alpha = 12^\circ$	1800 (extrapolation)	Aucune observée
11	Géométrie C + $\alpha = 12^\circ$ + Confinement arrière des rampes	1650 (extrapolation)	Aucune observée
12	Géométrie C + $\beta = 12^\circ$	Aucune	Aucune

**Tableau 2 : Synthèse des résultats obtenus**

La **Fig. 32** présente ces mêmes résultats sur un diagramme de phase, ce qui donne une autre approche des résultats et permet une plus ample analyse de stabilité. Les points auxquels l'amortissement aéroélastique est négatif sont placés à l'exact opposé de l'amortissement structural. En effet, la présence d'oscillations auto-entretenues indique que l'amortissement structural est exactement compensé par l'amortissement aéroélastique. Les configurations auto-stables (4 et 7) ont des amortissements et raideurs aéroélastiques croissants en fonction de la vitesse réduite et ont des phases comprises entre  $0^\circ$  et  $90^\circ$ .

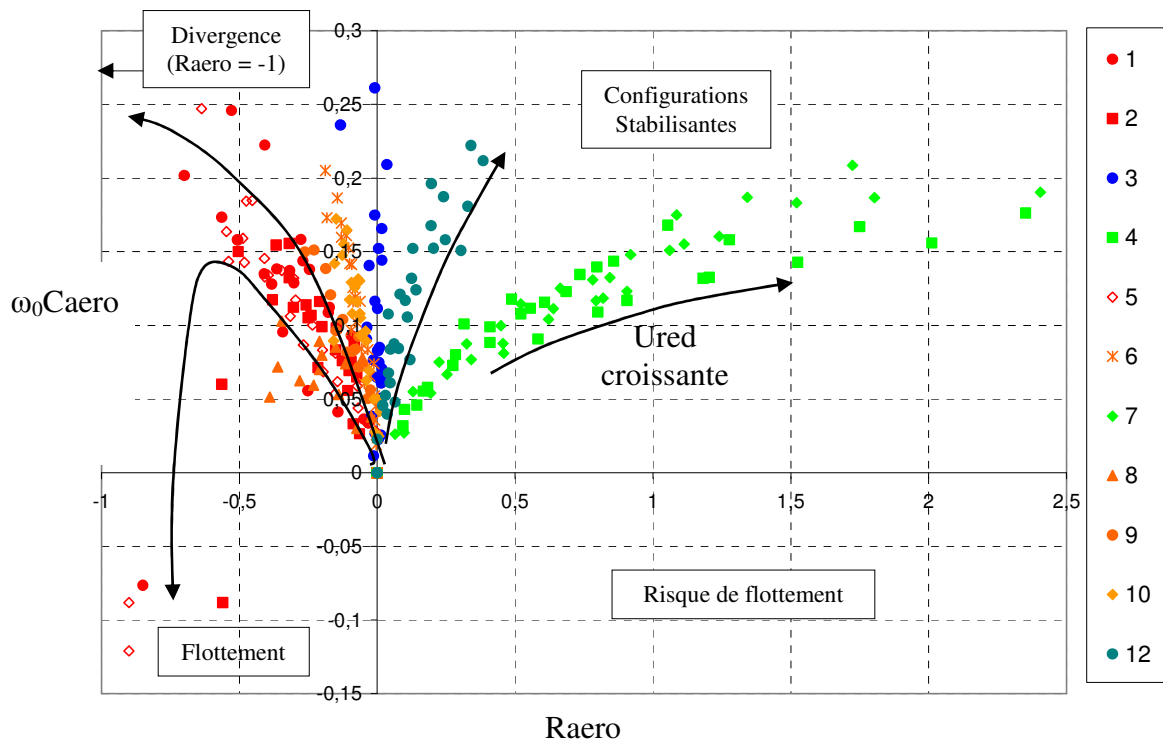


Fig. 32 Diagramme de phase des différentes configurations

#### II.4.4.e) Conclusions de ces travaux

Le comportement aéroélastique de la plaque s'avère très sensible à la géométrie de buse ainsi qu'à leur angle d'inclinaison horizontal  $\alpha$ . Ces travaux ont permis de trouver plusieurs configurations auto-stables en raideur qui permettent de s'affranchir du problème de la divergence. Toutefois, la difficulté d'investigation sur les cas de flottements limite les connaissances concernant l'amortissement aéroélastique.

Les résultats obtenus avec différentes configurations de soufflage indiquent de nombreuses pistes de compréhension mais ne donnent pas encore de claires explications concernant l'origine des instabilités. Celles-ci sont sensibles à de très légers détails géométriques (longueurs des buses, biseaux, etc...) qui pour plus de compréhension nécessite une investigation des phénomènes aérodynamiques liés à l'impact des jets.

On a pu percevoir les limites du banc d'essai imposées par les grandeurs structurelles. Il est en effet impossible avec un tel montage de faire des mesures lorsque la plaque a divergé ainsi que lorsque l'amortissement est totalement annulé. Or la constante augmentation des vitesses de soufflage dans les tours industrielles nécessite une gamme de vitesse réduite plus large pour pouvoir désormais simuler les nouvelles sections de refroidissement. L'autre limite se situe sur le manque de connaissance des efforts aéroélastiques dus à l'impact des jets.

Ce travail de thèse se base sur ces deux points comme départ pour la conception d'un nouveau banc pour poursuivre cette étude. La fin de ce chapitre présente sur une étude bibliographique sur les effets aérodynamiques des jets libres et impactants qui sera utile pour la suite des travaux.

## II.4.5) Dynamique des jets libres turbulents

### II.4.5.a) Définition des jets turbulents

Mc Naughton et Al. [15] ont distingué quatre différentes natures de jet (dans le domaine incompressible) :

Les jets laminaires dissipés  $Re < 300$ . Dans ce cas les forces visqueuses ne sont pas négligeables par rapport à celles d'inertie et le jet se diffuse très rapidement dans l'air ambiant.

Les jets pleinement laminaires  $300 < Re < 1000$ . Dans ce cas il n'y a pas de diffusion notable du jet dans l'air ambiant.

Les jets transitionnels  $1000 < Re < 3000$ .

Les jets pleinement turbulents  $Re > 3000$ .

Ces résultats sont confirmés par Cederwell [16]. Cependant Gardon et Carbonpue [17] affirment que les jets ne deviennent pleinement turbulents qu'à partir de  $Re > 14000$ . La raison de ce grand désaccord ne peut être obtenue par les informations contenues dans cette référence. Néanmoins dans la présente étude, les jets étudiés ont un nombre de Reynolds d'au moins 14200. En industrie, le nombre de Reynolds peut atteindre 120200 dans certaines sections de refroidissement rapide. Ainsi par la suite, l'accent sera porté sur les jets pleinement turbulents.

### II.4.5.b) Généralités

Le développement d'un écoulement de jet libre se fait toujours en trois régions distinctes, qu'il soit laminaire ou turbulent. Chacune de ces régions peut faire l'objet d'une étude à part entière, il convient donc dans un premier temps de définir chacune d'elles séparément. La **Fig. 33** schématise ces trois zones. La première zone appelée « zone d'établissement » correspond à celle où le jet possède un cœur potentiel. La deuxième appelée « région de transition » n'est pas clairement définie et n'existe pas pour tous les jets, elle ne sera pas traitée ici. La troisième enfin, appelée « zone de jet établi » correspond à la région où les profils de vitesse sont autosimilaires et la vitesse sur l'axe du jet est monotonement décroissante.

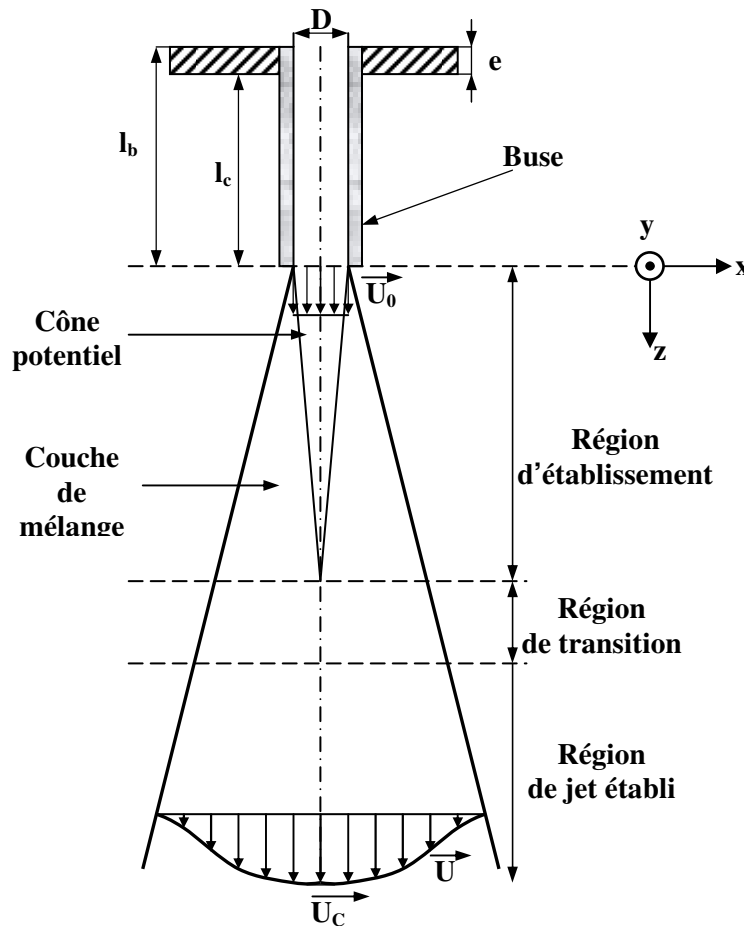


Fig. 33 Schéma d'un jet libre

### II.4.5.c) Région d'établissement

En débouchant dans un fluide au repos, le jet entraîne des particules fluides avec lui qui le ralentissent sur ses bords et créent une zone de fort gradient de vitesse que l'on nomme couche de mélange. Celle-ci s'épaissit en aval de la buse et augmente la section du jet. Au centre du jet cependant, la vitesse reste constante et égale à la vitesse initiale du jet. Cette portion est appelée « cône potentiel » et sa section diminue de façon inversement proportionnelle au grossissement du jet jusqu'à disparaître, marquant ainsi la fin de la région d'établissement. Cette région définit donc l'espace de développement d'un jet compris entre sa sortie de buse et la fin de son cône potentiel. Cette région peut être décomposée en plusieurs différentes sous régions qui ont chacune leur importance dans le développement du jet (voir Fig. 34). Ainsi les sous paragraphes qui suivent décrivent chacune d'entre elles.

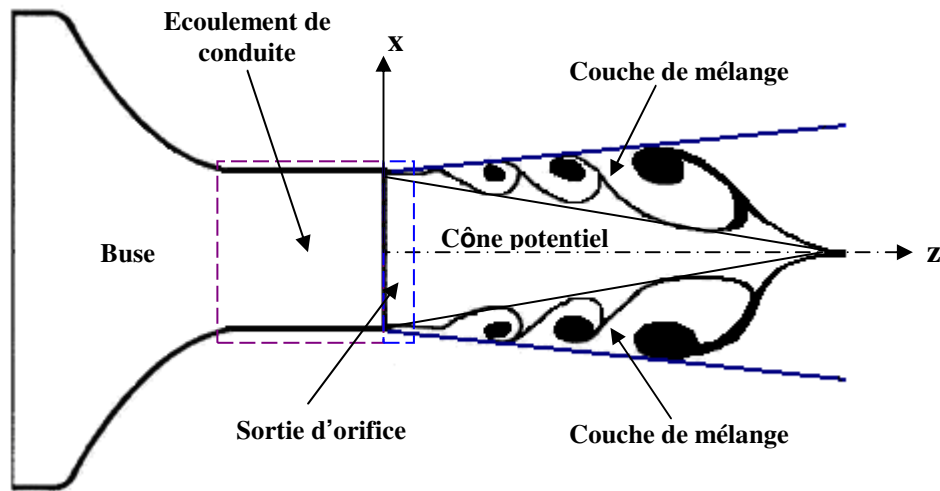


Fig. 34 Détail de la région d'établissement

#### II.4.5.c.1) Sortie d'orifice

Dès la sortie de son orifice, le champ de vitesse du jet dépend énormément de l'écoulement en amont dans la buse. Il est en général décomposable en deux parties : Une partie centrale dans laquelle le champ de vitesse est uniforme, et une autre partie située aux extrémités du jet et dans laquelle la vitesse tend très rapidement vers zéro. On nomme cette dernière zone « la zone de diffusion » son épaisseur dépend de la couche limite développée dans la buse avant que le jet ne se décharge.

Le profil de vitesse d'un jet en sortie de buse peut avoir différents aspects selon la longueur de la buse, son rapport de forme, si celle-ci est munie d'un convergent ou d'une entrée brusque, le nombre de Reynolds etc... Ces paramètres influencent le développement des couches limites aux parois de la buse aboutissant à l'établissement d'un écoulement de type poiseuille turbulent si le rapport de forme de la buse est suffisamment grand. Le profil de vitesse de sortie aura ainsi une forme parabolique plus ou moins aplatie en fonction du rapport  $\delta/D$  (voir Fig. 35). Les écoulements de buse pleinement turbulents donnent des profils aux formes beaucoup plus rectangulaires qu'en régime laminaire. En effet, la turbulence a tendance à aplatir les profils de vitesse en homogénéisant les écoulements par mélange. Le taux de turbulence du jet en sortie de buse est particulièrement important aux bords de l'orifice, à l'endroit des forts gradients de vitesse. Leur intensité conditionne la rapidité de diffusion et d'élargissement du jet.

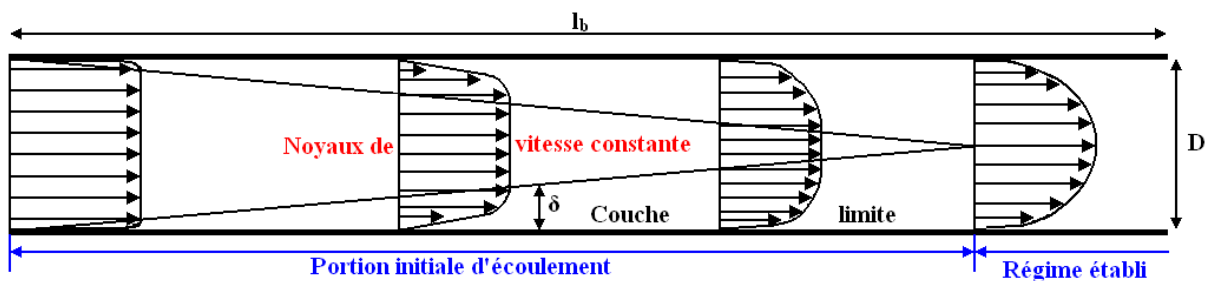


Fig. 35 Schéma du développement d'un écoulement au sein d'une conduite (ou d'une buse)

### II.4.5.c.2) Cône potentiel

En sortie d'orifice, la partie centrale du jet donne lieu à une zone dans laquelle la vitesse reste constante en aval de la buse. Cette zone ayant une forme de cône (ou de triangle dans les cas bidimensionnels), elle est appelée « cône potentiel ». La longueur du cône potentiel ( $L_{\text{cône}}$ ) est définie conventionnellement par la distance axiale entre l'orifice et le point où la vitesse au centre du jet est égale à 95% de la vitesse centrale initiale. Cette distance est très importante car elle définit la longueur de chaque zone de développement du jet. Par conséquent elle influence énormément les transferts de chaleur convectifs. On trouve dans la littérature beaucoup d'auteurs qui lui attribuent une valeur fixe, or il a été démontré que sa valeur n'est pas intrinsèque, elle varie en effet énormément en fonction de la géométrie de la buse, du confinement du jet, de son taux de turbulence et de sa différence de densité avec l'air ambiant. Elle varie entre environ  $4D$  et  $7,7D$ .

### II.4.5.c.3) Couche de mélange

La couche de mélange définit l'interface entre le jet et l'air au repos. Elle a la particularité de concentrer la plus grande partie de la vorticité de l'écoulement. Elle donne lieu à une turbulence pleinement établie qui amplifie les mélanges entre le jet et l'air au repos. Ainsi, comme son nom l'indique, cette interface joue un rôle majeur dans le phénomène de mélange et de diffusion radiale du jet.

### II.4.5.d) Région de jet établi

Il s'agit de la région dans laquelle la vitesse du jet sur son axe central se dissipe et où les profils de vitesse deviennent autosimilaires. Ils prennent une allure gaussienne et se confondent quelle que soit la distance à l'axe à condition d'adimensionnaliser toutes les vitesses par la vitesse du jet sur son axe et la distance axiale par l'abscisse à laquelle la vitesse du jet est égale à la moitié de sa vitesse centrale. Dans cette zone on peut considérer les jets comme des écoulements de type couche limite libre bidimensionnelle. En effet toutes les hypothèses suivantes sont remplies :

Un nombre de Reynolds relativement élevé (Effets inertiels prépondérants par rapport aux effets visqueux).

Une géométrie particulière favorisant une direction préférentielle pour l'advection et la diffusion.

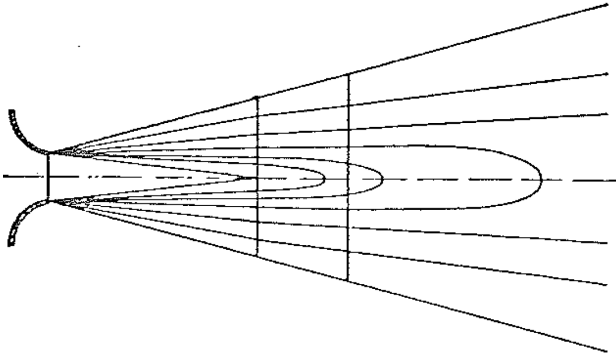
Le développement à même échelle de temps du transport convectif et du transfert diffusif.

Ces hypothèses sont également vérifiées pour les écoulements de sillages et de couche de mélange pure, ce qui leur confère de nombreuses analogies. Elles permettent ainsi, par la théorie de la couche limite de déterminer de nombreuses propriétés de l'écoulement.

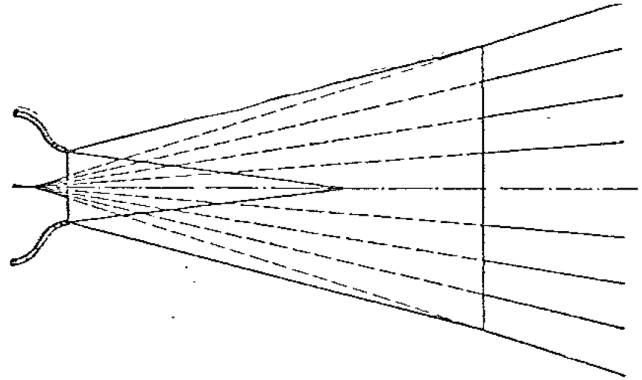
On peut notamment établir que la longueur de mélange d'un jet est constante sur une section transversale à sa direction d'écoulement (**Prandtl [18]**). Il en découle que la croissance de l'épaisseur d'un jet dans le sens de son écoulement est linéaire. Ces résultats sont vrais pour tous types de buses, que les jets soient plans ou axisymétriques, ils sont également les mêmes pour une couche limite sur plaque plane infinie, ou un écoulement de sillage car ils ont les mêmes propriétés d'autosimilarité.

Il est ainsi très facile de tracer les lignes d'iso-vitesse d'un jet turbulent. En effet, celles-ci dépendent seulement de la manière dont la vitesse est adimensionnée. Soit on l'adimensionne par la vitesse du jet dès sa sortie d'orifice ( $U_{0,c}$ ) et dans ce cas, les lignes d'iso vitesses ont des formes qui s'arrondissent après le cône potentiel (voir **Fig. 36**), soit on l'adimensionne par la

vitesse sur l'axe à chaque section transversale ( $U_c$ ) et dans ce cas les lignes sont droites et convergent toutes vers un point en amont de la buse appelé le pôle du jet (voir **Fig. 37**). Par conséquent si on choisit cette dernière façon de procéder, toute ligne tracée à partir des points où  $U = 0$  (aux parois de la buse) et allant vers l'infini dans le sens de l'écoulement est une ligne où la vitesse est constante.



**Fig. 36** Lignes de  $U/U_{c,0} = \text{cte}$



**Fig. 37** Lignes de  $U/U_c = \text{cte}$

Par la suite on appellera  $\delta(z)$  la distance radiale entre l'axe du jet et le point où  $U = 0$ .  $\delta(z)$  correspond ainsi à l'épaisseur de diffusion turbulente du jet. On sait ainsi que  $\delta(z)$  est linéaire, on a donc :

$$\delta(z) = \tau.z \quad (\text{II.4.2})$$

Où  $\tau$  est une constante que l'on nommera « taux d'expansion ». On a donc :

$$\tau = \frac{\partial \delta}{\partial z} \quad (\text{II.4.3})$$

Le fait que la linéarité de l'expansion d'un jet turbulent soit une propriété intrinsèque fait de  $\tau$  un excellent moyen expérimental pour comparer des jets issus de différents types de buses qui sera utilisé au chapitre IV. Les propriétés générales qui découlent de ceci sont résumées dans le **Tableau 3** pour différents types d'écoulements qui vérifient les hypothèses de couche limite libre.

Différentes caractéristiques des écoulements de couche limite libre en régime turbulent					
Type d'écoulement	Jet plan	Jet axisymétrique	Sillage plan	Sillage axisymétrique	Couche de mélange
Taux d'expansion	Cte	Cte	$U_{axe}(z)/U_{\infty}$	$U_{axe}(z)/U_{\infty}$	Cte
Loi d'épaisseur $\delta(z)$	$\sim z$	$\sim z$	$\sim z^{1/2}$	$\sim z^{1/3}$	$\sim z$
Vitesse $U_{axe}(z)$	$\sim z^{-1/2}$	$\sim z^{-1}$	$\sim z^{-1/2}$	$\sim z^{-2/3}$	/
Conservation de quantité de mouvement	$U_{axe} \cdot \delta = Cte$	$U_{axe} \cdot \delta^2 = Cte$	$U_{axe} \cdot \delta = Cte$	$U_{axe} \cdot \delta^2 = Cte$	/

Tableau 3 : Lois d'évolution des jets turbulents et écoulements similaires

#### II.4.5.e) Localisation et intensité de la turbulence

Les courbes établies par **Corrsin [19]** pour des jets axisymétriques (voir **Fig. 38a**) confrontent l'évolution des fluctuations turbulentes et de vitesse moyenne sur l'axe du jet en fonction de  $z$ . Ces courbes permettent de faire la nuance entre la turbulence induite par le développement du jet et sa turbulence initiale. Cette dernière n'influence d'ailleurs plus les propriétés du jet au-delà d'une distance  $z/D = 8$  qui correspond au point où la turbulence induite par le jet est maximale. On peut observer qu'en sortie d'orifice, la turbulence est beaucoup plus forte dans la couche de mélange qu'au centre du jet. Plus loin en  $z$ , elle commence à pénétrer le cône potentiel mais c'est encore plus en aval que le pic de turbulence radiale vient se placer sur la ligne centrale. On voit également sur cette figure que la turbulence située sur la ligne centrale du jet augmente aux alentours de  $z/D = 1$ , soit bien avant que la vitesse axiale ne commence à diminuer.

Sur la **Fig. 38b**), on peut observer des profils de vitesse moyenne et de fluctuations turbulentes typiques. Ces dernières forment des pics au niveau de la couche de mélange du jet, qui s'affaissent petit à petit en aval de la buse jusqu'à donner un profil quasiment homogène.

Ces résultats ont été obtenus avec des jets axisymétriques, cependant les évolutions de la turbulence et de la vitesse en  $z$  sont similaires pour des jets plans (**Gardon et Akfirat [20]**). De légères différences peuvent tout de même exister d'une buse à l'autre (le pic de turbulence peut arriver plus ou moins tôt et être plus ou moins intense...).



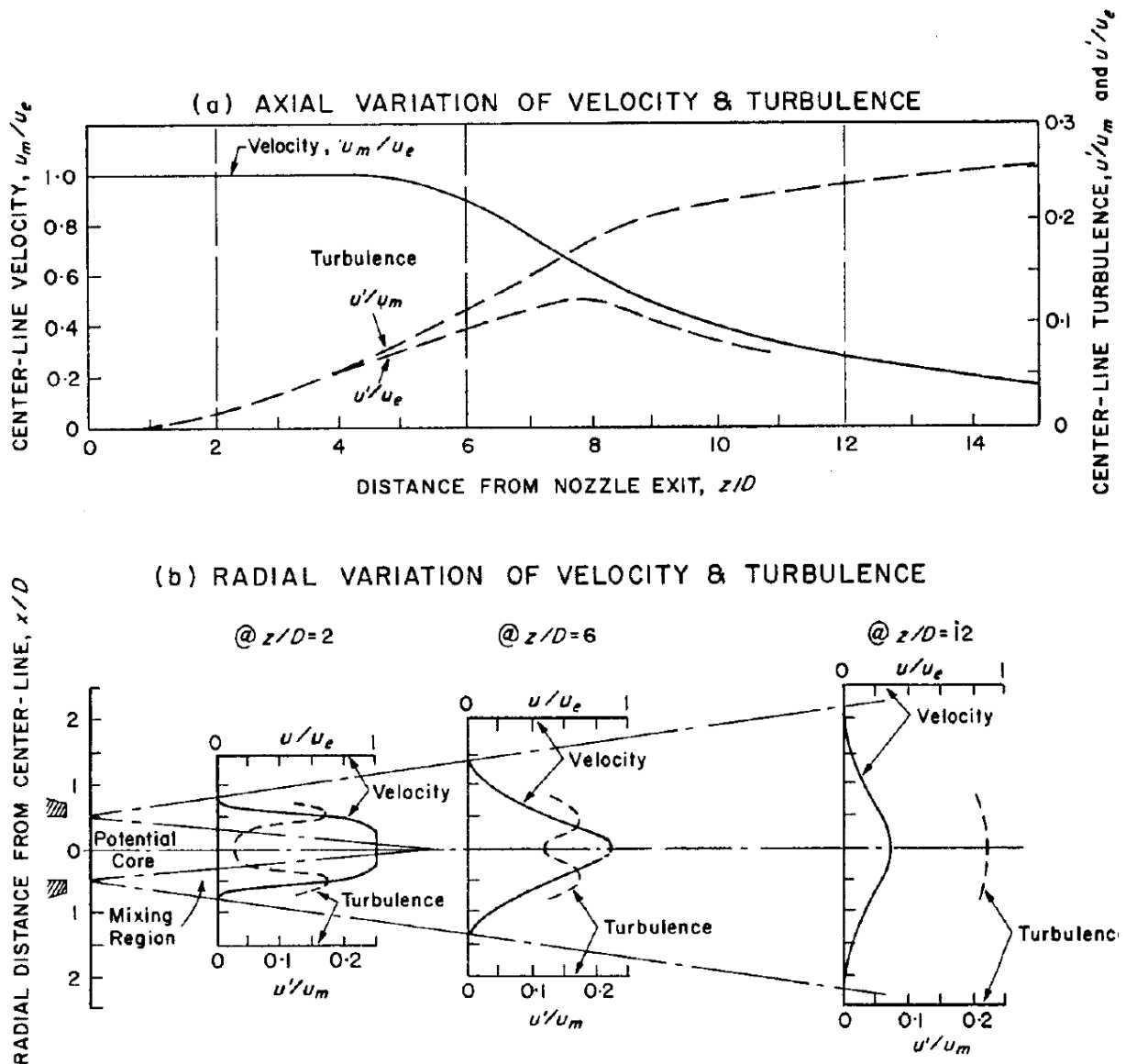


Fig. 38 Distribution de la vitesse et de la turbulence dans un jet axisymétrique a) sur l'axe du jet ; b) Différents profils (Corrsin [19]) ( $u_m$  : vitesse locale sur l'axe (=  $U_{axe}$ ),  $u_e$  : vitesse maximale à la (=  $U_0$ ) sortie,  $z$  : distance d'impact (=  $h$ ))

## II.4.6) Dynamique des jets impactants

### II.4.6.a) Généralités

Tout comme les jets libres, les jets impactants possèdent plusieurs régions qui ont chacune une dynamique propre. Selon la distance d'impact, le jet peut avoir assez d'espace pour se comporter comme un jet libre avant la paroi et ainsi avoir ses trois régions de développement décrites précédemment. Cependant, la présence de la paroi en crée deux supplémentaires qui sont une région de « ralentissement » et une région de « jet de paroi » (voir Fig. 39). Ces nouvelles régions propres aux jets impactants sont brièvement décrites dans les sous paragraphes suivants.

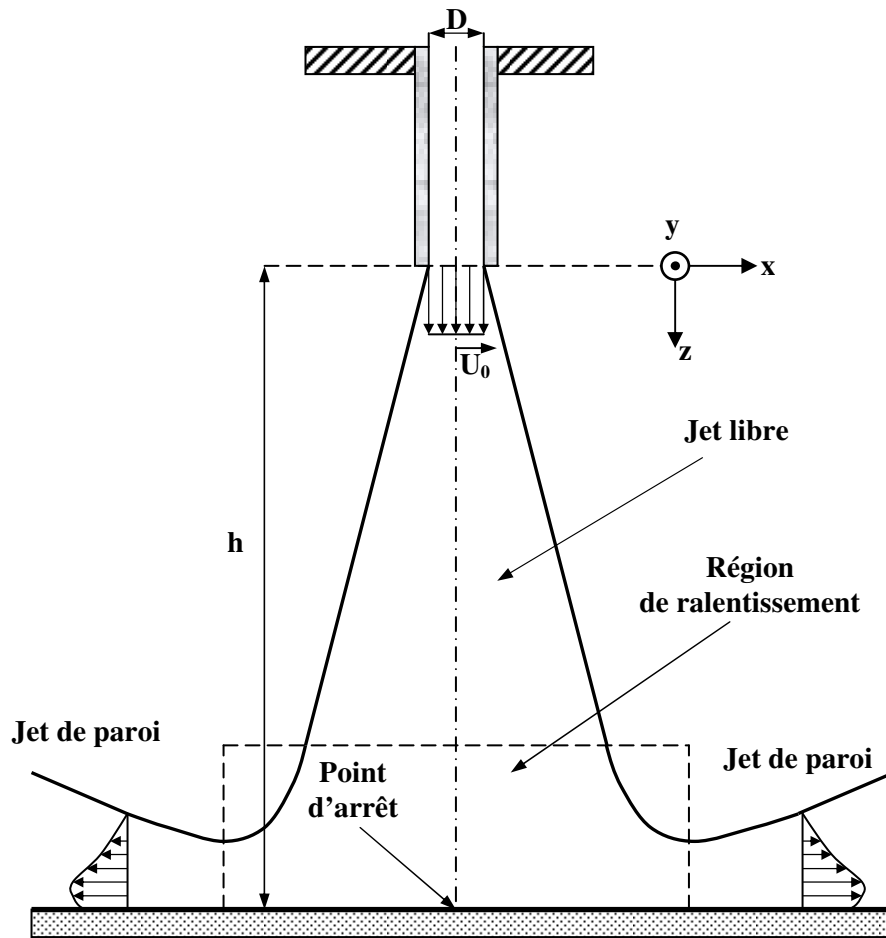


Fig. 39 Schéma d'un jet impactant

#### II.4.6.a.1) Région de ralentissement

On observe dans la région proche de l'impact, une zone où la vitesse axiale diminue très rapidement tandis que la pression statique augmente. **Tani et Komatsu [21]** ont évalué sa hauteur à approximativement  $2D$  en partant de la surface, pour des jets axisymétriques. **Giralt et al. [22]**, quant à eux la situeraient plutôt à  $1,2D$  et **Leclerc [23]** et **Schrader [24]**, entre  $1$  et  $2D$ , ce qui correspond finalement à la marge de désaccord que l'on trouve dans la littérature. On peut noter que ces auteurs ne précisent pas si cette distance diffère entre jets circulaires et jets plans.

#### II.4.6.a.2) Région de jet de paroi

Le point d'arrêt se situe au centre de l'impact et il est entouré par un écoulement parallèle à la paroi. Le point d'arrêt est le point où la pression pariétale est maximale et égale à la pression totale car la vitesse  $y$  est nulle. Ce point est également le lieu du maximum de transfert de chaleur. De part et d'autre, la vitesse augmente rapidement jusqu'à atteindre un maximum en aval du point d'arrêt dont la localisation exacte dépend beaucoup des paramètres géométriques et dynamiques du jet. D'après **Martin [26]**, à partir de ce maximum, la vitesse radiale de l'écoulement décroît en  $x^{-1/2}$  pour un jet plan et  $x^{-1}$  pour un jet axisymétrique.

### II.4.6.b) Distance d'impact

La présence de plusieurs zones de développement dans les jets impactants fait de la distance d'impact est l'un des paramètres clefs de leur dynamique. En effet, la distribution de pression pariétale ainsi que les transferts de chaleur diffèrent en fonction des régions d'établissement de jet libre que la distance d'impact lui permet de développer. Les oscillations de bandes dans les sections de refroidissement font varier constamment cette distance. Aussi est-il essentiel se pencher sur les différents cas de figure que la distance d'impact peut procurer. La distance jet-plaque distingue trois zones impliquant chacune une distribution de pression pariétale propre.

Zone 1, impact en proche paroi :  $h/D < 0.5$

Zone 2, impact dans le cône potentiel:  $0.5 < h/D < L_{\text{cône}}$

Zone 3, impact à des distances lointaines :  $h/D > L_{\text{cône}}$

Pour faire simple, ces trois zones correspondent à trois façons d'entremêler la région de ralentissement avec les deux régions de développement libre du jet (si on ne compte pas la région de transition). Lorsque la plaque se trouve dans la zone 1, la distance d'impact est trop faible pour que le jet puisse développer librement ne serait-ce que sa région d'établissement. Dans la zone 2, le jet a pu commencer à développer sa région d'établissement. Enfin, lorsque la distance jet-plaque se situe dans la zone 3, le jet est déjà établi avant d'impacter la plaque.

#### II.4.6.b.1) Zone 1 : jets impactants en très proche paroi

Cette zone diffère des autres par le fait que l'écoulement pariétal qui en résulte est extrêmement dépendant du confinement du jet (paroi dont est issue la buse). On ne parle plus de jet impactant mais directement d'écoulement parallèle ou de jets de paroi puisque les premières régions de développement du jet n'ont pas la place pour exister.

Des distances de soufflage si faibles ne sont pas utilisées de façon volontaire dans le cas du refroidissement des bandes d'aciers. Elles peuvent cependant être observées lors de divergence ou de flottement de bande. On peut également trouver ce type de distance dans certains refroidissements industriels de composants électroniques, ou lors de décollage verticaux d'avions qui utilisent la poussée de jets.

#### II.4.6.b.2) Zone 2 : jets impactants à des distances « intermédiaires »

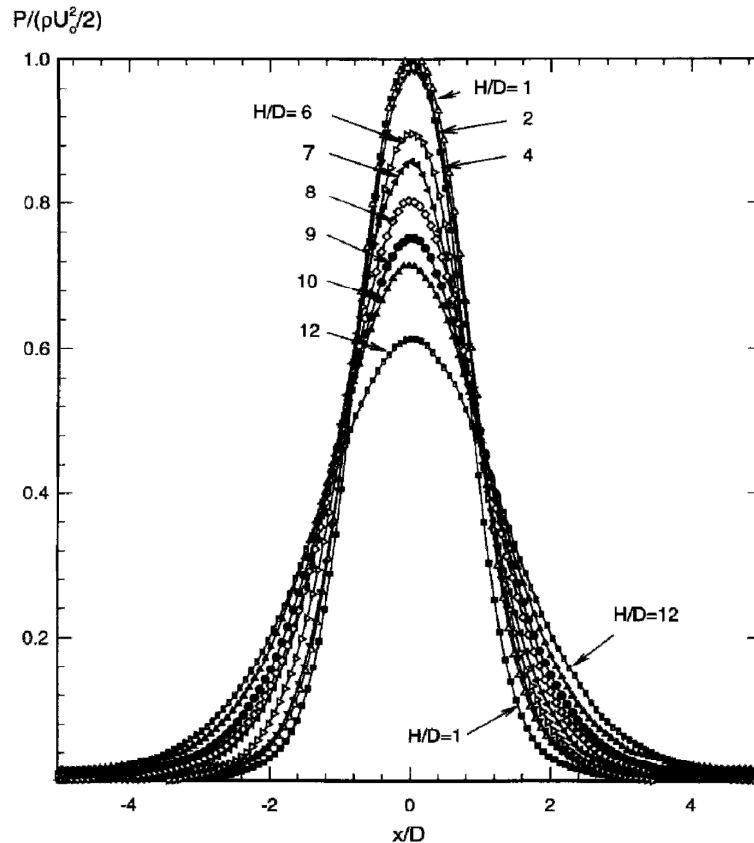
Lorsque la distance d'impact est supérieure à un diamètre de buse (ou une largeur de fente), la distribution de pression pariétale de l'impact prend une allure gaussienne. Dans cette zone d'impact située dans le cône potentiel du jet, la pression d'arrêt reste constante et égale à la pression dynamique de l'écoulement au niveau de sa sortie de buse.

$$P_{s(\text{zone 2})} = \frac{1}{2} \rho_a U_0^2 \quad (\text{II.4.4})$$

et donc :

$$C_{P_s(\text{zone2})} = \frac{P_s}{\frac{1}{2} \rho_a U_0^2} = 1 \quad (\text{II.4.5})$$

Par conséquent, comme on peut le constater sur la **Fig. 40** les distributions de  $C_p$  d'un même jet à différentes distances d'impact comprises dans cette zone (sur la figure, pour  $1 \leq h/D \leq 4$ ) passent toutes par 1 au point d'arrêt. Cependant leur élargissement augmente légèrement en fonction de la distance d'impact ce qui augmente la force du jet.



**Fig. 40** Distribution de pression statique pour différentes hauteurs d'impact  
à  $Re = 11000$  avec  $H = h$ . (Tu et al. [25])

### II.4.6.b.3) Zone 3 : jets impactants à des distances lointaines

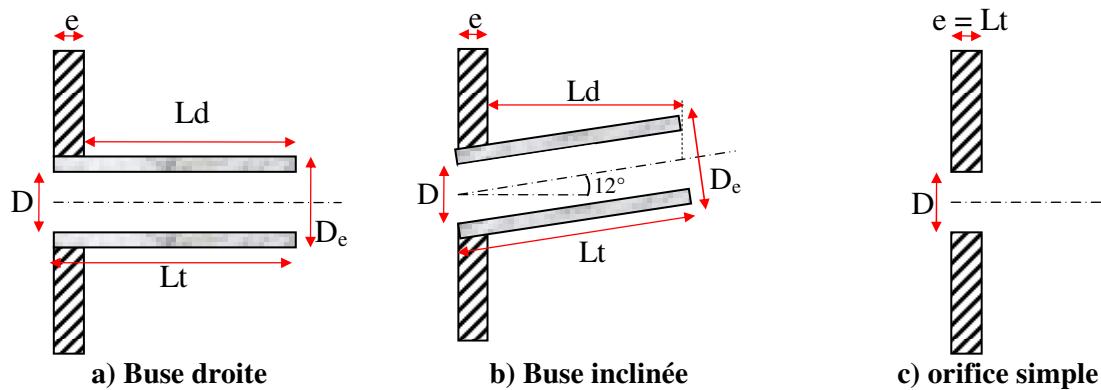
Lorsque la distance d'impact est supérieure à la longueur de cône potentiel du jet, la pression d'arrêt diminue et les profils gaussiens s'élargissent et deviennent autosimilaires comme les profils de vitesse des jets libres.

### II.4.6.c) Géométrie de buse

Les trois paramètres qui définissent la géométrie d'une buse sont :

- Son rapport d'aspect  $Lt/D$
- Sa forme (rayon de courbure, convergent, divergent etc...)
- Son rapport d'épaisseur  $e/D$
- Son inclinaison  $\alpha$

Ces paramètres sont schématisés sur trois types de buse sur la **Fig. 41**.



**Fig. 41 Paramètres géométriques de différentes géométries de soufflage**

Le rapport d'aspect d'une buse détermine le développement de sa couche limite interne ainsi que conjointement ses pertes de charge linéaires qui peuvent être considérables dans le cas de batteries de jets contenant plusieurs milliers de buses. La géométrie de l'entrée d'une buse conditionne beaucoup son écoulement. Un convergent crée de fines couches limites et un écoulement très uniforme, tandis qu'une arête vive crée un écoulement d'entrée décollé et perturbé doté d'un plus fort taux de turbulence et de plus grandes pertes de charges. Le rapport d'épaisseur conditionne l'entraînement de fluide en sortie de buse et contribue ainsi au développement du jet. Il joue également un rôle de confinement si le rapport  $e/D$  est grand.

On trouve dans la littérature de nombreuses publications traitant l'influence de ces paramètres sur les transferts de chaleur convectifs, mais aucun ne traite de leur influence sur la force d'impact. **Antoine et al. [9]** comparent un jet plan et un jet axisymétrique en termes de stabilité dynamique lors d'un mouvement de pompage, mais ne mesurent pas la force du jet. On peut néanmoins grâce à certaines publications concernant les transferts de chaleur, comprendre l'influence de ces paramètres sur le développement du jet.

La littérature s'accorde en général pour dire que les transferts de chaleur optimaux entre un jet seul et une plaque plane sont obtenus en choisissant une distance d'impact légèrement supérieure à la longueur du cône potentiel. Il est cependant impossible d'avoir une distance optimale précise et universellement valable quel que soit le jet, notamment parce que la longueur de cône potentiel dépend étroitement de la buse du jet. En effet différents profils de vitesse de jet en sortie d'orifice impliquent différents taux de turbulence en sortie en fonction de leur gradient et l'intensité de ces taux détermine la rapidité de mélange entre le jet et l'extérieur. En l'occurrence plus le mélange sera efficace, plus la longueur de cône sera courte. La géométrie de buse n'a plus d'influence sur le jet pour de grandes distances d'impact ( $h/D > 10$ ) car la turbulence due au mélange du jet devient très largement prépondérante par rapport à la turbulence initiale (due à la buse) qui (comme on pouvait déjà le constater sur la **Fig. 38b**). Il en est de même pour des abscisses éloignées du point d'arrêt.

Lors de la conception de dispositifs de jets refroidissant, la géométrie de buse est bien souvent choisie de façon à réduire les pertes de charges en priorité.

#### II.4.6.d) Angle d'impact

Lorsque la buse du jet est inclinée par rapport à la paroi d'impact, un phénomène de « glissement du jet » se produit. Le point d'intersection géométrique entre l'axe du jet et la

plaque (que l'on appellera « le point d'arrêt géométrique »), ne correspond plus au point d'arrêt réel du jet, ni au pic du nombre de Nusselt local. La plaque inclinée par rapport au jet offre de part et d'autre du jet un côté plus éloigné de la buse et un autre plus proche, ce dernier est appelé le « côté de compression » (voir Fig. 42).

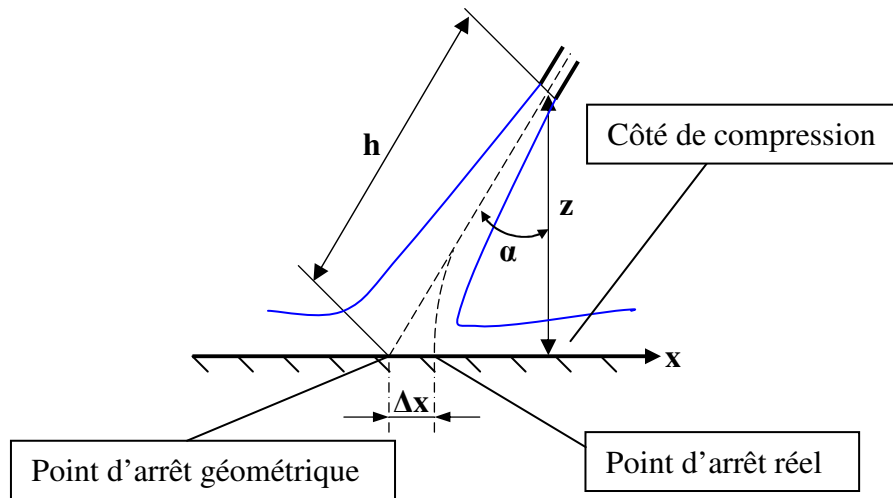


Fig. 42 Schéma d'un jet impactant sur une surface inclinée

D'après **Martin [26]**, le décalage  $\Delta x$  entre les points d'arrêts réels et géométriques se fait toujours vers le côté de compression de l'impact. Pour des jets plans, ce décalage est de :

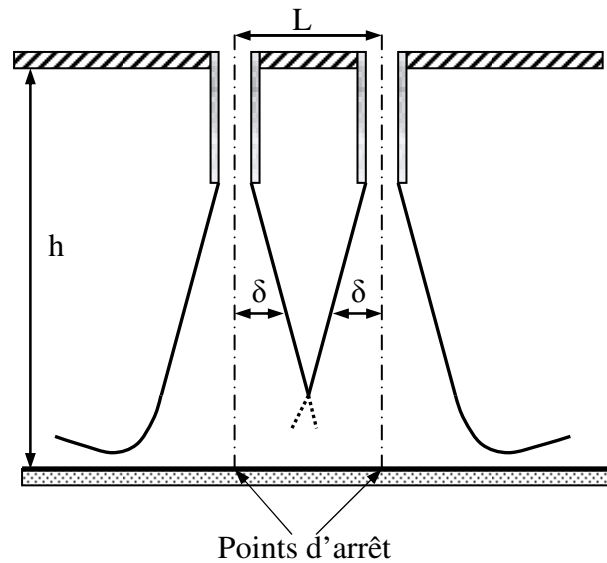
$$\Delta x = 1.4(D + 0.11h) \cdot \cos \varphi \quad (\text{II.4.6})$$

Les transferts thermiques obtenus par une buse inclinée sont pondérés d'un facteur  $\sin(\pi/2 - \varphi)$  et tendent donc vers zéro lorsque  $\varphi$  tend vers  $\pi/2$ . Il a été vu au §II.4.4.b) que l'inclinaison des buses d'un angle  $\alpha$ , permet d'obtenir des configurations de soufflage auto-stables en raideur. Il est donc nécessaire de trouver un compromis entre stabilité et transferts thermiques. Les buses utilisées en industrie par Fives Stein ont un angle de  $\alpha = 12^\circ$ , ce qui implique ainsi une perte de 5% en transferts thermiques par rapport aux buses droites, mais favorise la stabilité de bande.

### II.4.7) Interaction de deux jets

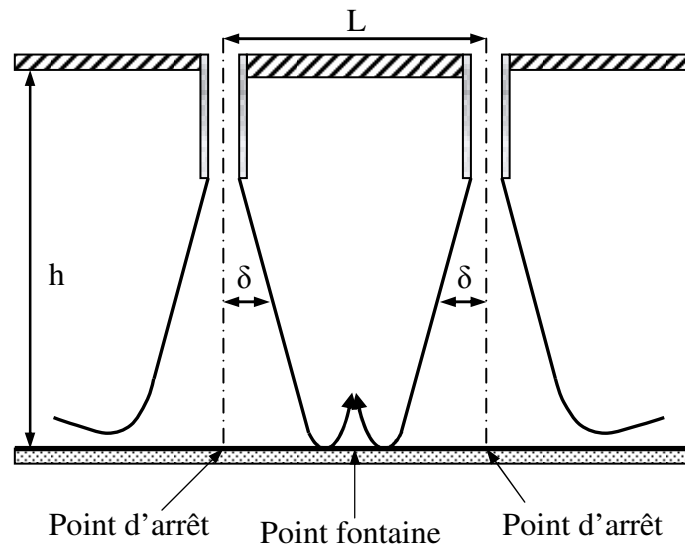
L'écoulement de deux jets impactants côte à côte possède toutes les zones caractéristiques déjà définies pour le cas du jet isolé. Les différences majeures se trouvent à la fois sur la paroi d'impact et sur la paroi de confinement. Deux cas de figure peuvent se présenter en fonction de l'entre-axe des buses.

Premier cas : l'entre-axe des buses est faible et la distance jet-plaque est assez grande pour que les jets interagissent avant l'impact (voir Fig. 43).



**Fig. 43 Interaction des jets avant l'impact**

Deuxième cas : l'entre-axe des buses est grand, la distance jet-plaque est faible et les jets interagissent après l'impact (voir **Fig. 44**).

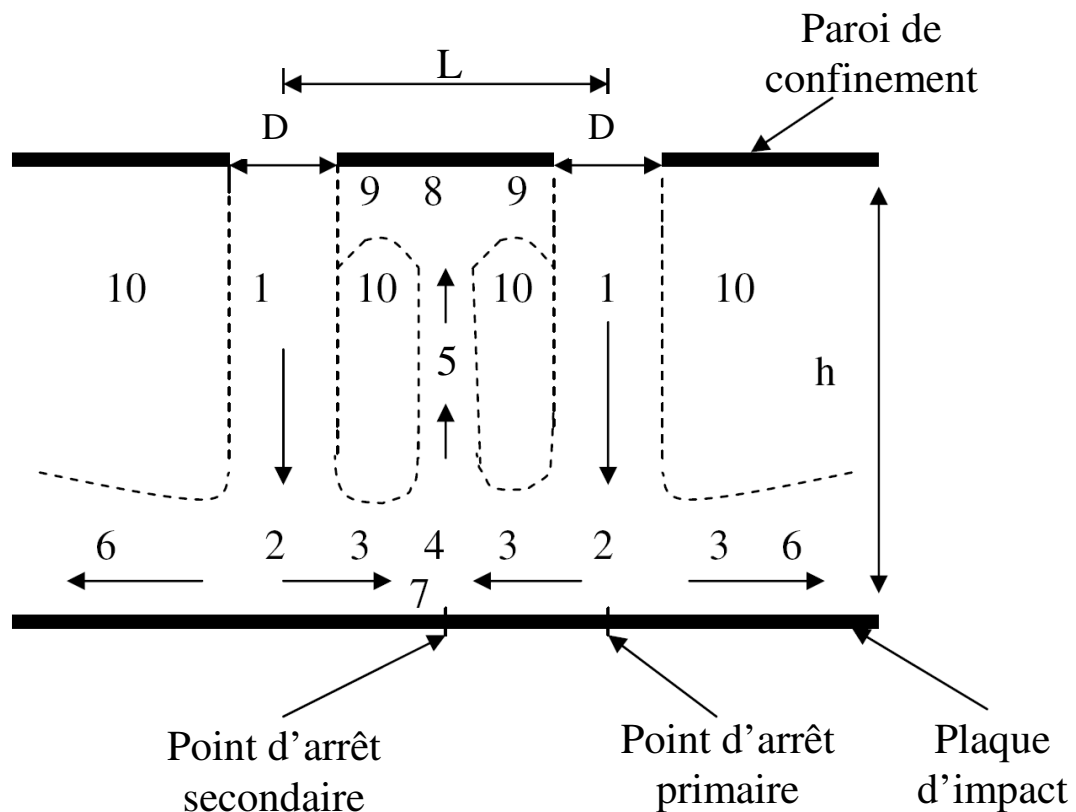


**Fig. 44 Interaction des jets après l'impact**

Ces deux cas dépendent donc d'une combinaison entre trois paramètres qui sont l'entre-axe des jets, la distance d'impact et le taux d'expansion des jets. Pour le deuxième cas, les écoulements de paroi des deux jets se percutent après l'impact et créent un deuxième point d'arrêt appelé « point fontaine ». Ce point possède des propriétés similaires à celles des points d'arrêt primaires : il crée un pic de pression pariétal, ainsi que de transferts de chaleur. On les appelle « pics secondaires » et sont d'autant plus importants que  $h$  est petit et que la vitesse des jets est importante. Cette propriété intéressante du point de vue thermique fait que la plupart des applications industrielles se placent toujours dans ce deuxième cas de figure. La première est quant à elle assez peu étudiée et ne sera pas traitée ici.

**Chuang et Nieh [27]** ont défini 10 zones distinctes dans une interaction de deux jets axisymétriques impactants dans ce deuxième cas de figure (voir **Fig. 45**). (1) Comportement d'un jet libre, (2) zone de ralentissement, (3) zone de jet de paroi basse, (4) zone fontaine, (5) remontée d'écoulement fontaine, (6) zone de jet de paroi combinée, (7) région de la ligne d'arrêt, (8) zone d'impact de la fontaine, (9) zone fontaine haute, (10) zone d'entraînement.

Il est observé que la taille de la première zone de recirculation (entre l'impact et le pic secondaire) augmente avec  $z/D$  et le nombre de Reynolds, elle conditionne la location du deuxième pic.



**Fig. 45** Schéma de l'interaction de deux jets impactants (Chuang et Nieh [27])

#### II.4.8) Batteries de jets impactants ( $ARN^1$ et $ASN^2$ )

Le refroidissement des bandes d'aciers dans les lignes continues nécessite des dispositifs de parfois plusieurs milliers de jets interagissant entre eux. Leur disposition doit être optimisée pour :

- Minimiser l'énergie nécessaire pour les alimenter en gaz
- Obtenir une bande refroidie de façon homogène en sortie de ligne

Le cas d'une batterie de jets impactant implique de nombreuses différences par rapport au cas d'un jet isolé. Tout d'abord par le fait que l'écoulement pariétal devient tridimensionnel même s'il s'agit d'ASN. De plus, le nombre de paramètres pouvant modifier l'écoulement

<sup>1</sup> ARN = Array of round nozzles: Dispositif de plusieurs jets circulaires

<sup>2</sup> ASN = Array of slot nozzles: Dispositif de plusieurs jets plans



pariétal devient très élevé et rend difficile la tâche d'optimiser la conception de tels dispositifs. La géométrie des buses devient intimement liée au confinement et à la géométrie de disposition des jets les uns par rapport aux autres etc...

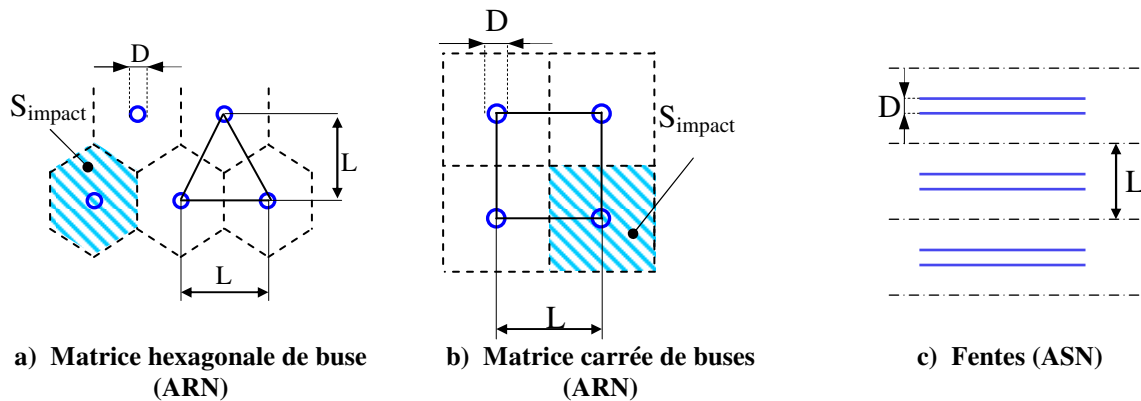
### II.4.8.a) Géométrie de disposition de plusieurs jets circulaires

Pour un dispositif de plusieurs jets circulaires régulièrement répartis dans l'espace, on considérera deux motifs différents :

Un motif triangulaire qui est défini par deux paramètres  $L_x$  et  $L_y$ . On l'appelle également « motif hexagonale » en référence à la forme de sa surface d'impact de référence (voir **Fig. 46a**).

- Un motif carré dans lequel  $L_x = L_y = L$

Les dispositions d'ASN ne font quant à elles intervenir que l'entre axe des fentes  $L$ . Cependant leur forme peut être modifiée dans le but d'optimiser les transferts.



**Fig. 46** Différents arrangements réguliers de buses

Pour les ARN, le motif de distribution modifie la surface qui peut être assignée à chaque jet impactant, que l'on nommera  $S_{\text{impact}}$  dont la forme dépend du type de maille (voir **Fig. 46**). Ce paramètre est néanmoins très important lors de l'optimisation des transferts thermiques d'une configuration ainsi que dans la répartition de la force aérodynamique sur la plaque. Cette surface peut soit être carrée de côté  $L$ , soit hexagonale. On définit la section de buse relative  $\Omega$  par :

$$\left\{ \begin{array}{l} \Omega = \frac{S_{\text{jet}}}{S_{\text{impact}}} = \frac{\frac{\pi}{4} D^2}{S_{\text{impact}}} \end{array} \right. \quad (\text{II.4.7})$$

### II.4.8.b) Optimal thermique

**Martin [26]** trouve de façon analytique les paramètres optimaux suivants, pour un ARN :

$$\left\{ \begin{array}{l} \Omega_{\text{opt}} = 0.0152 \\ \left. \frac{h}{D} \right|_{\text{opt}} = 5.43 \end{array} \right. \quad (\text{II.4.8})$$

(II.4.9)

**Krötzsch [28]** propose une fonction de correction qui dépend du nombre de Reynolds et donne ainsi deux valeurs plus précises sur deux gammes de nombre de Reynolds.

$$2000 < Re < 30000 \quad \begin{cases} \Omega_{\text{opt}} = 0.0128 \\ \left. \frac{h}{D} \right|_{\text{opt}} = 5.6 \end{cases} \quad \begin{matrix} \text{(II.4.10)} \\ \text{(II.4.11)} \end{matrix}$$

$$30000 < Re < 120000 \quad \begin{cases} \Omega_{\text{opt}} = 0.015 \\ \left. \frac{h}{D} \right|_{\text{opt}} = 5 \end{cases} \quad \begin{matrix} \text{(II.4.12)} \\ \text{(II.4.13)} \end{matrix}$$

De façon similaire on obtient les valeurs optimales pour un ASN :

$$\begin{cases} \Omega_{\text{opt}} = 0.0718 \\ \left. \frac{h}{D} \right|_{\text{opt}} = 5.037 \end{cases} \quad \begin{matrix} \text{(II.4.14)} \\ \text{(II.4.15)} \end{matrix}$$

Globalement, les corrélations de Martin montrent que pour une même puissance de soufflage, une même distance  $h/D$  et les mêmes pertes de charges, les coefficients de transfert obtenus par un assemblage optimal d'ARN sont supérieurs de 8% à ceux obtenus avec un assemblage optimal d'ASN.

$$\frac{U_{d\text{ARN}}|_{\text{opt}}}{U_{d\text{ASN}}|_{\text{opt}}} = 1.68 \quad \text{(II.4.16)}$$

et un rapport de débit tel que :

$$\frac{(\text{Débit}_{\text{ARN}})_{\text{opt}}}{(\text{Débit}_{\text{ASN}})_{\text{opt}}} = \frac{1}{2.82} \quad \text{(II.4.17)}$$

En général on utilise donc plutôt des ASN pour refroidir des matériaux qui ne tolèrent pas de grande vitesse d'impact (par exemple dans le refroidissement de films fins).

Pour la suite de cette étude, lors du dimensionnement du banc d'essai ainsi que lors du paramétrage des mesures, nous nous baserons sur les optimaux thermiques correspondant au cas de figure modélisé, soit : Un ARN, de maille hexagonale, de nombre de Reynolds variant entre 12400 et 44800.

Enfin, les longueurs permettant une géométrie optimale pour des ARN en termes de transferts de chaleur sont les suivantes :

$$\text{Diamètre d'orifice optimal :} \quad D_{\text{opt}} = 0,184h \quad (\text{II.4.18})$$

$$\text{Entre axes optimaux :} \quad \begin{cases} L_{X_{\text{opt}}} = 1.423.h \\ L_{Y_{\text{opt}}} = 1.232.h \end{cases} \quad \begin{matrix} (\text{II.4.19}) \\ (\text{II.4.20}) \end{matrix}$$

*(Maille hexagonale)*

$$\text{Entre axes optimaux :} \quad L = 1.324.h \quad (\text{II.4.21})$$

*(Maille carrée)*

Ces valeurs sont très communément reprises pour des applications industrielles nécessitant des refroidissements par des dispositifs de plusieurs jets impactants.

### II.4.9) Conclusions

Cette partie bibliographique a permis de récapituler beaucoup de connaissances concernant les instabilités aéroélastiques des bandes dans les tours de refroidissement à partir d'observations sur site, d'analyses théoriques et de recherches bibliographiques. Il en ressort que ce domaine est encore assez peu étudié. La dynamique structurelle des bandes est plutôt bien connue et peut être facilement simplifiée. Cependant on manque d'informations sur l'écoulement pariétal instable des jets impactants et les efforts qu'ils impliquent. C'est pourquoi une grande partie de l'étude bibliographique s'est portée sur ces écoulements et c'est ce vers quoi l'étude et la compréhension de l'évolution des efforts aérodynamiques en fonction de mouvements forcés de la plaque est l'idée majeure de cette étude.

Les quelques notions thermiques abordés permettent de ne pas perdre de vue l'objectif premier des jets impactants qui est de refroidir les bandes de façon optimale. On sait de quoi dépendent les transferts thermiques et quels paramètres varier afin d'optimiser les transferts. On connaît également les différentes géométries d'assemblage de buses. Ces informations serviront de base pour la conception et le dimensionnement du banc d'essai.

### II.5) Références

- [1] REGARDIN C., SZECHENYI E., MARMONIER F., NYIRUMULINGA Y., OHAYON R., "Experimental Approach To The Aeroelastic Behaviour Of An Oscillating Plate Impinged By Interacting High Velocity Gas Jets" *Proceedings of FEDSM2009, ASME, August 2-6, 2009, Vail, Colorado USA, FEDSM2009-78344*
- [2] DOWELL E. H., CURTISS Jr. H. C., SCANLAN R. H., SISTO F. "A Modern Course In Aeroelasticity" *Kluwer Academic Publishers, 2nd Edition, 1989*
- [3] STAINIER L. « Aeroelasticite (Aero-016) » Notes De Cours, Universite De Liege, Departement Aerospatale & Mecanique
- [4] « Aero-hydro-élasticité, Recherches Actuelles et Applications Industrielles » Cycle De Conférences Tenu A Ermenonville du 4 au 8 septembre 1972. Edition Eyrolles

- [5] SHIMOKAWA Y., ISHIKAWA H., SAKAI K., HAJIME N. « Vibration Prevention Of A Strip By Air Cushion Method » *Tetsu To Hagane*, Juillet 1983, 69, n°9, p. 1167-1174
- [6] SHIMOKAWA Y., ISHIKAWA H., SAKAI K., HAJIME N. « Studies Of Vibration Prevention By Air Cushion Method For Application To Commercial Strip Lines » *Tetsu To Hagane*, Juillet 1983, 69, n°9, p. 1175-1182
- [7] COFFIGNAL G., "Dynamique Linéaire des Poutres Droites dans le Plan ", *Polycopié ENSAM, Fascicule 9, 2002*
- [8] RENARD M., BEAUJARD K. « Control Of Strip Vibrations In Cooling Equipments Of Galvanizing Lines » Proc. of 7th International Conference on Zinc and Zinc Alloy Coated Sheet Steels, Galvatech '07, (Osaka, Japan), 19-22, 2007
- [9] ANTOINE M., HEMON P., DE LANGRE E. « Aeroelastic Instability In Jet-Plate Interaction » *C. R. Mecanique (2007)*, doi:10.1016/j.crme.2007.07.006
- [10] JUERGENS R., BEHRENS H., "Electromagnetic Strip Stabilization In Galvanizing Lines" International Scientific Colloquium Modelling For Electromagnetic Processing Hannover, October 27-29, 2008
- [11] RENARD M., GOURIET J.-B., PLANQUART P., VAN BEECK J., BUCHLIN J.-M. « Rapid Cooling In Continuous Annealing And Galvanizing Lines » *La Revue De Métallurgie (Juillet-Août 2003)* 751-756
- [12] SZECHENYI E., REGARDIN C., « Le Comportement Dynamique des Bandes d'acier dans les Tours de Refroidissement : Phase 1 » Rapport d'essai Confidentiel IAT / FIVES STEIN
- [13] SZECHENYI E., REGARDIN C., « Le Comportement Dynamique des Bandes d'acier dans les Tours de Refroidissement : Phase 2 » Rapport d'essai Confidentiel IAT / FIVES STEIN
- [14] REGARDIN C., SZECHENYI E., « Le Comportement Dynamique des Bandes d'acier dans les Tours de Refroidissement : Phase 3 » Rapport d'essai Confidentiel IAT / FIVES STEIN
- [15] MC NAUGHTON K. J., SINCLAIR C.G. "Submerged jets in short cylindrical flow vessels" *J. Fluid Mech. vol. 25, pt. 2, June 1966, pp. 367-375*
- [16] Cederwell K. «The Initial Mixing On Jet Disposal Into A Recipient » Publ. Nos. 14 and 15, Div. of Hydraulics, Chalmers Univ. of Technology, Göteborg, Sweden, 1963
- [17] GARDON R., CARBONPUE J., 1962. "Heat Transfer Between A Flat Plate And Jets f Air Impinging On It" Int. Developments in Heat transfer, Int. Heat

- transfer conf., University of Colorado, CO, USA, August 28 to September 1, 2, 454-460
- [18] PRANDTL L. « Bericht Uber Untersuchungen Zur Ausgebildete Turbulenz » *ZAMM* 5, 1925, pp 136-139
- [19] CORRSIN S. « Investigation Of Flow In An Axially Symmetrical Heated Jet Of Air » *NACA Wartime Reports, Series WR-94* (1943)
- [20] GARDON R., AKFIRAT J. C. « The Role Of Turbulence In Determining The Heat-Transfer Characteristics Of Impinging Jets » *Int. J. Heat mass transfer Vol. 8* 1965 pp 1261-1272
- [21] TANI I., KOMATSU Y. “Impingement Of A Round Jet On A Flat Surface” Proc. Of The Eleventh International Congress Of Applied Mechanics (H Goetler, Ed.), Springer-Verlag, New York, 672-676
- [22] GIRALT F., CHIA C. J., TRASS O. “Characterization Of The Impingement Region In An Axisymmetric Turbulent Jet” *ind. Eng. Chem. Fundam.*, 16, 21-28 1977
- [23] LECLERC A., “Déviation D’un Jet Liquide Par Une Plaque Normale A Son Axe” *Houille Blanche* 816-821 (1950)
- [24] SCHRADER H. « Trocknung Feuchter Oberflächen Mittls Warmluftstrahlen; Strömungsvorgange Und Stoffübertragung” *Forschungsh. Ver. Dtsch. Ing.* 484 (1961)
- [25] TU C. V., WOOD D. H., “Wall Pressure and Shear Stress Measurements Beneath an Impinging Jet” *Experimental Thermal And Fluid Science*, 1996, 13:364-373
- [26] MARTIN H. « Heat And Mass Transfer Between Impinging Gas Jets And Solid Surfaces » *Advances in Heat transfer* , 13, 1-60, 1977
- [27] CHUANG S.H., NIEH T.J., “Numerical Simulation And Analysis Of Three-Dimensional Turbulent Impinging Square Twin-Jet Flow Field With No Cross Flow” *International Journal Of Numerical Methods In Fluids* 33 (2000) 475–498
- [28] KRÖTZSCH P., “Verfahrenstechnik” (*Mainz*) 3, 291 (1970)



# Chapitre III Dispositif expérimental et validation

---

## III.1) Dimensionnement et conception du banc d'essai

### III.1.1) Objectifs du banc d'essai

Les résultats obtenus grâce aux essais effectués sur la maquette dynamiquement similaire de l'IAT se sont avérés très enrichissants et prometteurs. En effet, ils ont démontré d'une part à quel point les instabilités aéroélastiques de la bande étaient sensibles à la géométrie de soufflage, et d'autre part qu'un bon choix de cette géométrie permettait d'annuler totalement l'apparition du phénomène de divergence.

Cependant ces résultats apportent peu d'éléments permettant de comprendre l'origine de ces instabilités. De plus ce banc ne permet pas d'étudier les zones d'apparition d'oscillations auto-entretenues qui représentent pourtant un problème majeur pour l'industrie. Il est donc nécessaire d'employer des moyens différents si l'on souhaite approfondir cette étude.

Dans cette optique, un nouveau banc d'essai doit être conçu pour cette étude. Les différences majeures avec l'ancienne maquette doivent être celles-ci :

Tout d'abord, le nouveau banc d'essai ne doit pas être une maquette dynamiquement similaire car ses propriétés structurelles limitent le domaine d'étude en termes de vitesse réduite (par l'apparition de la divergence notamment). Un bon moyen permettant de s'affranchir de ces problèmes, est de forcer le mouvement oscillant de la plaque. Ceci permet en effet de ne pas se soucier des propriétés dynamiques de la structure et de n'observer que les efforts aéroélastiques du problème.

Il est également crucial d'avoir des éléments d'analyse de l'aérodynamique pariétale de la plaque impactée. A cet effet, il est enrichissant d'instrumenter la plaque en prises de pression instationnaires. Ce moyen de mesure apparaît comme étant le plus adapté à ces essais car il permet non seulement de déduire de nombreuses caractéristiques de l'écoulement pariétal, mais également d'aboutir aux efforts aérodynamiques et aéroélastiques sur la plaque, de façon à la fois locale et globale. Ces renseignements précieux sont ceux qui nous manquent avec les essais dynamiquement similaires. La confrontation des résultats obtenus sur les deux bancs devrait permettre d'accroître conséquemment notre connaissance du phénomène.

Ainsi le banc d'essai devra se composer de deux grands ensembles : une partie aéraulique grâce à laquelle les jets d'air seront créés avec différentes géométries et une partie structurelle comportant la plaque oscillante.

### III.1.2) Salle d'expérimentation « Bréguet »

La salle Bréguet de l'IAT a été mise à disposition de cette étude pour toute sa durée. Elle dispose d'un circuit aéraulique qui contient un ventilateur alimenté par un moteur asynchrone d'une puissance de 33KW. Ce circuit permet d'alimenter deux salles grâce au même ventilateur (voir **Fig. 47**). Durant toute l'étude, seule la partie de circuit menant à la salle d'expérimentation a été utilisée. L'autre extrémité de la conduite a été munie d'un by-pass permettant de régler le débit.

Les dimensions géométriques du banc d'essai ont été déterminées en fonction de la taille de la salle. On dispose en effet d'une largeur de 3980 mm à laquelle il faut au moins enlever 500 mm de chaque côté afin d'y laisser une possibilité de passage ce qui laisse une largeur d'environ 3m utilisable pour le banc d'essai. Celui-ci doit également répondre aux normes de sécurité de l'IAT et ne pas condamner l'issue incendie se trouvant au fond de la salle (bas de la **Fig. 47**), ce qui laisse 4245mm de longueur pour installer un montage permettant de créer les jets d'air.

La salle est déjà équipée d'une tuyère dont le convergent passe d'un diamètre de 953 à 365 mm sur une longueur de 1560mm. Par gain de temps et de budget, cette tuyère a été gardée car elle est indispensable pour uniformiser le champ de vitesse de la conduite qui se trouve en sortie de coude à cet endroit et augmenter sa vitesse moyenne. Il faut donc déduire cette distance de la longueur utilisable, ce qui laisse 2150 mm pour la mise au point des jets d'air.

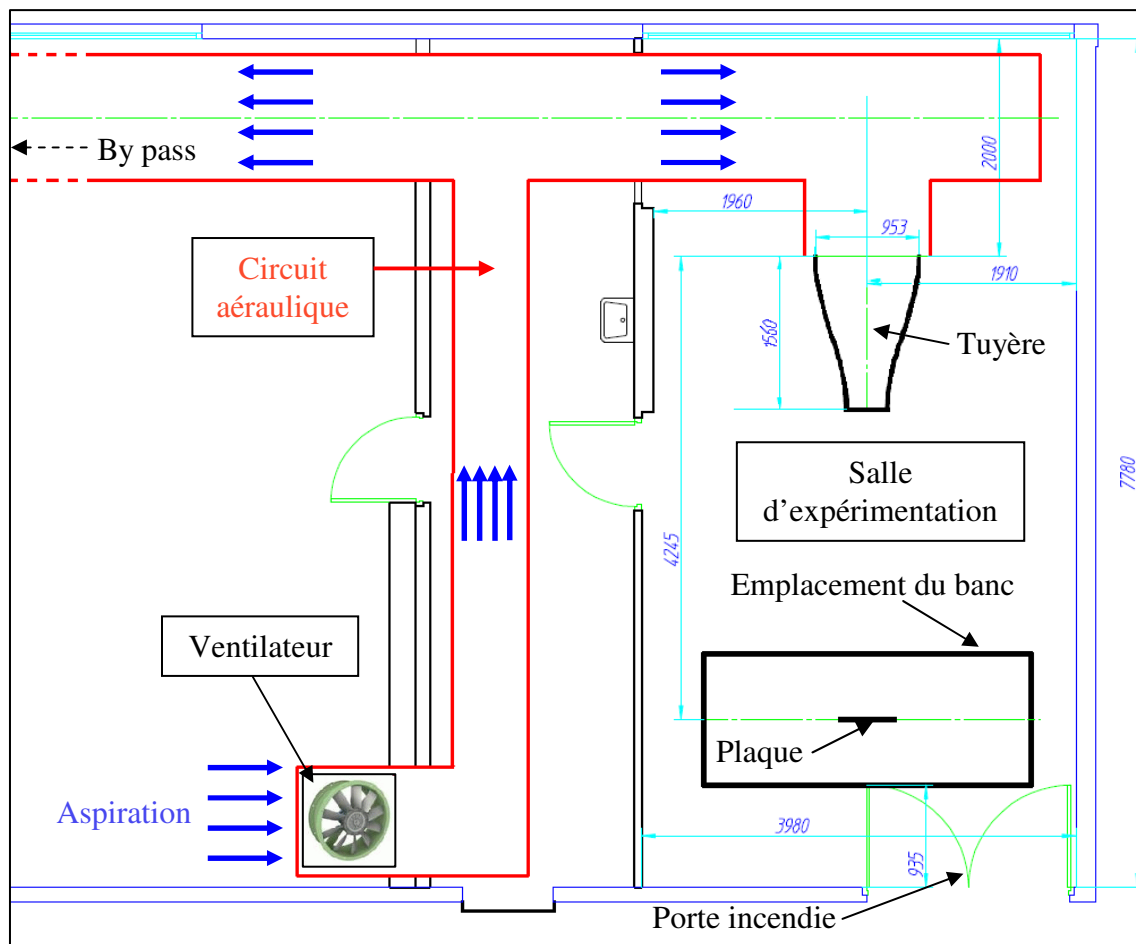


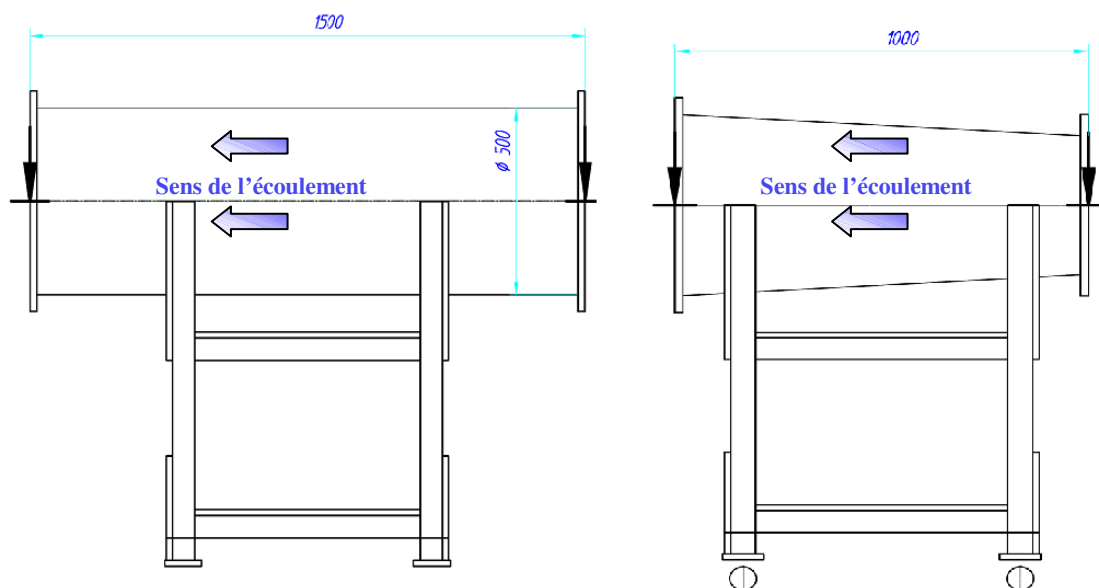
Fig. 47 Plan de la salle «Bréguet»



### III.1.3) Création des jets d'air

#### III.1.3.a) Montage aéraulique

La section de fin de tuyère étant légèrement trop faible pour produire des jets aux dimensions souhaitée (voir paragraphe suivant), un divergent ainsi qu'un plenum ont été conçu et fabriqués afin d'obtenir la section souhaitée. D'après **Idl'Cik** (réf. [1]), pour augmenter la section d'une conduite tout en garantissant un écoulement sans décollement ni instabilité, l'angle du diffuseur ne doit pas dépasser  $3^\circ$  et le plenum placé en son aval doit être au moins trois fois supérieur à son diamètre maximum. En cohérence avec ceci, un divergent conique a été fabriqué. Son diamètre minimum est le même que celui de la tuyère, soit 365mm, son diamètre maximum est de 460mm et sa longueur est de 1000mm ce qui lui donne un angle de divergence de  $3^\circ$ . La conduite droite montée en aval du diffuseur en guise de plenum mesure 1500mm de longueur (voir **Fig. 48**).



**Fig. 48** Schéma du diffuseur et de la conduite droite

#### III.1.3.b) Disposition géométrique des buses

##### III.1.3.b.1) Représentativité du cas industriel

Le refroidissement par jet plan étant très peu répandu dans les tours de Fives Stein, cette étude se focalise sur les jets axisymétriques. Dans l'industrie, les buses (ou orifices) sont toujours disposées en quinconce afin de refroidir les bandes de la façon la plus homogène possible lorsqu'elles défilent verticalement (voir **Fig. 49**).

Si l'on observe la disposition géométrique des buses dans une tour de refroidissement, on constate qu'un motif géométrique constitué de sept buses se reproduit sur la totalité de la tour (voir **Fig. 49**). Or, le principe du banc d'essai est de reproduire les effets locaux de l'impact d'un jet sur une bande dans les mêmes conditions aérodynamiques que celles d'une tour industrielle. Cette étude propose donc de recréer ce motif géométrique en laboratoire afin d'étudier ses effets aéroélastiques sur une plaque plane oscillante. Ceci prend pour hypothèse que l'impact d'un jet n'est influencé que par les jets qui l'entourent directement. Cette

hypothèse simplifiée grandement le montage mais ne se vérifie pas toujours. En effet, cela dépend beaucoup du confinement des jets ainsi que de la longueur de la buse.

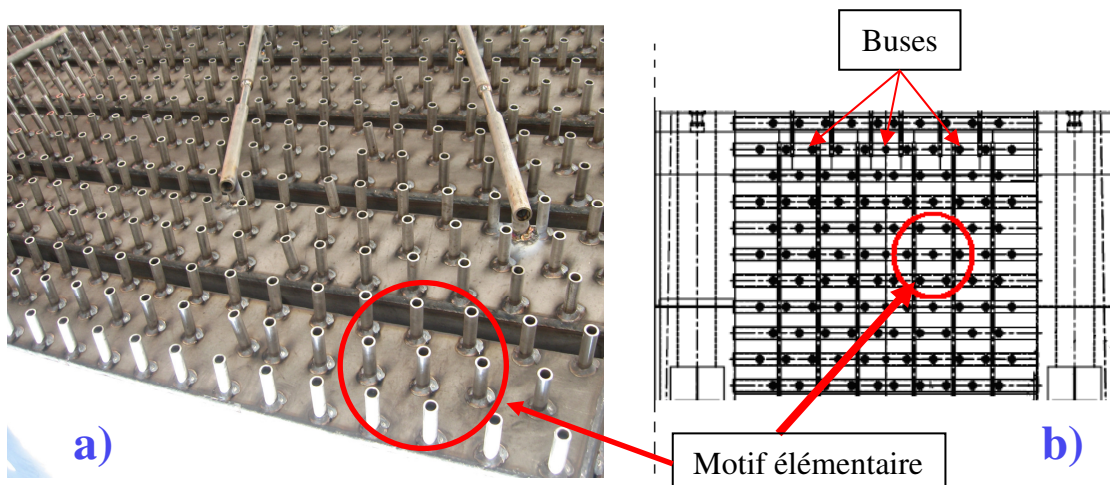


Fig. 49 a) Photo d'une gaine de soufflage (RCS Corus) ; b) Schéma de cette même gaine

### III.1.3.b.2) Construction des façades de buses

Pour recréer des motifs élémentaires de jets impactants à partir du montage aéraulique dont on dispose, la solution technique choisie a été de fabriquer différentes plaques en dural, adaptées pour pouvoir être montées en fin de conduite aéraulique, et percées afin de laisser sortir les jets d'air du plenum (voir Fig. 50). On les appellera des « façades » par la suite.

Le diamètre ainsi que l'entre-axe des jets sont deux paramètres qui seront grandement variés au cours de l'étude et qui nécessitent de construire différentes façades. Cette solution technique doit permettre à toutes les configurations testées d'avoir un confinement de jets comparable, c'est-à-dire les mêmes conditions d'échappement de l'air entre les buses et la plaque après l'impact. C'est pourquoi il a été fait en sorte que les jets les plus excentrés des façades soient toujours situés à une distance égale ou supérieure à  $L$  du bord de la plaque. La configuration la plus large prévue a pour diamètre de buse  $D = 12\text{mm}$  et un entre-axe  $L = 120\text{mm}$ . Ceci impose un diamètre de façade d'au moins  $480\text{mm}$ . C'est ce critère qui a conditionné la taille de section finale du circuit aéraulique.

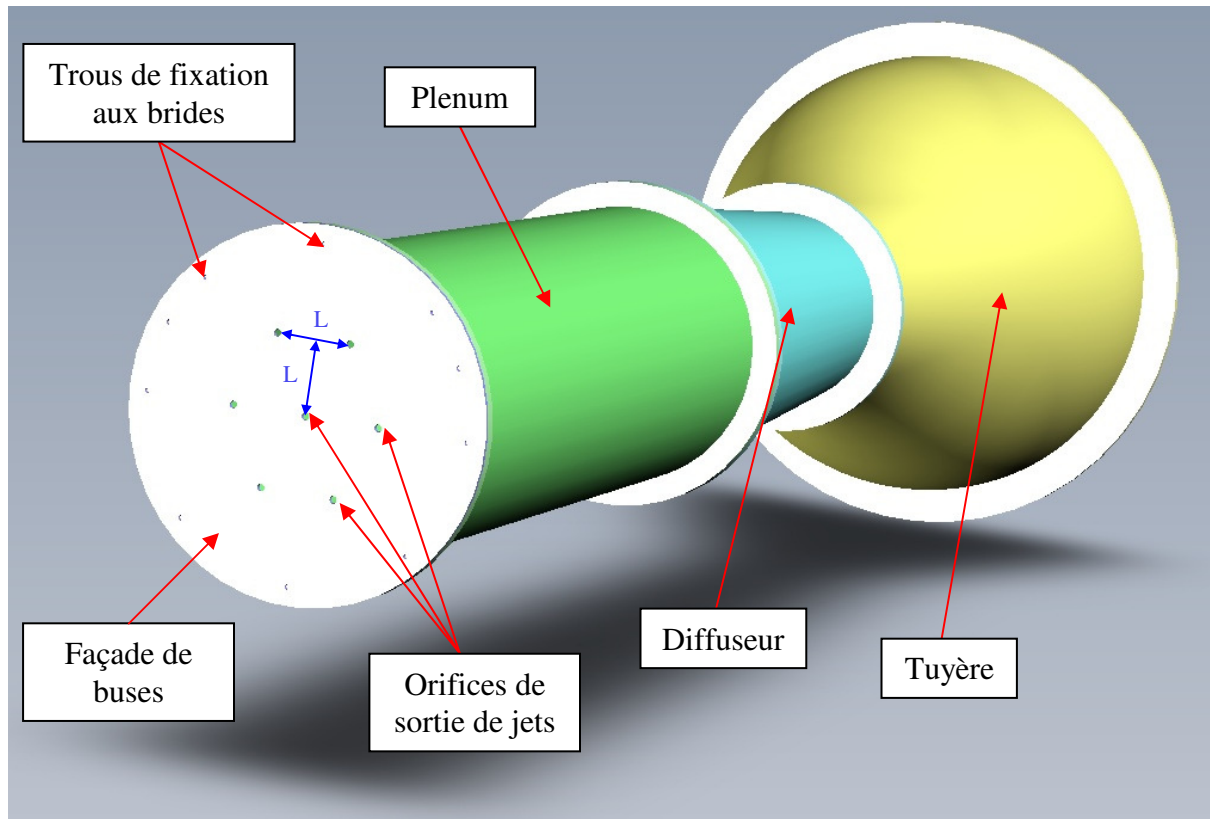


Fig. 50 Façade de buse montée sur le circuit aéraulique

### III.1.3.c) Paramètres variables des façades de buses :

Trois types de buses différentes ont été testées lors de cette étude soient : des buses droites (cylindriques à bords droits) de longueur variables, des buses munies d'un convergent (conformes à celles utilisée dans l'industrie, voir Fig. 49) et des orifices simples (voir Fig. 51).

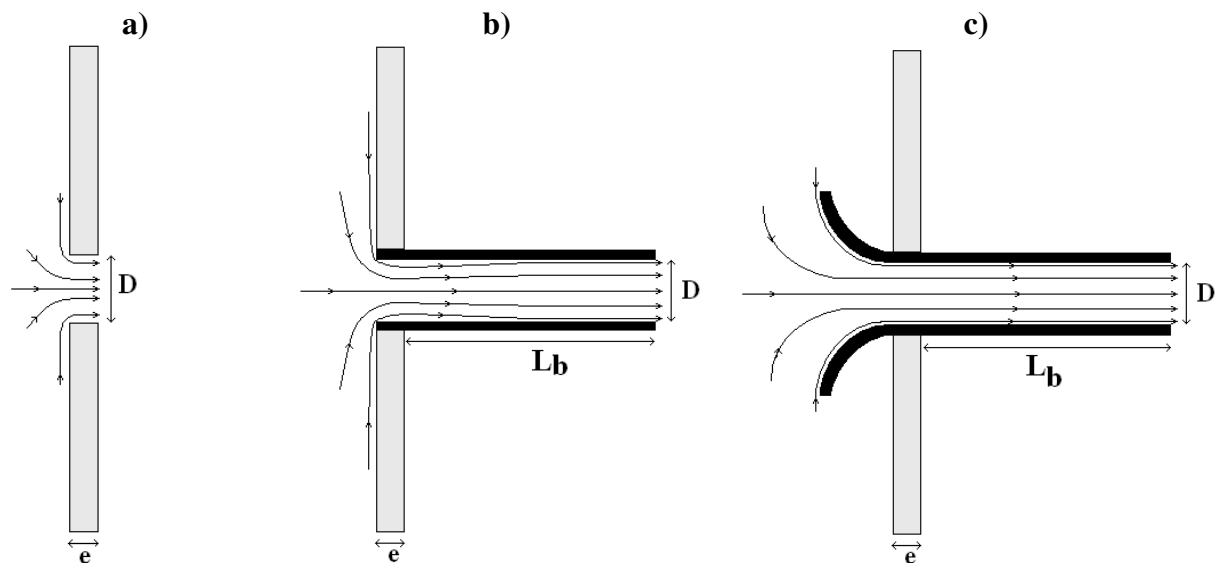


Fig. 51 Schéma des trois géométries de soufflage étudiées : a) Orifice simple ; b) Buse droite ; c) Buse avec convergent (tulipe)

Les paramètres de façades de buses qui ont été variés durant l'étude sont :

Le type de buse (orifices simples, buses droites ou buses avec convergent)

Le rapport  $D/dx$ , soit le rapport entre le diamètre des buses et l'écart entre les prises afin de valider leur finesse de disposition (voir paragraphe III.1.6). Cette validation a été faite avec le même type de buse (les orifices simples).

Le rapport  $D/L$ . ce paramètre peut être varié pour chaque type de buses.

La géométrie du motif qui peut être soit hexagonale (en quinconce) soit carrée (voir Fig. 52 et Fig. 53)

- L'angle d'inclinaison des buses

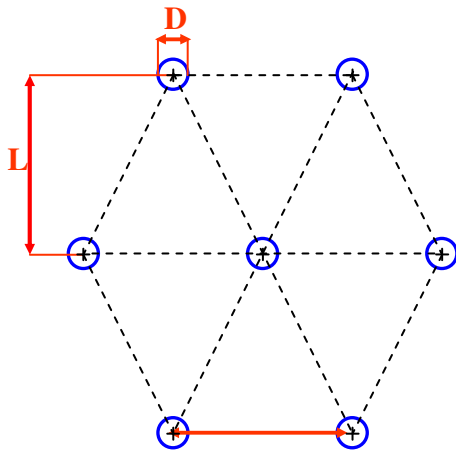


Fig. 52 Schéma d'une disposition hexagonale de buses

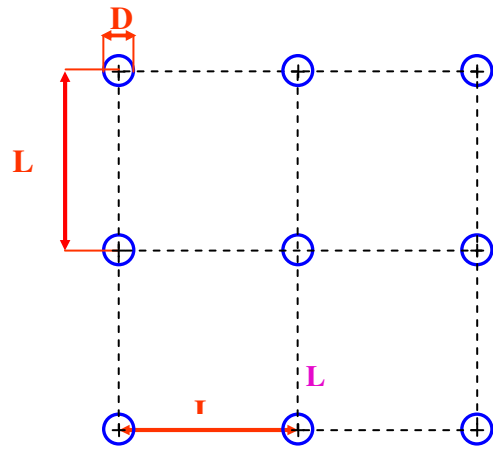


Fig. 53 Schéma d'une disposition carrée de buses

### III.1.3.c.1) Détail des façades de buses construites et des configurations testées

Dans un but d'optimisation, chaque façade a été percée de sorte à pouvoir être utilisée dans le plus de configurations de soufflage possible. Voici un tableau qui récapitule toutes les plaques qui ont été construites ainsi que les paramètres qu'elles permettent de tester :

Orifices simples :

Disposition	D (mm)	L (mm)	e (mm)	D/dx	L/D	D/e	N° de plaque
Hexagonale	5	30	3	1	6	1.67	1
Hexagonale	5	50	3	1	10	1.67	2
Hexagonale	10	60	6	2	6	1.67	3
Hexagonale	10	100	6	2	10	1.67	4
Hexagonale	12	72	7.2	2.4	6	1.67	5
Hexagonale	12	120	7.2	2.4	10	1.67	6
Hexagonale	10	40	6	2	4	1.67	4
Carrée	10	40	6	2	4	1.67	4
Carrée	10	100	6	2	10	1.67	4
Carrée	10	60	6	2	6	1.67	3
Hexagonale	15	60	9	3	2	1.67	7
Carrée	15	60	9	3	2	1.67	7
Hexagonale	15	30	9	3	4	1.67	7
Carrée	15	30	9	3	4	1.67	7

Pour créer des configurations de buses droites, des tubes en laiton et en inox ont été découpé de différentes longueurs. Deux diamètres différents ont été prévus afin de pouvoir tester cinq rapport L/D différents (les mêmes que pour les orifices simples).

Voici un tableau qui récapitule toutes ces constructions :

Disposition	Dext (mm)	Dint (mm)	L (mm)	e (mm)	D/x	L/D	Angle (°)	N° de plaque
Hexagonale	12	10	60	10	2	6	0	1a
Carrée	12	10	60	10	2	6	0	1a
Hexagonale	12	10	40	12	2	4	0	2a
Carrée	12	10	40	12	2	4	0	2a
Hexagonale	12	10	100	12	2	10	0	2a
Carrée	12	10	100	12	2	10	0	2a
Hexagonale	12	10	60	10.2	2	6	6	3a
Carrée	12	10	60	10.2	2	6	6	3a
Hexagonale	12	10	30	10.2	2	3	6	3a
Carrée	12	10	30	10.2	2	3	6	3a
Hexagonale	12	10	60	10.2	2	6	12	4a
Carrée	12	10	60	10.2	2	6	12	4a
Hexagonale	12	10	30	10.2	2	3	12	4a
Carrée	12	10	30	10.2	2	3	12	4a
Hexagonale	17	15	60	10	4	4	0	5a
Carrée	17	15	60	10	4	4	0	5a
Hexagonale	17	15	30	10	2	2	0	5a
Carrée	17	15	30	10	2	2	0	5a

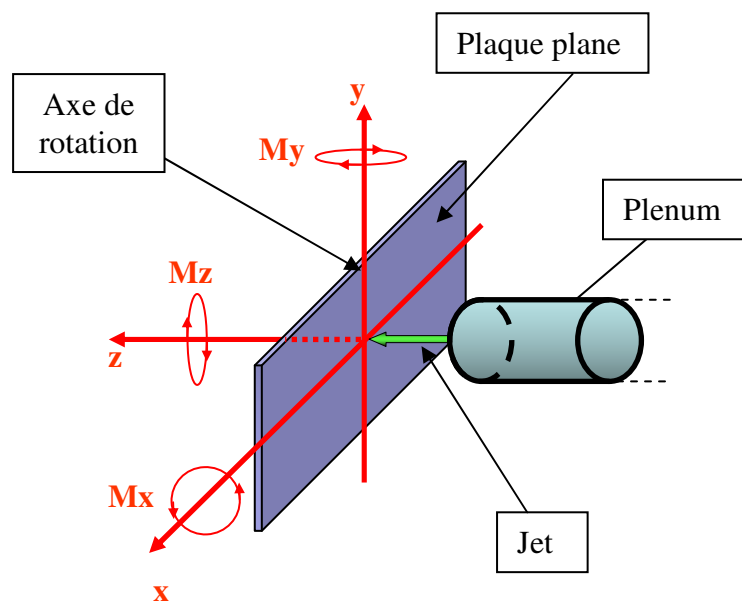
Enfin, des façades ont également été fabriquées pour tester les buses industrielles munies de convergent, afin d'effectuer des perçages qui correspondent à leur diamètre extérieur. Le

diamètre des ces buses étant fixe, le rapport  $L/D$  a seulement été modifié en changeant la valeur de  $L$ . Les perçages ont également été prévus pour permettre de tester les dispositions carrée et hexagonale avec ces mêmes rapports  $L/D$ .

Disposition	Dext (mm)	Dint (mm)	L (mm)	e (mm)	D/x	L/D	Angle (°)	N° de plaque
Hexagonale	13	10	60	10	2	6	0	1b
Carrée	13	10	60	10	2	6	0	1b
Hexagonale	13	10	30	10	2	3	0	1b
Carrée	13	10	30	10	2	3	0	1b
Hexagonale	13	10	60	10	2	6	6	2b
Carrée	13	10	60	10	2	6	6	2b
Hexagonale	13	10	30	10	2	3	6	2b
Carrée	13	10	30	10	2	3	6	2b
Hexagonale	13	10	60	10	2	6	12	3b
Carrée	13	10	60	10	2	6	12	3b
Hexagonale	13	10	30	10	2	3	12	3b
Carrée	13	10	30	10	2	3	12	3b

### III.1.4) Repère lié à l'impact des jets

A présent que la partie aéraulique du banc d'essais est définie, il est essentiel de définir le repère dans lequel seront étudiés les efforts et moments aérodynamiques des jets impactants sur la plaque. Ce repère ainsi que les moments qui lui sont associés sont schématisés sur la **Fig. 54**. Les flèches circulaires y définissent le sens positif de chaque moment, néanmoins lors de cette étude, seul le moment  $M_y$  sera étudié. L'étude des impacts à grands bras de levier se fera en impactant la plaque du côté des abscisses positives telles que définies sur ce schéma.



**Fig. 54** Définition du repère utilisé pour l'étude de l'impact des jets ainsi que des moments aérodynamiques associés

### III.1.5) Zone d'instrumentation

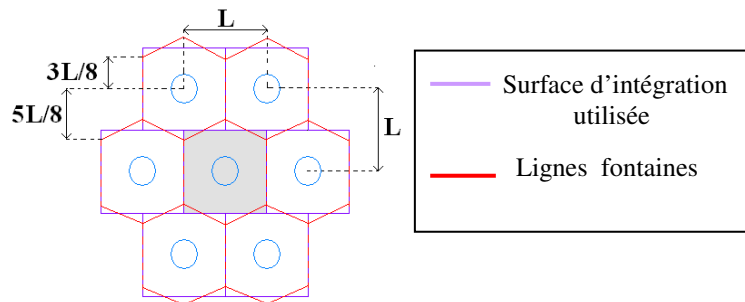
Les mesures de pression sur la plaque doivent permettre par intégration de calculer la force d'impact d'un jet quelconque parmi tout le dispositif. Il est nécessaire pour cela de définir une surface d'impact de référence qui corresponde à l'aire sur laquelle les pressions doivent être intégrées afin de représenter l'effort d'un seul jet. Cet effort doit ensuite pouvoir être multiplié par le nombre de jets présents dans la gaine afin d'aboutir à l'effort d'impact total du dispositif de jets. Cette surface doit par conséquent pouvoir être délimitée de la même façon autour de chaque jet présent dans le dispositif (mis à part ceux placés aux bords de la plaque comme on le verra plus tard).

Dans la littérature, cette surface est choisie comme celle qui est délimitée par les lignes « fontaines » de l'écoulement pariétal. Ces lignes sont observables sur la **Fig. 55**. Il s'agit d'une bande d'acier fraîchement galvanisée sur laquelle le refroidissement a été fait par un soufflage trop rapide lors des phases de test de ligne. Les points blancs correspondent à la proximité des points d'arrêts et les lignes blanches correspondent aux lignes fontaines. Cet éclaircissement de la bande met en relief les zones les plus fortement refroidies. On peut constater sur cette figure que la disposition en quinconce des jets impose à ces surfaces d'impact de référence une forme hexagonale.

Le fait d'instrumenter en prises de pression une zone de forme hexagonale pose de nombreux problèmes techniques, surtout si cette zone doit être adaptable à plusieurs diamètres et entre-axes de buses. Cela complique également le post-traitement. Ainsi par souci de simplification la surface d'intégration utilisée lors de cette étude est de forme carrée (voir **Fig. 56**). Elle couvre une aire égale à la surface hexagonale délimitée par les lignes fontaines et peut aussi être délimitée de façon égale autour de chaque jet. Elle peut ainsi être représentative de la force d'impact de l'un des jets au milieu d'une gaine de soufflage.



**Fig. 55** Bande d'acier ayant subi l'impact de jets à grande vitesse d'une tour de refroidissement



**Fig. 56** Schéma des surfaces de référence utilisées pour l'intégration des efforts aérodynamiques

La surface d'impact de référence ainsi définie présente de nombreux avantages pratiques. D'une part elle permet facilement de dimensionner un schéma d'instrumentation de la plaque qui soit adaptable à de multiples configurations de soufflages (incluant différents diamètres et entraxes de buses). D'autre part, cette surface d'intégration reste identique dans le cas où la disposition des jets n'est plus en quinconce, mais rectangulaire, à condition de garder le même entre-axe de buse L (voir **Fig. 57**). Ce motif est très peu utilisé dans l'industrie car il crée un refroidissement hétérogène des bandes en défilement, il reste cependant intéressant à étudier en termes de stabilité de bande.

De surcroît, cette surface possède un axe de symétrie horizontale (étant donné que la plaque oscille selon l'axe vertical  $Oy$ ). Cet axe permet de n'instrumenter que la moitié inférieure de cette zone afin d'optimiser le budget d'achat de capteurs de pression. Il est possible grâce à cela d'utiliser un maillage de prise de pression deux fois plus fin tout en utilisant le même nombre de capteurs.

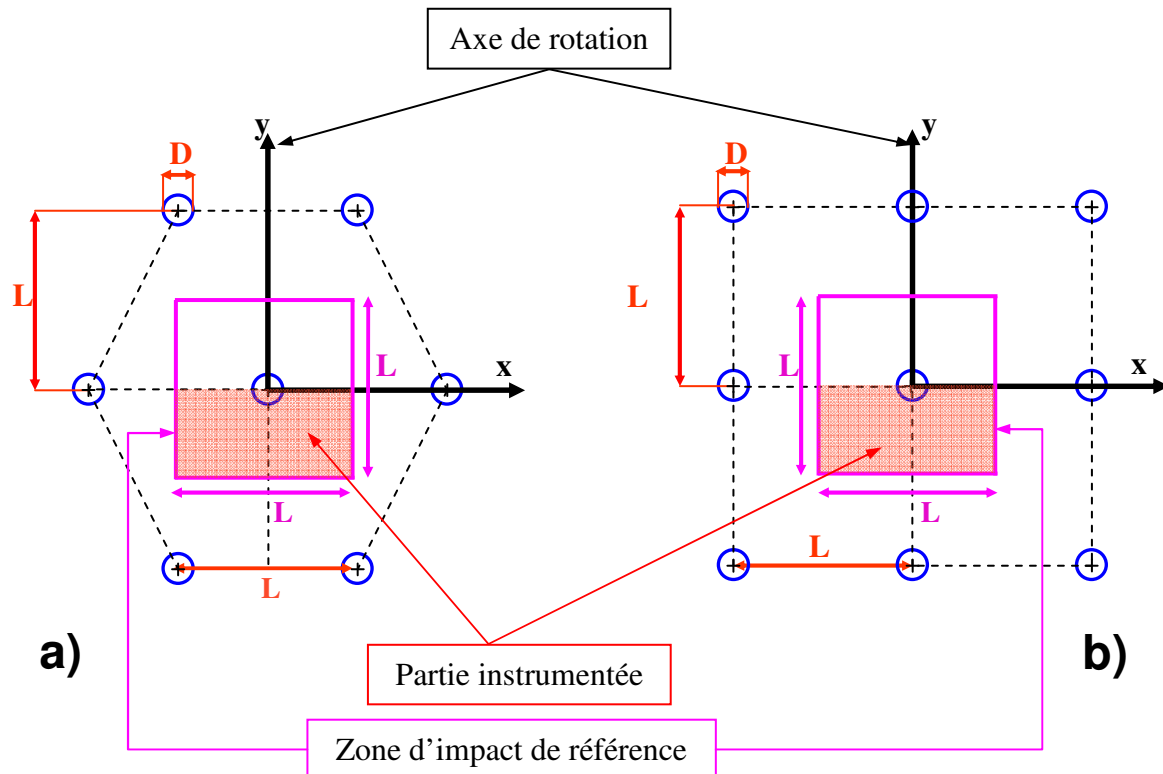


Fig. 57 a) Disposition hexagonale des buses b) Disposition carrée des buses

Enfin, comme on peut le voir sur la **Fig. 58**, la plaque a été instrumentée à deux endroits différents afin d'être représentatif des deux types de positionnement possibles des jets dans une gaine de soufflage, c'est-à-dire :

Au milieu : cas où tous les jets du motif élémentaire impactent la bande et où l'on peut considérer que le jet central placé n'importe où sur une plaque infinie.

Sur les bords : cas où le motif de jets n'impacte pas entièrement sur la plaque.



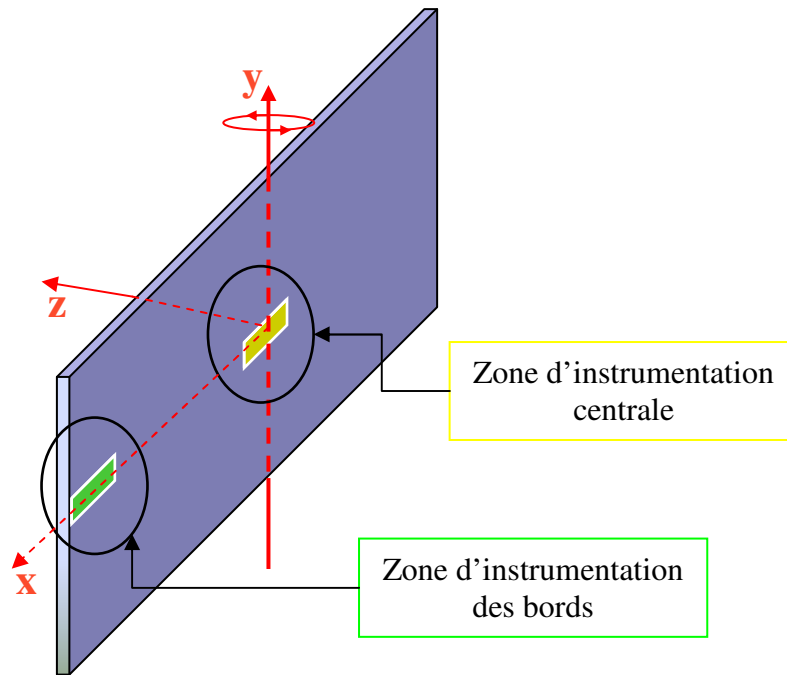


Fig. 58 Position des deux zones d'instrumentation

### III.1.6) Cartographie des prises de pression

Afin de limiter les essais, une configuration a été considérée comme référence en se basant sur des paramètres géométriques existant déjà dans une vraie tour de refroidissement (RCS Corus). Ses paramètres sont les suivants :

- Diamètre de buses (D) : 10 mm
- Entre-axe des buses (L) : 60 mm
- Géométrie de motif : hexagonale.

Les premiers essais seront faits à partir de ces paramètres. Puis, avec ces mêmes paramètres, le type de buses ainsi que le motif géométrique élémentaire seront variés. Les autres façades de buses comprenant des diamètres ainsi que des entre-axes différents seront testés ensuite, en fonction des résultats obtenus avec la référence.

Les dimensions de cette zone d'impact dépendent évidemment des valeurs de L et D. Cependant le nombre de capteurs disponible étant limité (voir §III.3)), il est impossible de garder une bonne finesse de maillage lorsque l'entre axe des buses est supérieur à 60 mm car cela implique une trop grande surface à instrumenter. Ainsi dans ces cas, les mesures seront effectuées en plusieurs fois en déplaçant la plaque successivement d'une distance égale au pas du maillage des prises. Il est alors nécessaire d'organiser pertinemment la disposition des prises afin de limiter le nombre de déplacement par mesure.

#### III.1.6.a.1) Disposition des prises de pression centrales

La Fig. 59 montre la disposition des prises de pression de la zone d'instrumentation centrale. Les diamètres et entre-axes de buses sont ici ceux de la configuration de référence (D = 10mm, L = 60mm). Ainsi la zone de référence à instrumenter a pour dimensions : 60×30 mm. Elle contient 13 colonnes et 7 lignes de prises de pression espacées de 5mm en x et en y. Afin d'observer l'influence du maillage des prises de pression sur le calcul des efforts et de l'optimiser, trois zones-test ont été conçues.

La zone verte constitue une zone test pour laquelle les paramètres de soufflage sont la moitié de ceux de référence ( $D = 5\text{mm}$  et  $L = 30\text{mm}$ ) afin de tester le maillage des prises de pressions. Dans cette configuration-test, le rapport  $D/dx$  est de 1. Il n'y a ainsi que 7 prises entre les buses en  $x$  et  $y$ , ce qui donne très peu d'information entre les jets. Cependant si ce rapport suffit à bien évaluer la force d'un jet, cela permettrait de n'instrumenter qu'une prise sur deux dans les autres configurations.

La zone violette constitue quant à elle la zone test pour laquelle les dimensions sont maximales :  $L = 120$  et  $D = 12$ . Pour pouvoir mesurer correctement la zone d'impact de référence correspondant à ces dimensions, les prises marquées en rose ont été percées permettant ainsi de couvrir déjà toute la largeur de la zone. Cependant ces trois lignes contiennent chacune 25 prises de pression, elles mobilisent donc à elles trois 75 capteurs. Ainsi il faut déplacer la plaque 5 fois vers le haut pour pouvoir instrumenter toute cette zone avec un pas de 5mm. Si toutefois les tests de maillage démontrent qu'un maillage plus grossier suffit à bien évaluer la force d'impact, on peut alors n'utiliser qu'une prise sur deux et ainsi faire deux fois moins de déplacements.

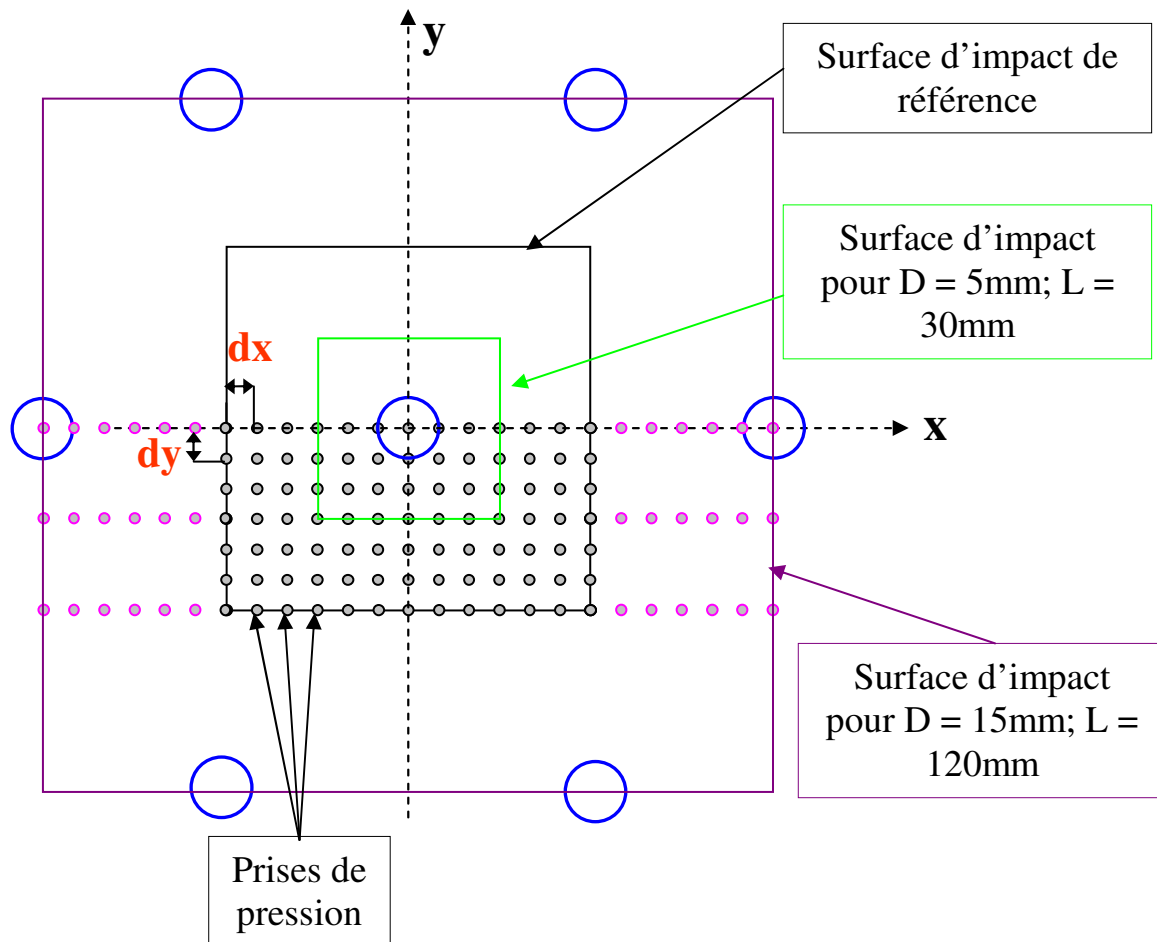
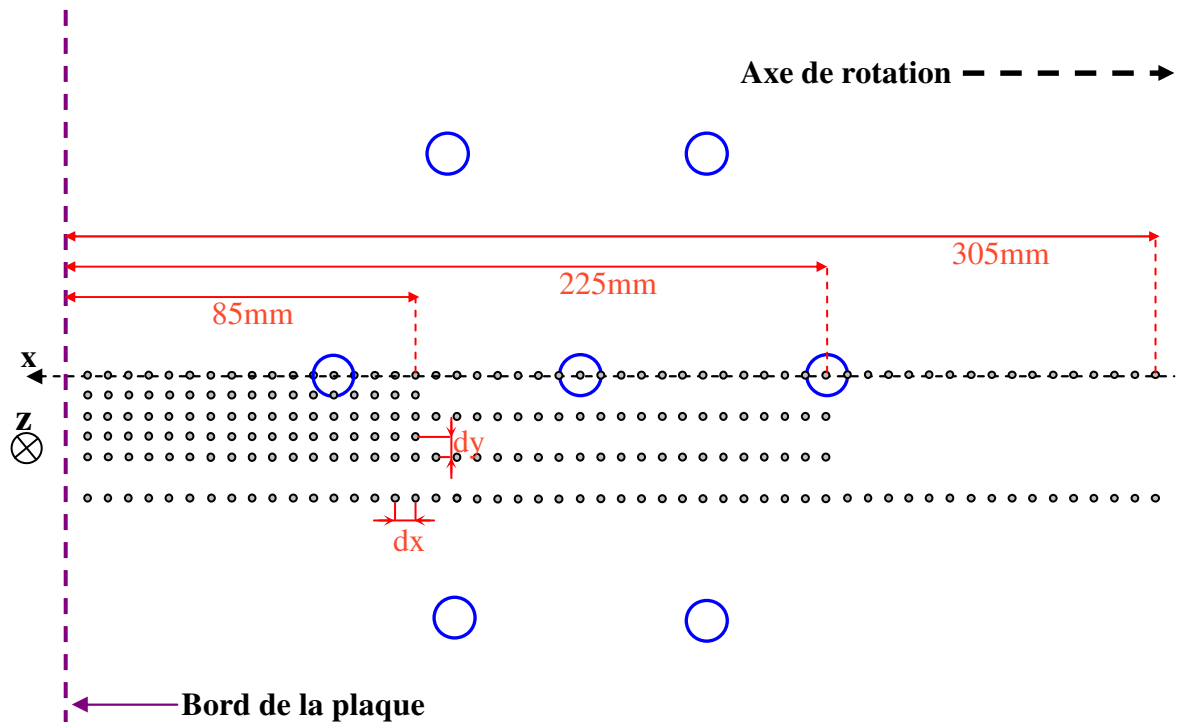


Fig. 59 Disposition des prises de pression centrales

### III.1.6.a.2) Disposition des prises de pression sur les bords

Cette zone d'instrumentation a été dimensionnée pour que quels que soient les paramètres  $L$  et  $D$ , il soit possible d'observer les pressions pariétales induites par un motif de jet impactant près du bord de la plaque. La notion de proximité de bord a été ici déterminée en cohérence avec les constructions de façades de buses, c'est-à-dire que le bord doit se situer à une distance inférieure à  $L/2$  du jet placé à l'extrémité du motif.

Ainsi en fonction de la configuration la plus large, deux lignes ont été instrumentées avec des prises placées tous les 5mm sur une largeur de 240mm impliquant ainsi 5 déplacements de la plaque vers le haut pour couvrir toute la zone d'impact de référence de cette configuration (voir **Fig. 60**).



**Fig. 60** Disposition des prises de pression de bord

### III.1.7) Dimensionnement de la plaque plane

La déformation de la plaque doit être très négligeable par rapport à son amplitude de déplacement afin de vérifier l'hypothèse de plaque rigide, et ce quelle que soit sa fréquence d'oscillation. Ainsi la plaque a été construite en dural avec une épaisseur de 6mm et a été montée sur un cadre qui lui sert de fixation au châssis du banc et qui ajoute encore de la rigidité à la plaque en flexion de par ses maintiens espacés (voir **Fig. 61**)

De plus, la plaque plane doit également être assez large pour pouvoir fournir les conditions de confinement de jets souhaitées (voir **Fig. 62**). Ainsi lorsque la plaque est utilisée en position centrale (milieu infini), tous les jets doivent l'impacter à une distance au moins supérieure ou égale à  $L$  dans toutes les directions. Son envergure a ainsi été fixée à 960 mm  $\times$  480 mm ( $L \times H$ ).

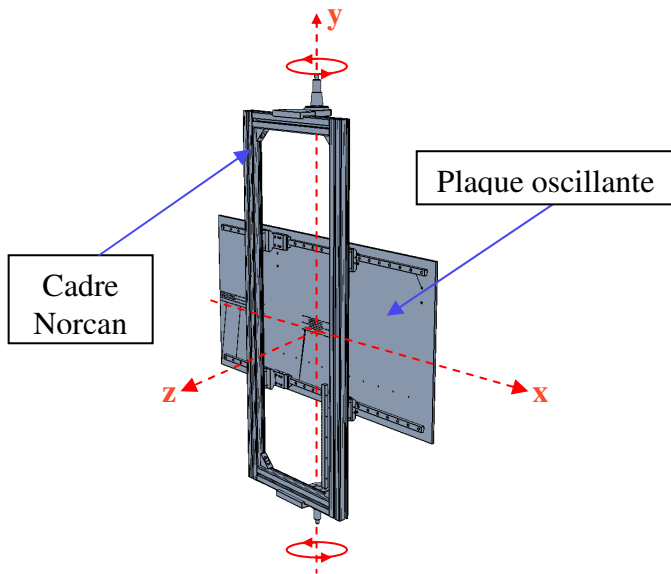


Fig. 61 Plaque oscillante montée sur son cadre de support

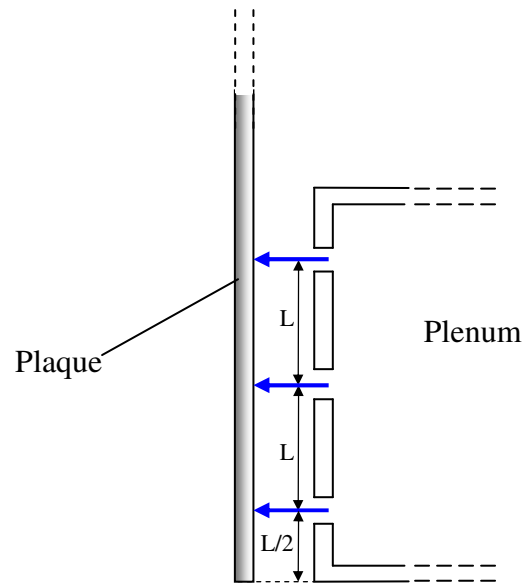


Fig. 62 Schéma explicatif du critère de confinement

### III.1.8) Mise en place des prises de pression

Une prise de pression est constituée d'un petit trou à la paroi qui permet de mesurer la pression en ce point. Mis à part certains cas particuliers où le capteur est placé directement derrière le trou (mesures instationnaires à hautes fréquences), la mesure s'effectue au moyen d'un capteur déporté. Pour que la mesure soit correcte, les bavures au niveau du perçage à la paroi doivent absolument être évitées car elles induisent des décollements de la couche limite qui faussent les pressions mesurées. Il est également impératif que le perçage soit orthogonal à la paroi ou dans le pire des cas incliné de l'amont vers l'aval de l'écoulement en remontant vers la paroi (ce qui n'est pas faisable dans cette étude). Enfin, les bords du perçage doivent être des arêtes nettes, les bords arrondis et évasés doivent être évités.

Ainsi beaucoup de détails dans la confection des prises de pression peuvent influencer dans la précision de mesure. De plus, leur vétusté due à une utilisation intensive et prolongée ne peut qu'augmenter ces défauts, particulièrement pour un banc comme celui-ci, conçu pour être utilisé durant plusieurs années. Pour toutes ces raisons, et également parce que les résultats de cette études sont entièrement basés sur les mesures de pressions, un très grand soin a été requis lors de la fabrication des prises de pression.

Tout d'abord, tous les perçages de la plaque plane ont été sous-traités et effectués par une commande numérique. Ceci garantit à priori une bonne précision d'exécution en terme de perpendicularité des perçages et un très bon état de surface de la plaque sans défaut ni bavure. Le diamètre de toutes les prises de pression est de 1mm et derrière chacune de ces prises a été effectué un lamage de 2.3mm de diamètre et d'une profondeur de 5mm dans lesquels des tubes de laiton de même diamètre extérieur ont été insérés et collés (voir Fig. 63 et Fig. 64).

Cette façon de procéder permet d'une part de laisser intact l'état de surface de la plaque et d'autre part de garantir un très bon maintien des prises dans le temps. En effet, des tuyaux vinyles sont ensuite raccordés aux tubes en laiton afin de connecter les prises aux capteurs. Par conséquent si jamais par un trop grand tirage certains d'entre eux venaient à se déconnecter, ils pourraient alors être réinsérés très facilement sur les tubes en laiton.

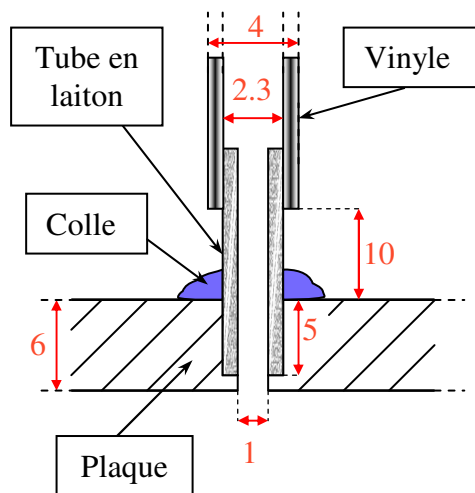


Fig. 63 Schéma du collage des tubes en laiton derrière la plaque

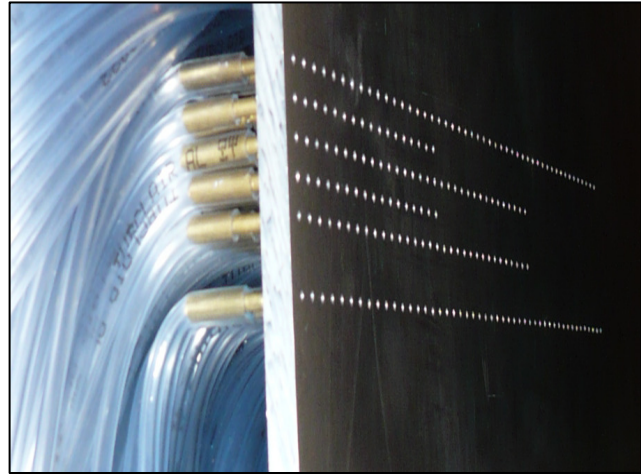


Fig. 64 Photo des tubes une fois montés sur la plaque et enfilés dans les vinyles

### III.1.8.a) Collage des tubes en laiton sur la plaque

Pour instrumenter les 334 prises de pression de la plaque, il a fallu découper ce même nombre de tubes en laiton en respectant exactement la même longueur, fixée à 30 mm pour chacun d'entre eux. Cette opération a nécessité 10.2m de tube en laiton. Afin de garantir que chaque tube en laiton soit correctement monté derrière sa prise de pression, c'est-à-dire en butée sur le fond du lamage et bien perpendiculaire à la paroi, un gabarit a été construit afin des les coller ligne par ligne. Ce gabarit été confectionné à partir d'une cale en plexiglas dans laquelle 53 trous du diamètre extérieur des tubes laiton ont été percés. La surface extérieure des tubes en laiton a été enduite de colle à métaux à séchage rapide, puis enfilés dans les trous de perçage jusqu'à la butée. Le surplus de colle crée ainsi un petit bourrelet autour du tube qui le maintient solidement. Une fois toute une ligne insérée et collée, le gabarit est enfilé dans les prises et maintenu en hauteur sans contact avec la colle. Il faut ensuite attendre une heure pour que celle-ci sèche puis on obtient une ligne de prises de pression munie de tubes de laiton montés perpendiculairement à la paroi et bien en butée contre le lamage.

### III.1.8.b) Raccordement des prises de pression aux capteurs

Une fois toutes les prises terminées, un vinyle a été enfilé sur chacune d'entre elles. Ces vinyles ont un diamètre intérieur qui correspond au diamètre extérieur des tubes en laiton soit 2.3 mm et un diamètre extérieur de 4 mm. Ainsi, l'encombrement axial de chaque tube de laiton raccordé à un vinyle est de 4 mm, ce qui laisse 1mm de marge entre chaque prise. Il faut donc prendre garde à ne pas trop laisser la colle se répandre pour qu'elle n'obstrue pas une prise voisine. Voilà pourquoi l'écart minimum entre les prises de pressions a été fixé à 5 mm. Il est très difficile techniquement d'en avoir un plus resserré.

La longueur de vinyle nécessaire pour raccorder chaque capteur à sa prise de pression a été définie une fois la conception du banc entièrement terminée (voir paragraphe III.2.6)). Le diamètre de la prise d'entrée des capteurs de pression étant trop grand pour pouvoir se raccorder directement aux vinyles connectés aux tubes de laiton, des raccords permettant de changer de diamètre ont été fabriqués (voir Fig. 65).

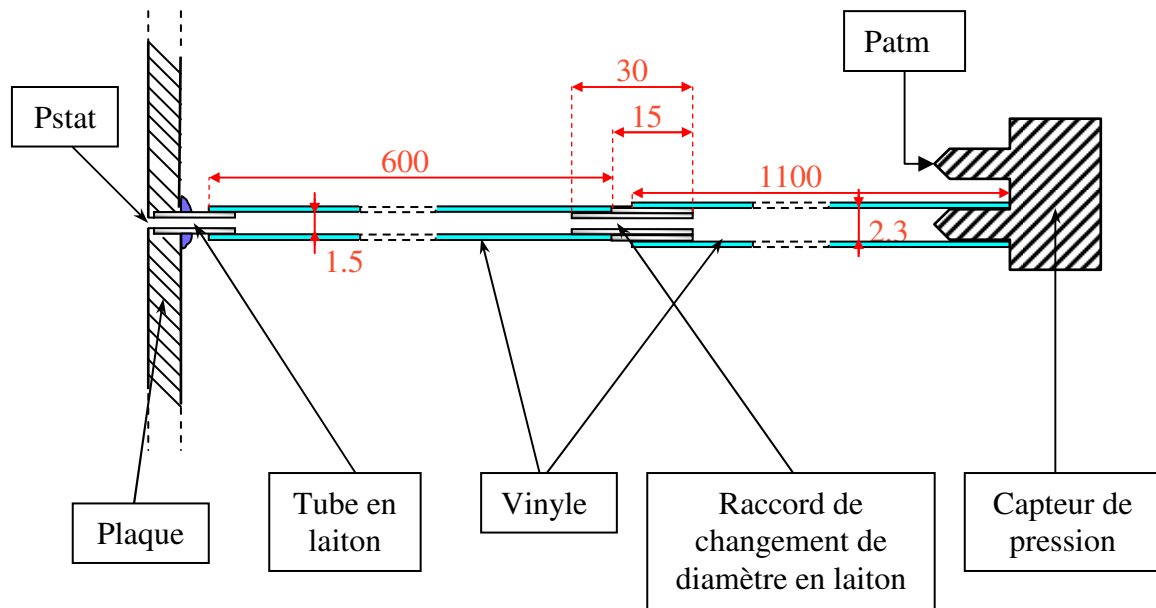


Fig. 65 Schéma du circuit de raccordement de la prise de pression jusqu'au capteur

### III.1.8.c) Fabrication des raccords de changement de diamètre en laiton

Chaque raccord doit avoir exactement les mêmes dimensions et doit permettre aux vinyles des deux diamètres de s'enfiler à chacune de leurs extrémités de façon étanche et sans risque de se détacher. Ainsi pour chaque prise, 30 mm de tube laiton de petit diamètre ont été découpés et 10 mm de gros diamètre. Le petit diamètre a ensuite été enfilé entièrement dans le gros de sorte à être affleurant avec lui d'un côté et de déboucher de 15 mm de l'autre. Enfin, les deux tubes ont été soudés à l'étain afin de fixer cet assemblage. On peut voir sur les **Fig. 66** et **Fig. 67**, respectivement une photo d'un raccord fini et un schéma du collage. Une fois tous les raccords fabriqués, leur étanchéité a été testée dans un bac à eau. Cette opération a nécessité 6.68m de tube en laiton de petit diamètre et 5.01m de tube de gros diamètres, soit au total 21,71m de tube en laiton.



Fig. 66 Raccord en laiton enfilé dans un vinyle

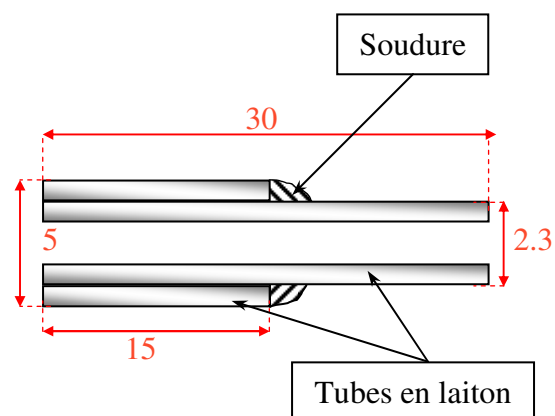


Fig. 67 Schéma d'un raccord en laiton

## III.2) Cinématique du banc d'essai

### III.2.1) Bâti du banc d'essai

Le bâti du banc d'essai constitue la structure de base sur laquelle doit être montée la plaque oscillante et son instrumentation. Il a été dimensionné afin d'être assez grand pour pouvoir couvrir tous les déplacements cinématiques de la plaque en offrant en même temps le plus de résistance possible aux vibrations. Il est entièrement constitué de rails Norcan qui ont l'avantage d'être modulables grâce à des glissières. Le montage fait une hauteur totale de 1,93m afin de pouvoir placer la plaque en face des jets et la déplacer avec une bonne amplitude. Sa façade avant a été fixée à une distance de 620 mm du banc d'essai ce qui laisse de la marge pour pouvoir fixer la distance jet-plaque prévue initialement pour pouvoir atteindre 400 mm quelle que soit la longueur des buses. Des rails placés à 40° maintiennent la façade verticale du bâti et offrent une bonne résistance aux vibrations horizontales qui pourront être induites par l'oscillation de la plaque. Enfin, ce bâti est muni de pieds réglables pour garantir la perpendicularité du banc par rapport aux jets de façon précise (voir **Fig. 68**).

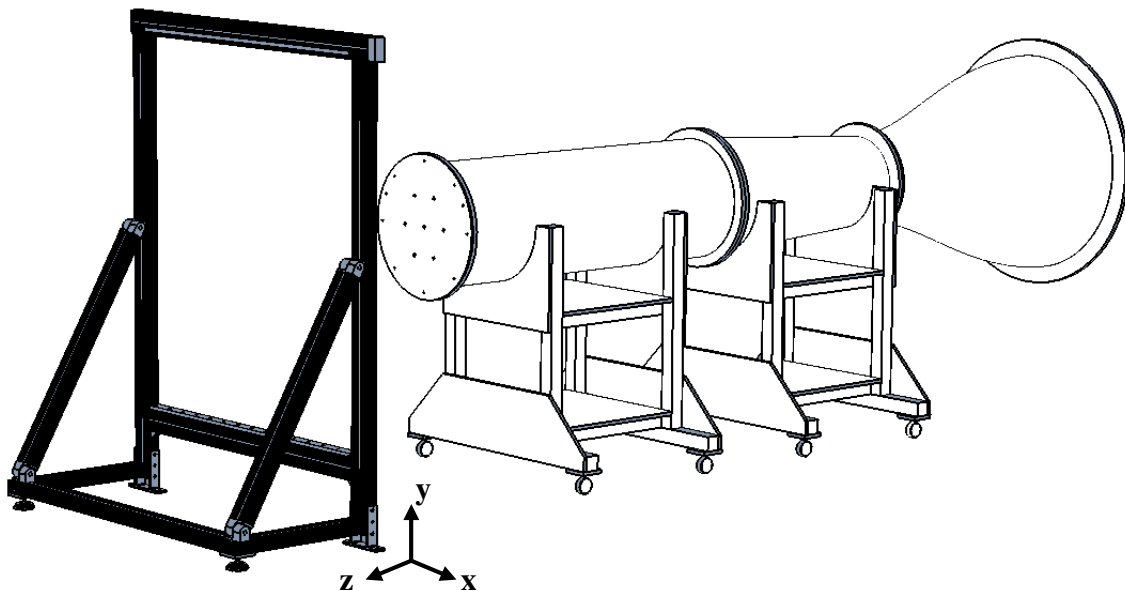


Fig. 68 Schéma du bâti du banc d'essai placé face au circuit aéraulique

### III.2.2) Déplacements selon l'axe des x

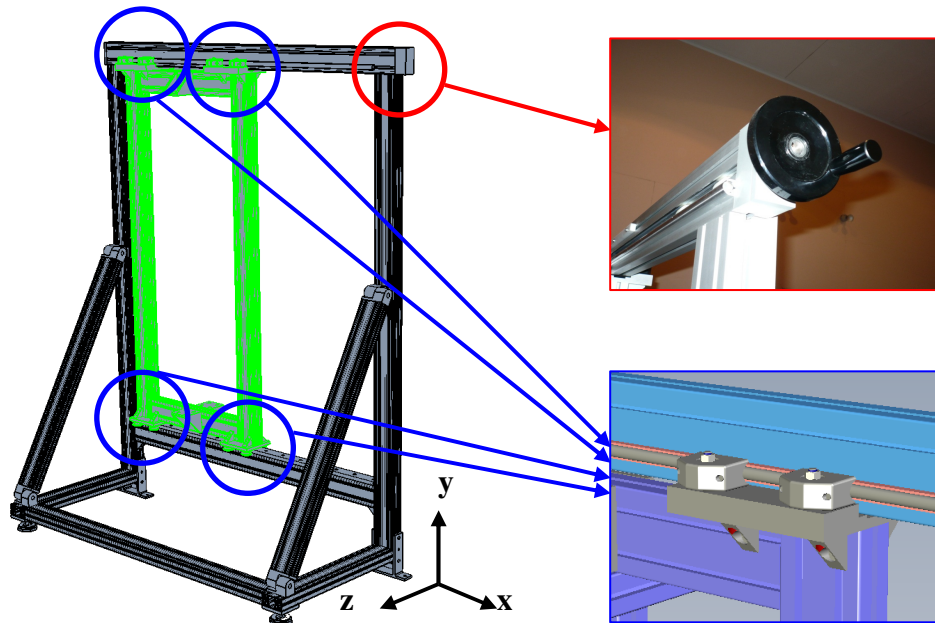
#### III.2.2.a) Châssis du banc d'essai

La partie aéraulique du banc d'essai étant fixe, il est impératif que la plaque plane puisse se translater dans les trois dimensions afin de placer correctement les prises de pressions en face des jets quelle que soit la configuration. Le point d'impact des jets doit également pouvoir être écarté de l'axe de rotation afin d'étudier l'influence du bras de levier sur les efforts aéroélastiques. Par conséquent c'est l'axe de rotation de la plaque qui doit être déplaçable par rapport au bâti et aux jets qui eux restent immobiles. Cependant les prises de pression doivent en même temps se trouver en face des jets en permanence malgré le déplacement de l'axe de rotation. Le banc doit donc être muni de deux déplacements indépendants selon l'axe des x.

Ainsi un châssis mobile a été conçu pour pouvoir se déplacer d'un bout à l'autre du bâti selon l'axe des x, ce qui constitue une course totale de 550mm. Pour cela, le châssis est monté



sur quatre plateaux à galets fixés sur un arbre auto-lubrifié, solidaire au bâti, qui lui permet de se déplacer sans frottement. Ce déplacement est effectué manuellement à l'aide d'une manivelle placée à l'une des extrémités du bâti (voir **Fig. 69**).



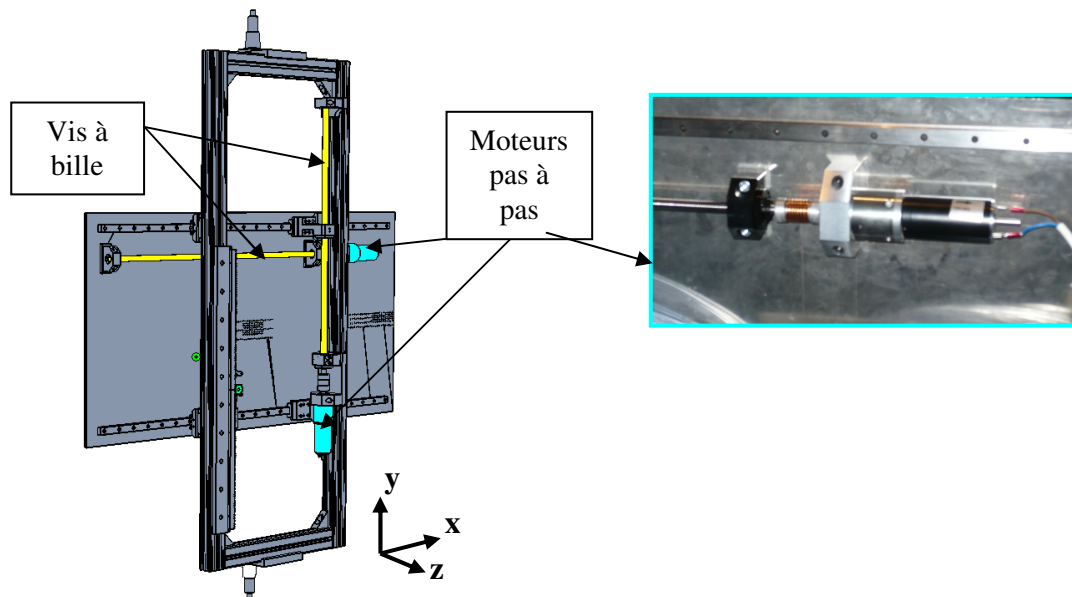
**Fig. 69** Déplacement du châssis selon l'axe x

### III.2.2.b) Translations de la plaque indépendamment du châssis

La plaque doit pouvoir être déplacée selon les axes des x et y de façon lente et précise. Il est également nécessaire de pouvoir commander ces déplacements à distance. Les deux axes motorisés sont conçus selon le même schéma : vis à billes sur glissières, entraînés par un moteur pas à pas électrique. Ces moteurs sont pilotés à distance par des relais contrôlés par la carte d'acquisition qui leur fournit une tension soit nulle soit de 5V. Ils fonctionnent ainsi en « tout ou rien » sur deux entrées, ce qui leur permet de tourner dans un sens ou dans l'autre ou de ne rien faire. Ces consignes sont pilotées via le programme d'acquisition et câblées via un périphérique de connexion USB. La vitesse de rotation des moteurs et par conséquent de déplacement de la plaque est définie par la valeur des résistances branchées sur les relais. Ainsi, la mise en place de potentiomètres permet en réglant leur valeur d'ajuster à l'avance la vitesse des moteurs (voir **Fig. 70**).

En se référant au pas des vis à billes, ainsi qu'à la précision angulaire du moteur, on arrive à une précision mécanique théorique de 0,005 mm. En pratique, en tenant compte des différents jeux et du logiciel de commande, les déplacements peuvent être précis à 0,1 mm près.





**Fig. 70** Emplacement des moteurs pas à pas et des vis à billes pour les translations de la plaque

L'augmentation du bras de levier des impacts se fait donc en deux étapes décrites sur la **Fig. 71**. Dans sa position **1**, le lieu d'impact du jet central coïncide avec l'axe de rotation de la plaque ainsi qu'avec le milieu de la zone instrumentée en prises de pressions. La première étape consiste à placer le banc en position **2**, c'est-à-dire de déplacer conjointement le châssis et la plaque d'une distance  $B$  selon l'axe des  $x$ . Une fois cette étape effectuée, le jet n'impacte plus sur la zone instrumentée de la plaque, il est donc nécessaire d'effectuer un deuxième déplacement. Ainsi on déplace la plaque d'une distance  $B$  dans le sens inverse de l'étape précédente, tout en maintenant le châssis immobile. Le banc se retrouve ainsi dans la position **3** dans laquelle le jet central impacte la zone instrumentée de la plaque à une distance  $B$  de l'axe de rotation. D'où la nécessité d'indépendance de déplacement en  $x$  du châssis et de la plaque. Cette façon de fonctionner nécessite en revanche une grande précision dans les mesures de déplacement car elle double les incertitudes sur la position à chaque essai.

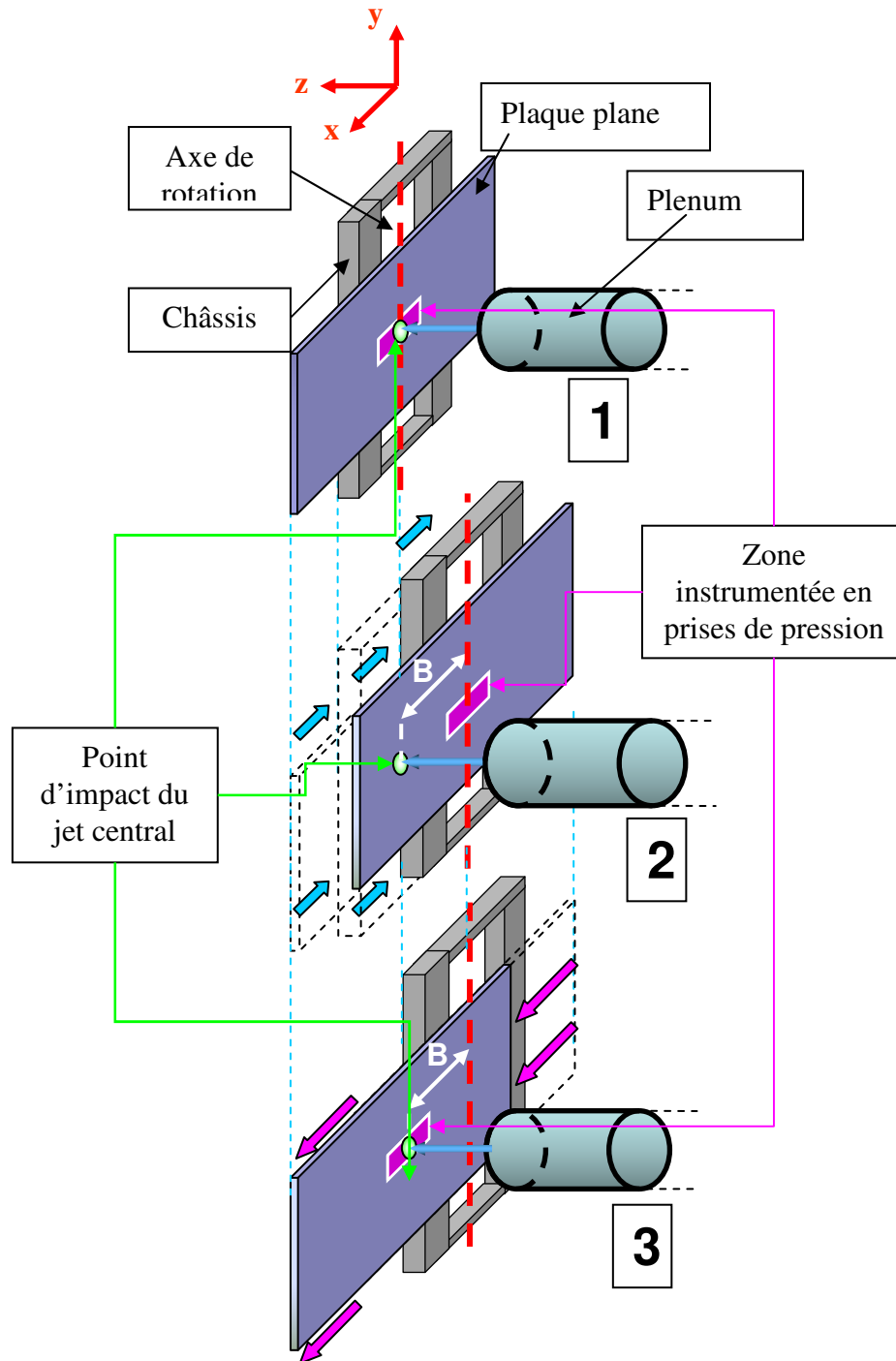


Fig. 71 Schéma fonctionnel de l'augmentation du bras de levier des impacts de jets

### III.2.2.c) Mesure de position du châssis selon l'axe x

Des systèmes de type engrenage / crémaillère ont été mis au point et utilisés pour mesurer tous les déplacements du banc d'essai. Ce type de montage consiste à fixer l'arbre d'un potentiomètre de façon solidaire à l'intérieur d'un engrenage puis de monter le tout sur l'objet en déplacement. La crémaillère est quant à elle placée sur une partie fixe. Il faut ensuite créer un montage qui permet de maintenir en contact permanent les dents de la crémaillère et celles de l'engrenage lors des déplacements. Ainsi en mesurant la tension aux bornes du

potentiomètre on peut connaître par le biais d'un étalonnage, le déplacement de la pièce mobile.

La précision de ce type de montage est entièrement liée au choix du matériel. En effet le nombre de dents de l'engrenage et le nombre de tours du potentiomètre doivent être adaptés de la meilleure façon afin que toute l'échelle de tension soit utilisée sur toute la course du déplacement. De même, les potentiomètres doivent être choisis de façon à ne pas créer de pont diviseurs de tension avec la chaîne d'acquisition ainsi qu'à garder une bonne linéarité de réponse en dépit des variations de température.

Le matériel utilisé est identique pour tous les déplacements du banc en translation car chacun d'entre eux doivent parcourir la même course avec la même précision. Les crémaillères et engrenages sont en delrin et ont un module mécanique de 1.25. Les engrenages ont 16 dents et un diamètre extérieur de 22,5 mm. Les potentiomètres sont des 10 tours de valeur maximale  $1K\Omega$ , leur coefficient de température est de  $\pm 50\text{ppm}/^\circ\text{C}$  et leur diamètre d'axe est de 6.34mm ce qui impose d'usiner légèrement l'intérieur afin qu'ils correspondent au diamètre d'arbre des potentiomètres.

Pour mesurer le déplacement du châssis selon l'axe x, la crémaillère a été fixée horizontalement sur le haut du bâti. Le potentiomètre a été monté sur le châssis entre les galets roulants grâce à une pièce d'adaptation munie d'un ressort qui contraint l'engrenage à rester en contact avec la crémaillère (voir Fig. 72).

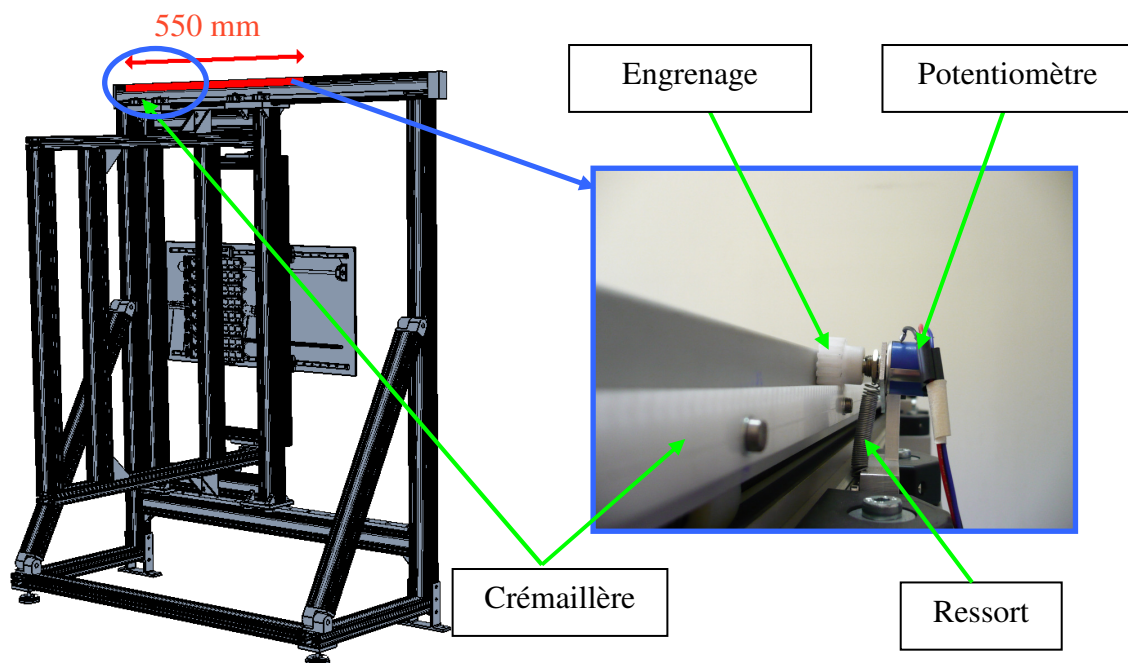


Fig. 72 Schéma de positionnement de la crémaillère et photo du potentiomètre et de l'engrenage montés dessus

L'étalonnage de cette mesure de déplacement a été fait en mesurant le déplacement du châssis par rapport au bâti selon l'axe des x grâce à un pied à coulisse sur 550mm de course. Les mesures de tension ont été faites en utilisant la chaîne d'acquisition du banc d'essai (voir paragraphe III.4). Le long de cette distance, 11 points de mesures ont été pris à une fréquence d'échantillonnage de 1000 Hz pendant 2s chacun. La courbe d'étalonnage montre un comportement parfaitement linéaire du potentiomètre sur toute la course de déplacement. Le coefficient d'étalonnage est de  $0,0127\text{ V/mm}$ . Le bruit de l'ensemble de la chaîne de mesure correspond à environ  $0.1\text{mm}$  d'incertitude (voir Fig. 73).

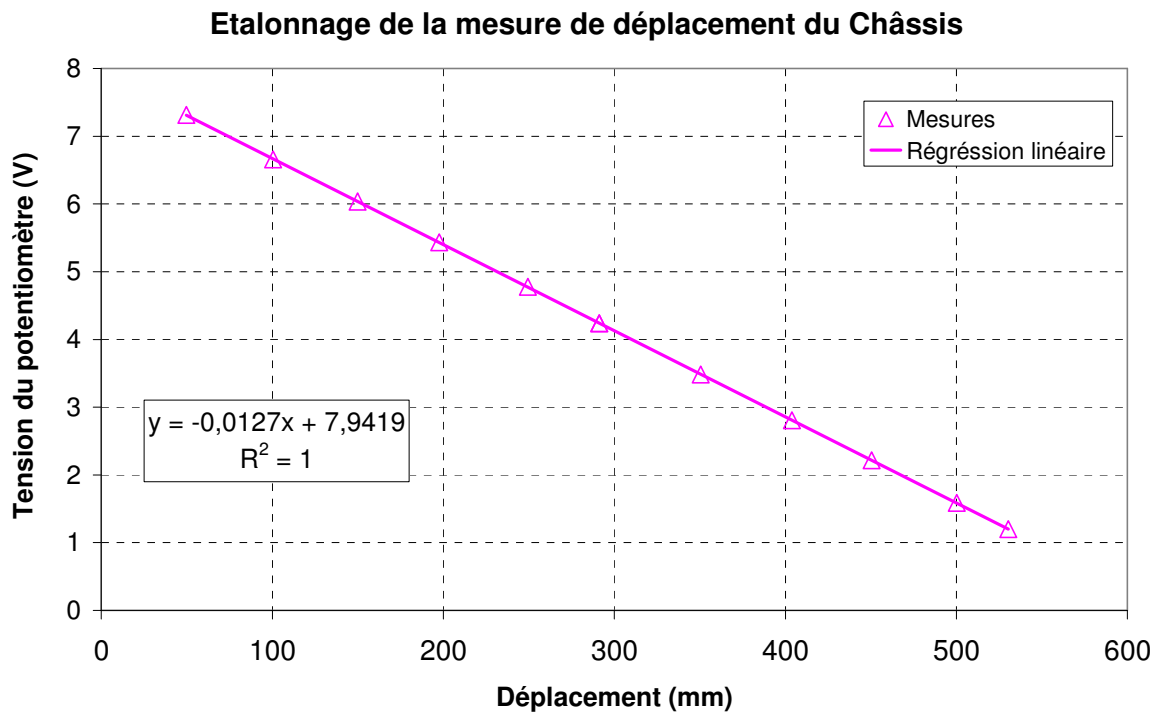


Fig. 73 Courbe d'étalonnage de la mesure de déplacement du châssis selon l'axe des x

#### I.1.1.a) Mesure de position de la plaque selon les axes x et y

Pour mesurer le déplacement de la plaque par rapport au châssis deux crémaillères ont été fixées horizontalement et verticalement à l'arrière de la plaque. Les potentiomètres de mesure des deux déplacements ont été fixés sur le cadran de maintien de la plaque qui est solidaire du châssis. Des pièces d'adaptation du même type que celle utilisée pour la mesure de déplacement du châssis ont été utilisées pour maintenir les engrenages en contact avec leur crémaillère respective.

L'étalonnage de cette mesure de déplacement a été effectué au pied à coulisse en mesurant la position du bord de la plaque par rapport au patin qui la relie au châssis tout en mesurant simultanément la tension aux bornes du potentiomètre.

La courbe d'étalonnage est montrée sur la **Fig. 74**. Le coefficient d'étalonnage de cette mesure est de 0.013 V/mm.

### Etalonnage du potentiomètre de mesure de translation de la plaque en x

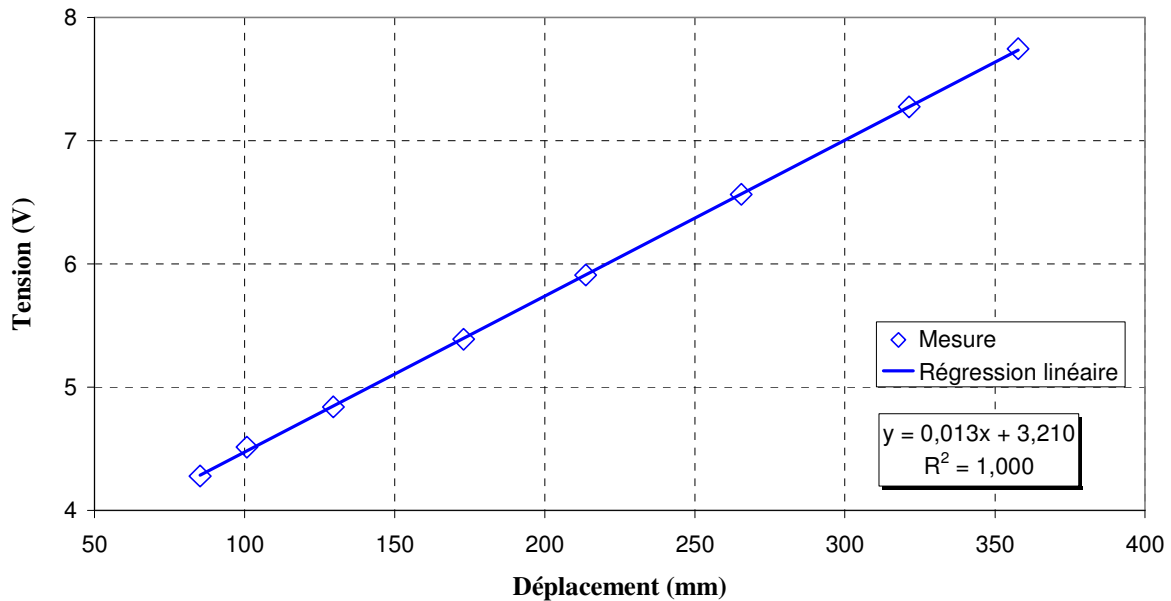


Fig. 74 Courbe d'étalonnage de la mesure de déplacement de la plaque selon l'axe des x

L'étalonnage de la mesure de position de la plaque selon l'axe y a été effectué de façon identique en mesurant la distance verticale entre le bord de la plaque et son cadre de maintien au pied à coulisse. La courbe d'étalonnage est montrée sur la Fig. 75.

### Etalonnage du potentiomètre de mesure de translation de la plaque en y

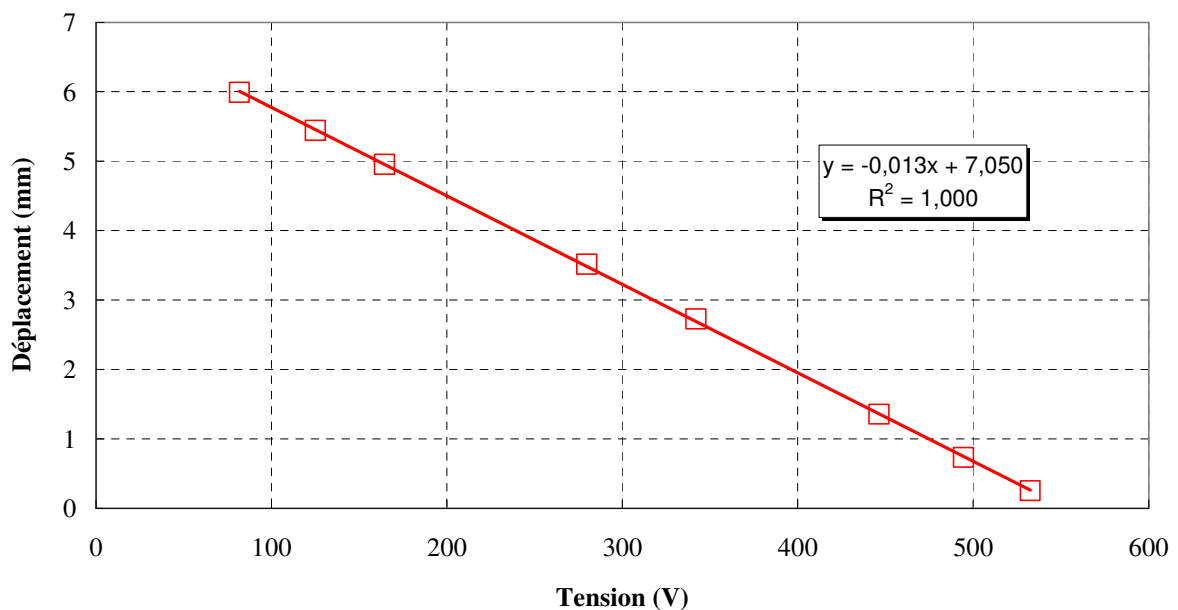
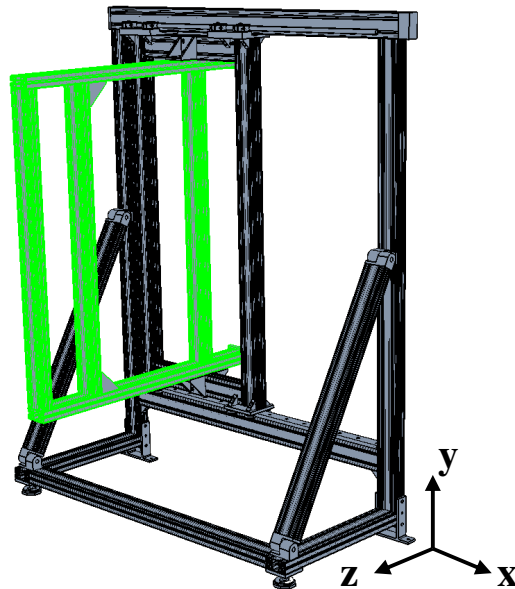


Fig. 75 Courbe d'étalonnage de la mesure de déplacement de la plaque selon l'axe des y

### III.2.3) Déplacement de la plaque selon l'axe z

Dans le but de permettre le déplacement en z de la plaque et ainsi pouvoir régler la distance jet-plaque des essais, une deuxième partie a été ajoutée au châssis (voir **Fig. 76**). Il s'agit d'un cadre en rail Norcan fixé au reste du châssis par quatre équerres et qui peut glisser selon l'axe z. Les équerres garantissent une bonne perpendicularité dans le déplacement. Chacune d'entre elles possède quatre emplacements de vis qui permettent de fixer la position obtenue. Cette partie du châssis est celle sur laquelle va être fixée la plaque oscillante et son cadre pour être face aux jets. Sa course maximale de déplacement prévue est de 400 mm.



**Fig. 76** Déplacement du châssis selon l'axe z

Le positionnement de la distance jet-plaque est effectué en faisant glisser à la main la plaque le long des rails une fois les équerres desserrées jusqu'à ce qu'elle se mette en butée contre des cales placées au préalable contre la façade de buses. Cette façon de fonctionner permet d'une part de garantir une bonne précision dans le positionnement de la plaque selon cet axe (qui dépend uniquement de la précision de fabrication de la cale). Elle permet également de garantir la perpendicularité de la plaque face aux jets. En effet, de par son poids et sa longueur, le châssis du banc a tendance à s'incliner légèrement d'un côté ou de l'autre selon l'axe des z et ainsi modifier l'inclinaison de la plaque.

Une fois la plaque positionnée, la mesure de la distance jet-plaque est effectuée directement au pied à coulisse entre la plaque et l'extrémité des buses.

### III.2.4) Mise en rotation de la plaque

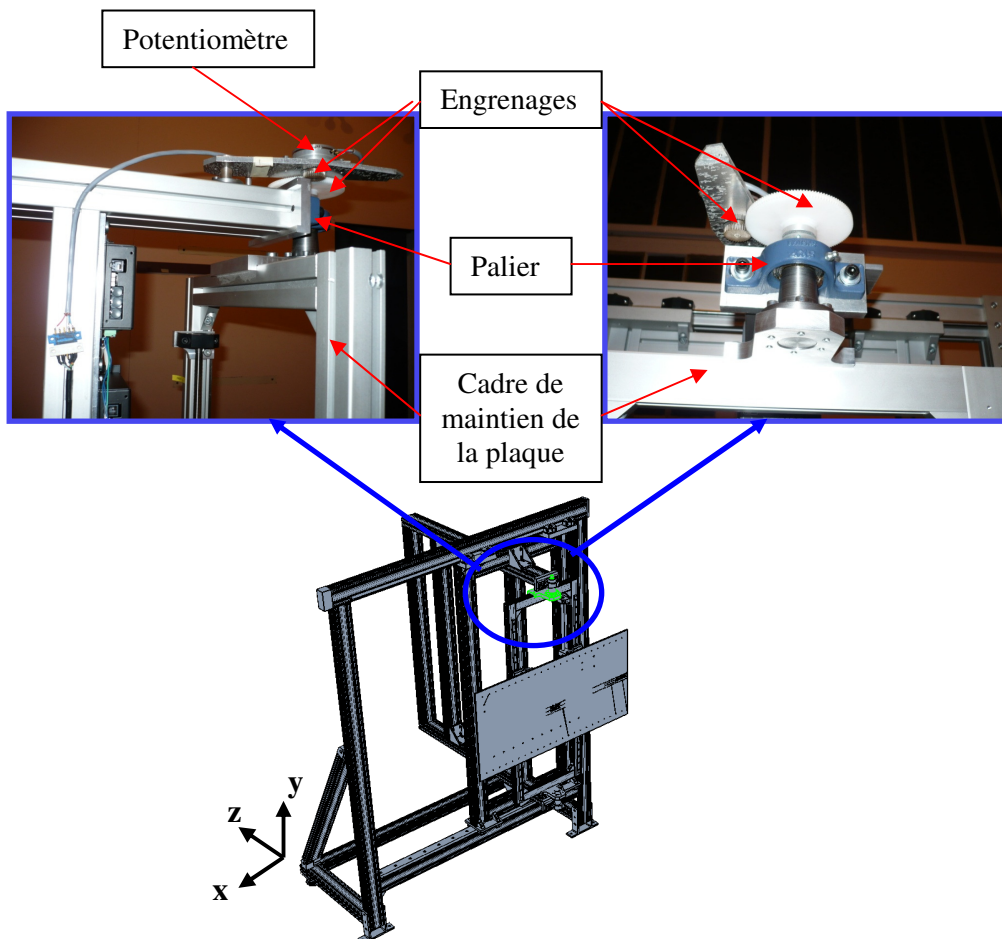
#### III.2.4.a) Montage

Aux deux extrémités verticales du cadre de maintien de la plaque ont été fixés des arbres. Ceux-ci sont coaxiaux et tous deux insérés dans des paliers solidaires au châssis. Les pièces d'adaptation contenant les arbres ont été conçus à la fin du dimensionnement du banc afin que leur longueur soit exactement égale à l'écart entre la plaque et son cadre de fixation. Cela permet à l'axe de rotation que constituent les arbres de coïncider parfaitement avec la surface de la plaque oscillante.

### III.2.4.b) Mesure de la position angulaire de la plaque

Pour mesurer la position angulaire de la plaque, le même montage que pour les essais dynamiquement similaires a été utilisé. Un engrenage a été fixé de façon solidaire (à l'aide de vis de contraintes) sur l'axe de rotation de la plaque, au dessus du palier (voir **Fig. 77**). Un autre engrenage a été monté de façon similaire sur l'arbre du potentiomètre, et les deux ont été mis en contrainte par une pièce de rotation munie d'un ressort. Le potentiomètre utilisé est un modèle 6574S-1-102 de BOURNS d'un tour et d'une valeur de résistance maximale de 1 K $\Omega$ .

Pour étalonner ce déplacement angulaire, un laser a été fixé au sommet du cadran oscillant et maintenu allumé afin de projeter le point laser sur le mur de la salle d'expérience, soit à exactement 2,113m de l'axe de rotation de la plaque. A l'aide d'équerres et de cales précises la plaque a tout d'abord été placée de façon parfaitement perpendiculaire aux sorties de jets (soit incidence nulle). Puis la position angulaire plaque a été placée dans 18 autres positions différentes de  $-21^\circ$  à  $+25^\circ$  tout en mesurant la tension de sortie du potentiomètre. En parallèle, la position du laser sur le mur a été relevée, donnant ainsi une bonne mesure de l'angle de la plaque.



**Fig. 77** Schéma et photos du montage permettant la mise en rotation de la plaque

Les résultats sont montrés sur la **Fig. 78**. On peut y voir que la réponse du potentiomètre est parfaitement linéaire sur la gamme angulaire étudiée.

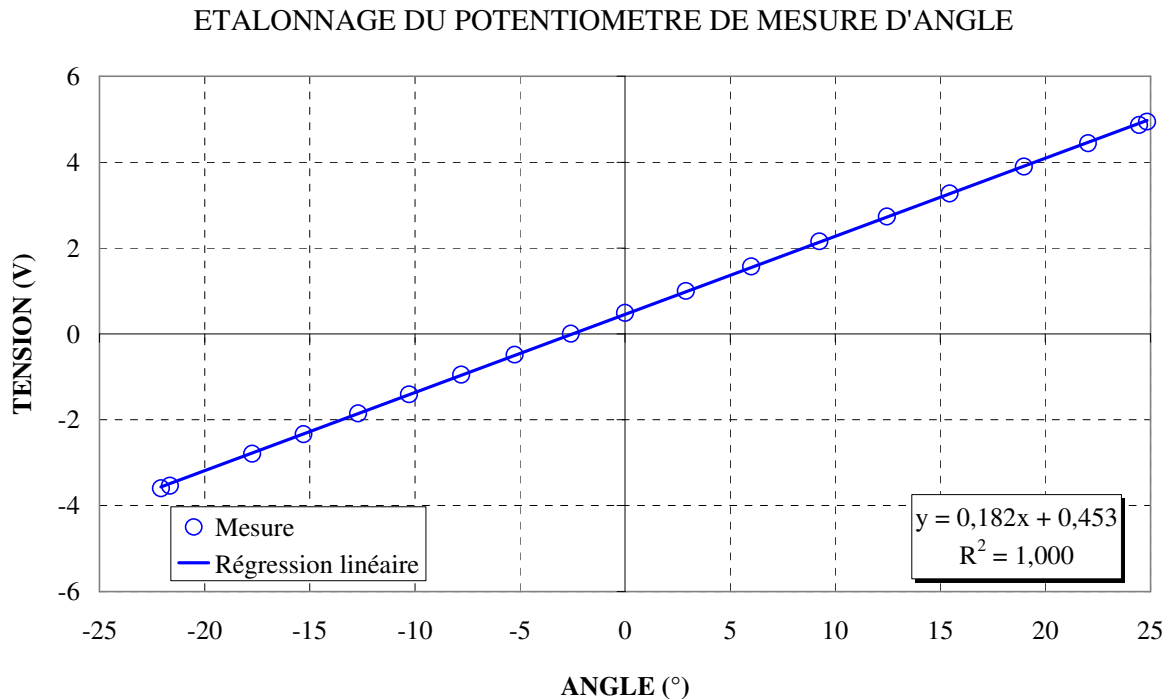


Fig. 78 Courbe d'étalonnage de la mesure de position angulaire de la plaque

### III.2.4.c) Moteur de mise en rotation

La plaque doit pouvoir être déplacée en rotation de façon dynamique à une fréquence et une amplitude variables, ainsi qu'être positionnée de façon statique dans différentes positions angulaires discrètes. On souhaite avoir une amplitude maximale de plus ou moins 30° réalisable à une fréquence de 2Hz. Ainsi pour des amplitudes de mouvement « standards » de plus ou moins 7° (amplitude maximale typique du mouvement angulaire d'une bande industrielle), on souhaite pouvoir atteindre une fréquence de 4Hz. Les puissances et couples utiles pour de telles réalisations doivent rester raisonnables (inférieures à 5KW) et en cohérence avec les contraintes mécaniques de positionnement.

On souhaite pouvoir régler l'amplitude des oscillations à une multitude de grandeurs discrètes allant de 0 à  $\pm 30^\circ$ . Enfin, lorsqu'il est exécuté de façon dynamique, le mouvement de torsion doit se rapprocher au maximum d'un mouvement sinusoïdal.

Pour dimensionner le couple de sortie du moteur qui met la plaque en rotation, il est dans un premier temps nécessaire d'estimer le couple aérodynamique maximal que les jets peuvent imposer à la plaque. Pour cela on considère un dispositif de neuf jets de 15mm de diamètre impactants à 100 m/s sur la plaque, à une distance de 24cm de l'axe de torsion. Le moment aérodynamique  $M_{aéro}$  maximal que de configuration serait :

$$M_{aéro} = Nb_{max} \cdot B_{max} \cdot \left( \pi \frac{D^2}{4} \cdot \frac{1}{2} \rho U^2 \right)$$

Où  $Nb_{max}$  est le nombre de jets impactants maximum (9),  $B_{max}$  est le plus grand bras de levier de l'impact possible (24 cm) et  $U$  la vitesse maximale débitante des jets (100 m.s<sup>-1</sup>).

Ainsi, en faisant l'application numérique on trouve que le moment maximum que les jets peuvent imposer à la plaque est de 4,58 N.m.



Pour dimensionner totalement le problème, il faut ajouter à cela le couple dû à l'inertie de la plaque. Pour l'estimer, on sait que le mouvement que l'on souhaite imposer à la plaque est du type :

$$\theta(t) = A \sin(\omega t)$$

Où  $A$  est l'amplitude angulaire du mouvement et  $\omega$  sa pulsation

L'accélération angulaire de la plaque sera donc du type :

$$\ddot{\theta}(t) = -A\omega^2 \sin(\omega t)$$

L'amplitude de l'accélération angulaire sera donc :

$$|\ddot{\theta}| = A\omega^2$$

Enfin, le couple nécessaire à la mise en mouvement de la plaque sera :

$$M_{\text{Inertie}} = I\ddot{\theta}$$

Où  $I$  est le moment d'inertie du système à mettre en rotation par rapport à son axe de torsion et  $M_{\text{inertie}}$  le couple nécessaire à la mise en rotation de la plaque malgré son inertie

Soit :

$$|M_{\text{Inertie}}| = IA\omega^2$$

Or, la plaque et sa mécanique de fixation et de déplacement ont une inertie totale de 1,25 Kg.m<sup>2</sup> (estimée par CAO) qui correspond à la position la plus désaxée possible, l'amplitude maximale désirée est de  $\pm 30^\circ$  et la fréquence maximale désirée pour cette amplitude d'oscillation est de 2Hz. Ce qui donne une valeur maximale de  $M_{\text{inertie}}$  de 103 N.m

Ainsi, le couple maximal que le moteur devra être capable de fournir pour faire osciller la plaque peut être estimé par :  $M = M_{\text{aéro}} + M_{\text{inertie}}$

Le fait d'augmenter la fréquence d'oscillation augmente le couple nécessaire de façon quadratique et de très grandes valeurs sont atteintes très rapidement. Le problème est que les dimensions du moteur augmentent elles aussi en fonction des capacités du moteur et des contraintes d'encombrement doivent être respectées afin de pouvoir positionner le moteur sur le montage. Le compromis choisi est un motoréducteur de 1.1 KWatts, de couple de sortie : 109 N.m. Ce moteur est de type asynchrone afin d'avoir des vitesses de rotation stables avec très peu de vibration, un coût réduit et une très longue durée de vie. Il est muni d'un variateur de fréquence, permettant de parcourir largement la plage d'utilisation nécessaire pour cette application. Les dimensions des deux sont tout à fait adaptées à leur montage sur le châssis du banc d'essai (voir **Fig. 79** et **Fig. 80**)

Le fait d'avoir dimensionné le moteur pour qu'il puisse atteindre de très larges amplitudes angulaires permet en application d'atteindre de hautes fréquences aux faibles amplitudes (type 3°).



Fig. 79 Motoréducteur asynchrone monté sur le châssis du banc d'essai



Fig. 80 Variateur du motoréducteur monté sur le châssis du banc d'essai

### III.2.5) Montage final du banc

Durant le montage, peu de modifications ont été faites par rapport à ce qui était prévu (voir Fig. 81). Le banc tient très bien les vibrations du moteur, cependant pour améliorer encore sa résistance aux vibrations ainsi que pour sceller définitivement sa position et ne plus avoir à refaire les réglages de position de base, le bâti a été ancré au sol au moyen de deux chevilles par coin. Lors du montage, tous les rails ont été vérifiés au niveau à bulle avant d'être fixé définitivement. Ainsi le bâti est placé de façon perpendiculaire au circuit aéraulique. Les vérifications ont été faites au millimètre près.

Le déplacement selon l'axe des z reste néanmoins légèrement fastidieux car après plus d'une année d'utilisation, les rails ont pris de légers jeux. Ainsi, chaque déplacement en z nécessite aujourd'hui une remise au point de la référence angulaire.

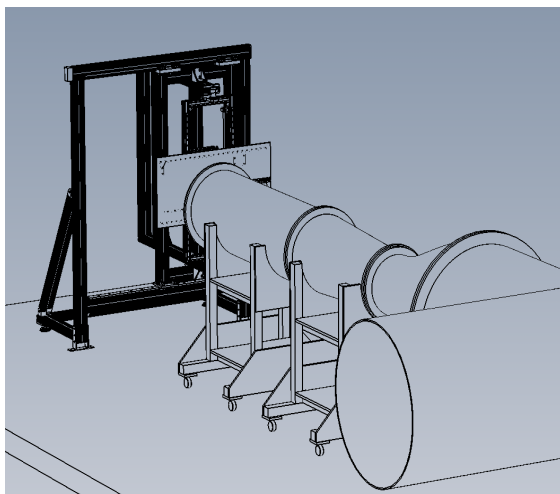


Fig. 81 Dessin 3D du banc d'essai avant montage et photo du banc d'essai monté

### III.2.6) Encombrement des vinyles

En tenant compte du nombre de capteurs utilisés ainsi que de la cinématique du banc d'essai, il est essentiel de tenir compte de l'encombrement des capteurs eux-mêmes, munis de leurs cartes de circuits imprimés et de leurs câbles, ainsi que des vinyles qui seront nécessaires à les raccorder aux prises de pression de la plaque.

Le seul espace disponible assez large pour pouvoir accueillir les capteurs ainsi que leurs câbles est la partie arrière du châssis du banc d'essai (voir **Fig. 82**). L'inconvénient est que cette partie est indépendante de la plaque en termes de déplacement, ce qui implique de prévoir des vinyles assez longs pour permettre à la plaque de prendre n'importe quelle position par rapport au châssis. Ainsi pour permettre cela, en prenant une légère marge, les vinyles devront tous faire 1,70m. Etant donné qu'il y a 334 prises de pression à instrumenter en tout, cela représente un encombrement en largeur également très conséquent. En effet, l'espace entre la plaque et le châssis étant très réduit, il est impératif d'utiliser le plus faible diamètre de vinyle possible au moins sur une longueur assez importante pour que tous les vinyles puissent passer entre la plaque et le châssis. Cependant les prises de pression des capteurs étant plus larges que ce diamètre de vinyle, il est impératif de munir tous les vinyles de raccords pour augmenter le diamètre et pouvoir les adapter aux capteurs. La question est de savoir à quel endroit ces raccords doivent être placés sachant que de trop grandes longueurs de vinyles de petits diamètres peuvent déphaser les signaux de pression instationnaires de façon considérables et non-linéaires (voir § III.6)).

Ainsi il a été choisi d'utiliser la plus petite longueur de vinyles de petit diamètre possible, soit 60 cm, puis d'y ajouter pour chaque prise une longueur de 1,10m de vinyle de plus gros diamètre à l'aide d'un raccord en laiton placé exactement au même endroit pour chaque prise. Enfin, pour garantir que la plaque puisse se déplacer indépendamment du châssis sans aucun contact, une plaque de protection en dural a été ajoutée pour pouvoir être vissée au dos de la plaque plane afin de maintenir les vinyles en contraintes dans un encombrement limité.

La longueur de vinyle nécessaire pour joindre les prises de pression aux connectiques des capteurs est de 1.70m par capteur. Cette longueur se répartit en 1.10m de vinyle de gros diamètre et 0.60m de vinyle de petit diamètre. Chacune de ces longueurs a également du être découpée en respectant scrupuleusement les mêmes dimensions. Ceci aura nécessité au final 568.10 m de vinyle.

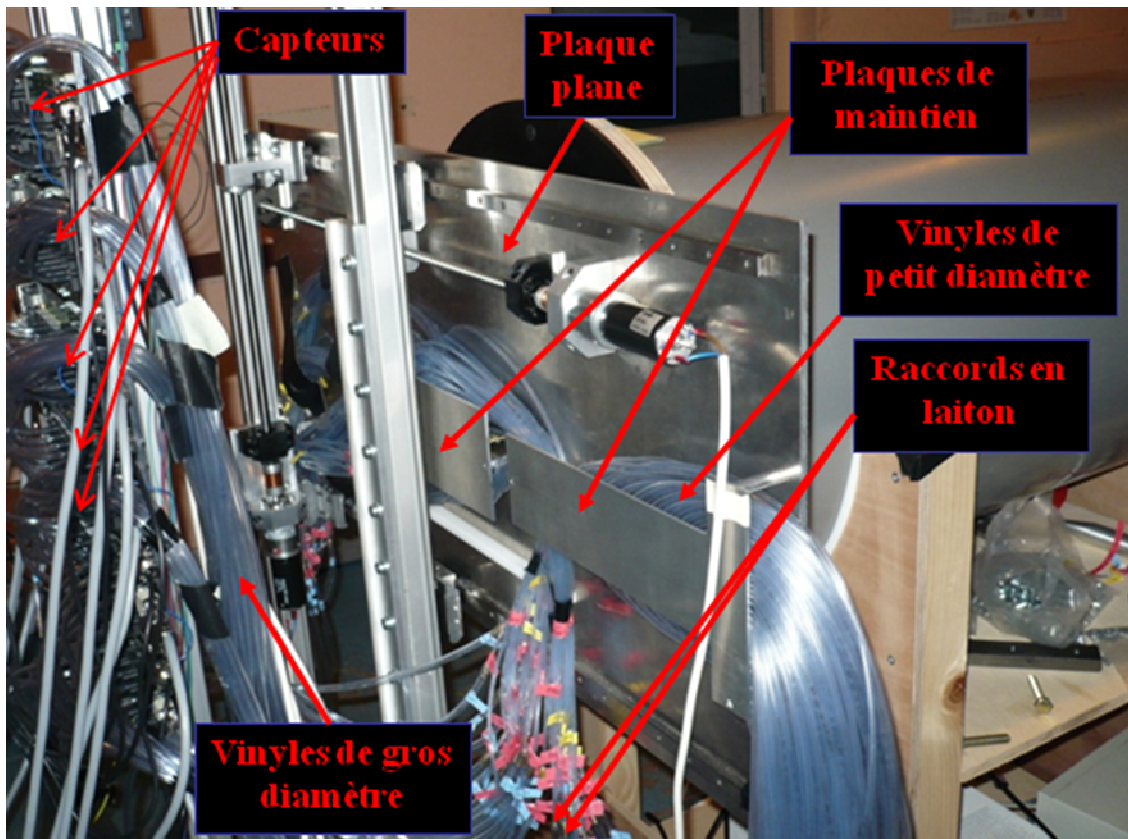


Fig. 82 Banc d'essai, vue arrière de la plaque

### III.3) Mesures de pression

#### III.3.1) Dimensionnement des besoins

Ce banc d'essais nécessite des mesures de pression instationnaires et simultanées, ce qui implique de disposer d'autant de capteurs que de prises de pression. Il est préférable d'utiliser le même modèle de capteur pour toutes les mesures afin d'être certain qu'ils aient les mêmes temps de réponse et ainsi faciliter le post-traitement des essais. De même, leur montage sur le banc doit être exactement identique pour chacun d'entre eux (tube en laiton, longueur de vinyle etc...).

Les capteurs doivent pouvoir mesurer avec précision toute la gamme de pression qu'il est possible d'obtenir avec un tel banc d'essai. Il convient alors d'estimer les extrema de cette gamme. La valeur maximale qui puisse être atteinte sur la plaque correspond au point d'arrêt du jet le plus rapide qui puisse être obtenu avec le montage aéraulique (à condition que la distance jet-plaque soit inférieure à la longueur du cône potentiel du jet). Cette valeur correspond tout simplement à la valeur de pression maximale que peut atteindre le plenum soit 4800 Pa. La valeur minimale de pression qui peut être obtenue à l'impact d'un jet est quant à elle plus difficile à connaître d'avance. En effet, il est connu que l'effet Bernoulli provoque des dépressions importantes à la paroi mais il est difficile de les quantifier dans le cas de l'écoulement pariétal résultant des l'impact de plusieurs jets. Il est cependant certain que cette pression ne sera pas inférieure à -4800 Pa. Par conséquent des capteurs ayant une gamme de mesure de  $\pm 5000$  Pa conviendraient parfaitement à ces essais.

La plaque n'oscillera pas à plus de 4Hz, ainsi l'utilisation de capteurs conçus spécifiquement pour des mesures instationnaires serait trop coûteuse étant donné le nombre

élevé de capteur nécessaires pour ce banc d'essai. Une meilleure solution serait d'utiliser des capteurs stationnaires et moins coûteux puis de les étalonner de façon instationnaire (voir §III.6))

### **III.3.2) Capteurs de pression**

Les capteurs choisis pour sont des DCAL420DN fabriqués par Honeywell (en Allemagne) et distribués en France par les entreprises « Sentechnics » et « Analog System et télémétrie ». Ce sont des capteurs piézorésistifs différentiels couvrant une gamme de mesure de pression de  $\pm 5000$  Pa. Ils sont conçus pour être alimentés par une tension de 5V et pré-conditionnés pour délivrer une tension de sortie comprise entre 0 et 5V. D'après les constructeurs, leur erreur maximum due à la non-linéarité et l'hystérésis, la répétabilité et la stabilité à long terme (1 an) sont estimés respectivement à 0.25, 0.05 et 0.25 % de la pleine échelle. Leurs caractéristiques dynamiques (temps de réponse, bande passante etc...) ne sont pas données par le constructeur.

### **III.3.3) Montage et conditionnement des capteurs de pression**

On dispose à l'IAT de 12 cartes de circuit imprimé sur chacune desquelles sont montés huit capteurs de pression de type DCAL420DN, soit un total de 96 capteurs à disposition et prêts à être utilisés pour ce banc d'essai. Ces cartes ont auparavant servi à faire des mesures de tomographie dans des sillages automobiles et conviennent parfaitement à ce banc d'essai. Chacune d'entre elle possède une prise d'alimentation de type SubD-9 mâle dont deux pins seulement peuvent être connectés aux bornes d'une alimentation. Chaque carte est également munie d'un régulateur intégré de tension câblé entre la prise d'alimentation et les capteurs de pression. Grâce à cela, une tension d'alimentation stabilisée à 5Volts est imposée identiquement aux huit capteurs de chaque carte (voir **Fig. 83**). Les masses de tous les capteurs sont communes dans le typon et un connecteur de type SubD-25 mâle permet de récupérer les signaux des huit capteurs ainsi que huit fois la masse commune sur des pins différentes.



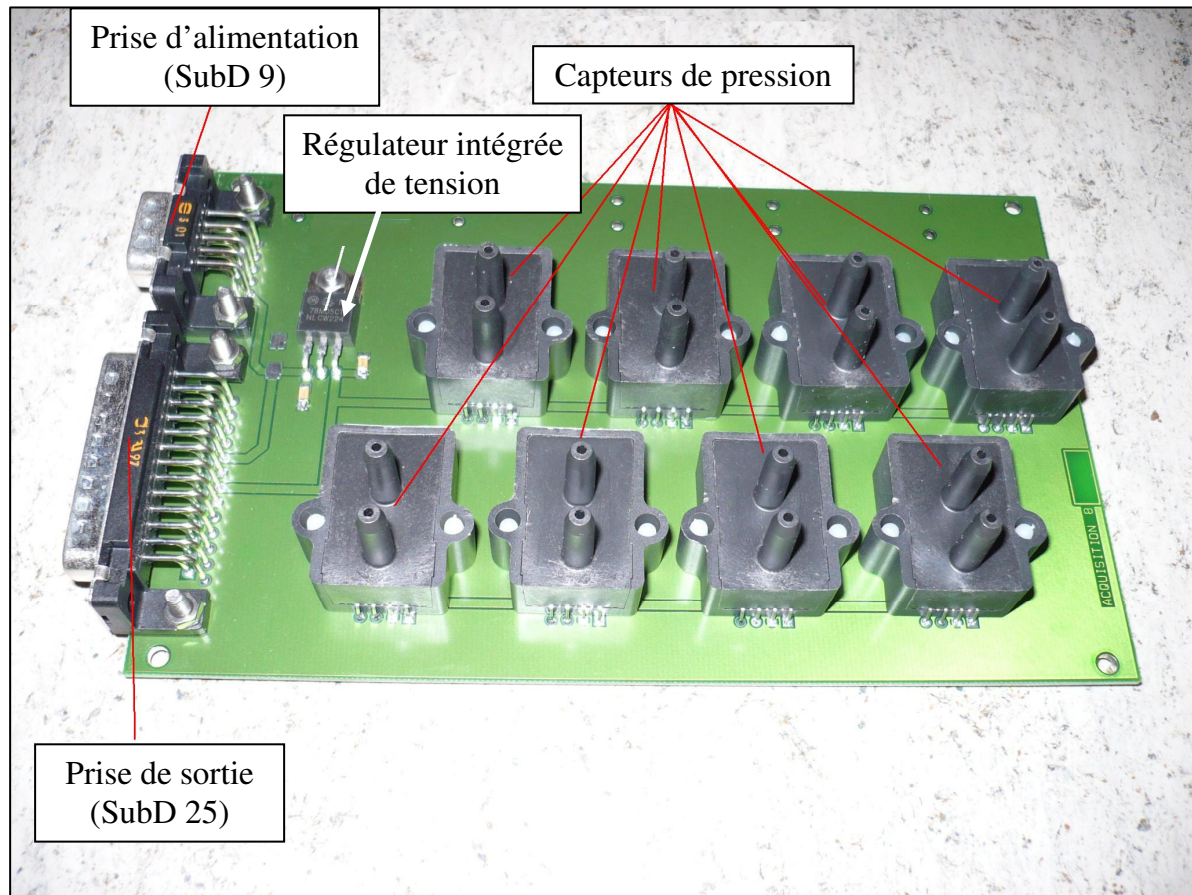


Fig. 83 Carte de capteurs de pression

### III.4) Chaîne d'acquisition

#### III.4.1) Alimentation des capteurs de pression

Etant donné que l'on dispose déjà des cartes de capteurs de pression, il convient d'y adapter le reste du circuit de branchement électronique. A cet effet, un boîtier d'alimentation a été conçu pour s'adapter à ces cartes de capteur. Il a contenu une alimentation stabilisée linéaire de sortie 12 volts et 2 ampères, reliée au secteur par un connecteur filtré afin de limiter les fluctuations dues au réseau. Un montage électronique a été effectué afin de relier douze circuits à cette alimentation dans le boîtier. Ces douze circuits sont reliés à des connecteurs de type SubD-9 femelles, encastrés sur la face avant du boîtier.

Douze câbles blindés ont été fabriqués pour pouvoir être branchés à ces connecteurs et alimenter les cartes de capteurs. Leur blindage est constitué d'une tresse de fer plus une feuille d'aluminium et relié à la terre à travers le boîtier. Ces câbles se terminent par des connecteurs SubD 9 mâles du côté boîtier et femelle du côté de la carte de capteur, entourés de capots métalliques, eux même également reliés au blindage des câbles et à la terre.



**Fig. 84** Boitier d'alimentation des cartes de capteur avec tous les câbles SubD9 branchés dessus

### III.4.2) Récupération des signaux analogiques

Les signaux analogiques sont transmis par des fils de faible section à haute impédance et très faible courant. Ils peuvent ainsi être très sensibles à tous types d'interférences électromagnétiques au même titre que des antennes radio. Il est ainsi essentiel de les protéger par un blindage relié à la terre sur tout leur parcours afin de limiter le bruit des signaux.

Des câbles ainsi ont été fabriqués spécialement pour pouvoir récupérer les signaux de sortie des capteurs à partir des cartes déjà existantes. Il s'agit de câbles blindés par tresse et feuille d'aluminium contenant neuf brins de couleurs différentes. D'un côté ces câbles sont terminés par un connecteur SubD25 femelle afin d'être branchés aux cartes de capteurs. Chaque signal de capteur a été repéré par une couleur et soudé sur la pin correspondant à son emplacement de sortie sur les connecteurs mâles des cartes (voir **Fig. 85**). La masse de la carte étant commune à tous les capteurs, une seule pin a été soudée au connecteur du câble puis transmise à la chaîne d'acquisition.

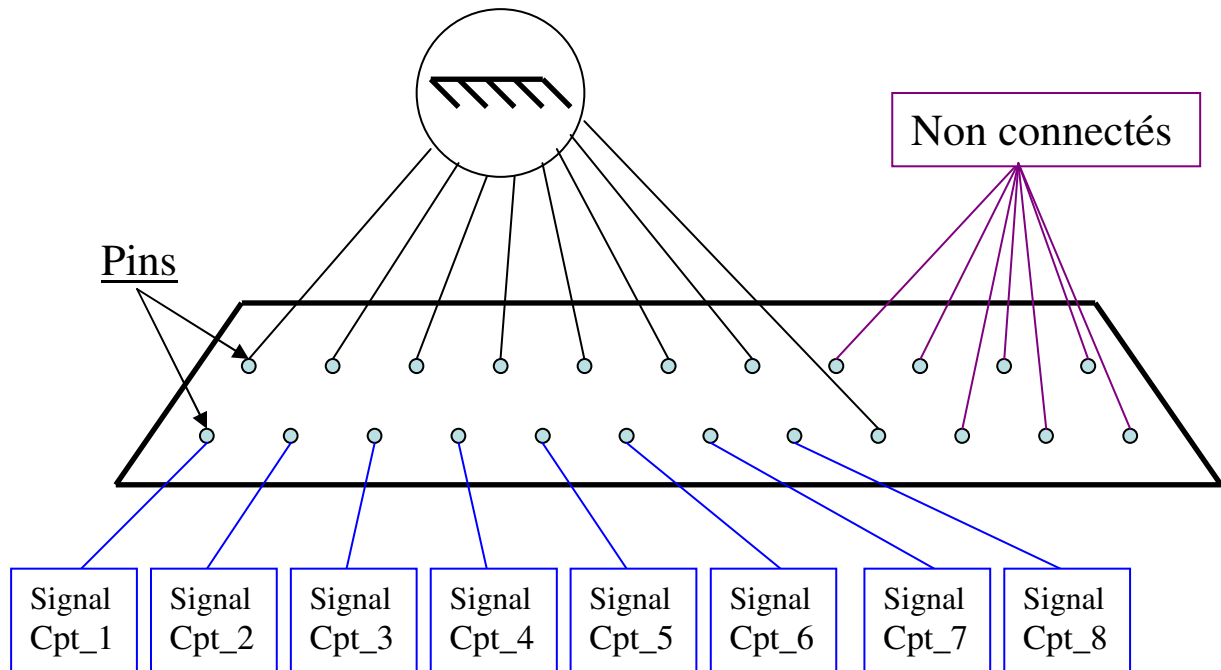


Fig. 85 Schéma du connecteur SubD 25 mâle des cartes de capteurs de pression

L'autre extrémité des câbles est dénudée afin de pouvoir connecter chaque brin aux borniers à vis reliés à la chaîne d'acquisition. La fin du blindage des câbles est maintenue par une barrette à vis à l'entrée des borniers, ainsi les brins, une fois dénudés sont enfermés dans la cage de faraday que constitue le bornier. Pour chaque câble, la tresse a été reliée au capot métallique qui maintient le connecteur SubD 25 afin de garantir un blindage complet autour des fils de transmission de signaux (voir Fig. 86). Chaque emplacement correspond à une voie d'acquisition qui a été repérée et de multiples vérifications ont été faites pour garantir que chaque capteur est câblé sur la voie qui lui correspond.

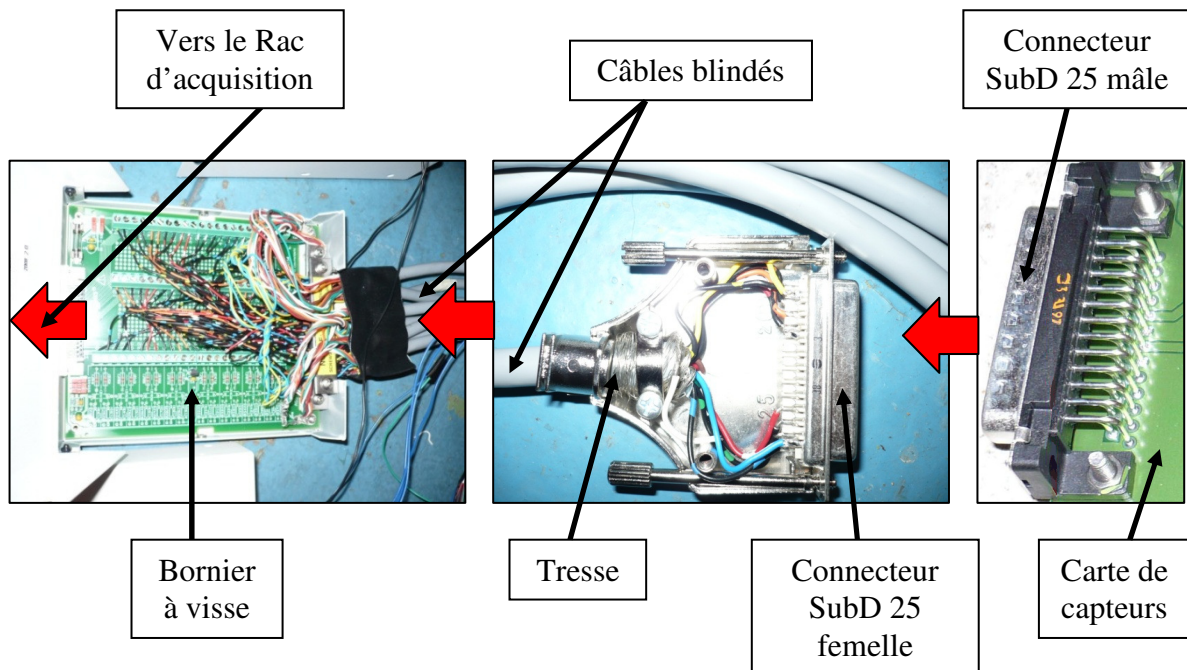


Fig. 86 Schéma du câblage de récupération des signaux analogiques des capteurs



### III.4.3) Récupération des signaux numériques

Les mesures à réaliser dans cette étude nécessitent théoriquement d'acquérir les signaux de plus de 100 voies de façon simultanée. Cependant, les faibles fréquences d'oscillation d'échantillonnage qui seront utilisées peuvent permettre d'utiliser une mesure multiplexée, à condition que le temps de multiplexage de toutes les voies soit négligeable par rapport à une période d'acquisition.

Un système d'acquisition complet a été acheté répondant à ces exigences. Ce système comprend un Châssis PXI express de National instrument, modèle NI PXIe-1062Q possédant 4 emplacements PXI. Le nombre de capteurs de pression ainsi que toutes les mesures annexe à faire (position de la plaque, vitesse de soufflage, température) imposent d'acquérir entre 102 et 110 voies simultanément. Pour cela, on dispose de deux cartes d'acquisition de 16 bits de 80 entrées analogiques de modèle NI PXI-6255 permettant ainsi potentiellement l'acquisition de 160 voies multiplexées. Pour être compatible avec le châssis PXI, il a été utilisé un ordinateur portable modèle M6400 Dell muni d'un slot Express card MXI. Il est ainsi possible de faire de la mesure déportée. Pour connecter l'ordinateur et le châssis, on dispose d'une carte de pilotage PXI express de type NI PXIe-ExpressCard8360 et d'un câble MXI-Express de 7m.

### III.4.4) Montage final et empêchement des bouclages de masse

Le montage final des capteurs ainsi que leur câblage a été effectué dans l'optique d'éviter consciencieusement les bouclages de masse qui peuvent être source de bruit électronique extrêmement parasitant pour les mesures. Aussi, la salle d'expérimentation Bréguet a-t-elle été munie de deux prises de terre différentes. Le boîtier métallique de l'alimentation est relié au blindage des câbles d'alimentation des capteurs ainsi qu'à celui des câbles de transmission de signaux, mais n'est pas connecté au boîtier du châssis PXI. Les cartes de capteurs de pression sont montées à l'aide de colonnettes isolantes sur une plaque métallique solidaire au bâti du banc qui est lui-même relié à la terre n°1, créant ainsi une sorte de semi-cage de faraday qui limite le bruit dû à l'électricité statique du bâti. Le point froid de l'alimentation est quant à lui relié à la masse des capteurs et connecté au final à la terre n°2 par le châssis PXI (voir Fig. 87).

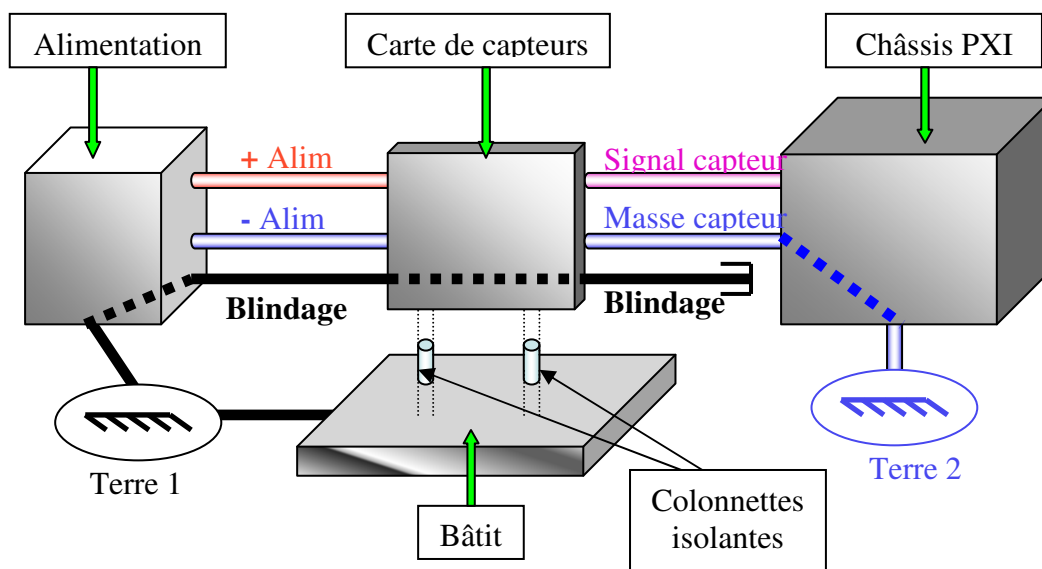


Fig. 87 Schéma de câblage de la chaîne d'acquisition

### III.5) Etalonnage stationnaire des capteurs de pression

#### III.5.1) Montage expérimental

Tous les capteurs ont été étalonnés en utilisant un calibrateur de pression de modèle Druck DPI 601. Il s'agit d'un étalon de pression d'ordre deux qui possède une précision au Pascal sur une gamme de  $\pm 10000$  Pa. Ce capteur étalon est monté dans une cavité qui peut être mise sous pression et dépression avec une valve. Cette cavité sous pression peut être raccordée aux capteurs à étalonner.

L'étalonnage stationnaire des capteurs a été effectué carte par carte (chaque carte comprenant huit capteurs). Un montage de vinyles a permis de raccorder les entrées de pression des huit capteurs à la valve sous pression du calibrateur de pression.

Les acquisitions sont faites à une fréquence d'étalonnage de 1000 Hz pendant 10s. Vingt cinq points sont pris entre -5500 et +5500 Pa afin d'améliorer la précision du coefficient d'étalonnage.

La **Fig. 88** montre les courbes d'étalonnage des huit capteurs de la carte N°3. On peut constater que toutes les courbes sont confondues autour d'une même droite ce qui indique que les capteurs sont tous identiques et ont une réponse parfaitement linéaire sur toute leur gamme de pression.

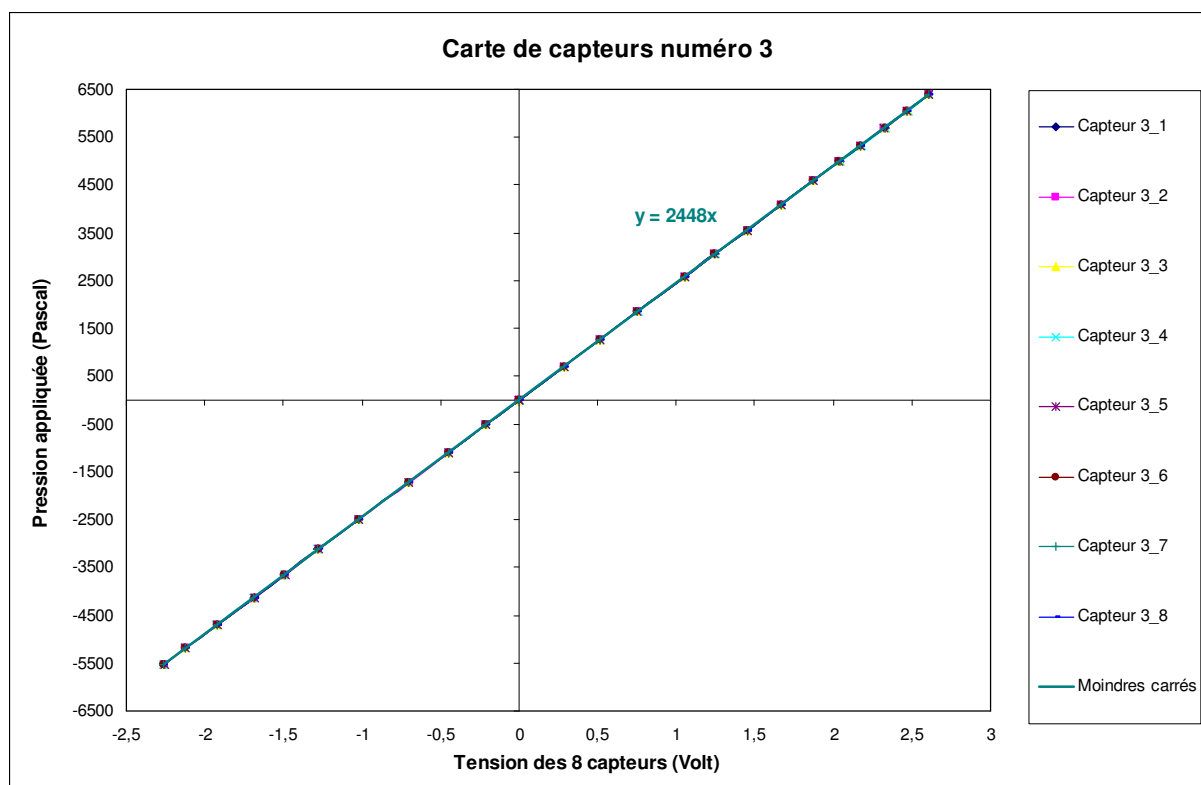


Fig. 88 Courbes d'étalonnages des 8 capteurs de la carte N°3

## III.6) Etalonnage dynamique des capteurs de pression

### III.6.1) But de l'étalonnage

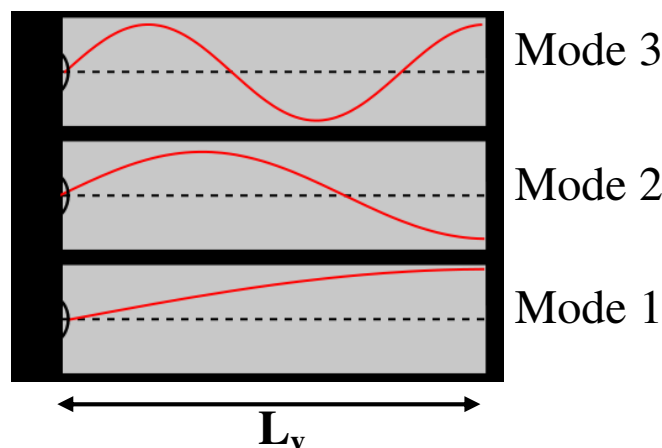
L'étalonnage dynamique des capteurs de pression a pour objectif de caractériser de façon précise la réponse dynamique des capteurs à une sollicitation périodique en fonction de sa fréquence. Pour que cet étalonnage soit pertinent, il est nécessaire d'utiliser le même montage de capteurs que lors des essais, incluant exactement les mêmes longueurs de vinyle et raccords en laiton. En réalité c'est donc tout le circuit sous pression qui est étalonné. Lors de mesures instationnaires, les erreurs de mesure dues à des sollicitations périodiques de pression peuvent venir de deux choses :

- Les modes propres des capteurs
- Les modes propres du circuit sous pression (vinyle + tube en laiton...)

Les capteurs utilisés dans cette étude ne sont pas conçus pour effectuer des mesures « instationnaires ». Ceci signifie que leur fréquence de résonance est relativement basse, et peut fausser grandement les mesures si la fréquence de sollicitation s'en approche. D'autre part leur taille n'est pas assez réduite pour qu'ils puissent être placés directement contre les prises de pression, ce qui implique l'utilisation de vinyles et de raccords qui influent beaucoup sur la dynamique du signal. Il faut ajouter à cela que n'étant pas conçus pour effectuer des mesures instationnaires, leur fréquence de coupure n'est pas donnée par les constructeurs.

### III.6.2) Généralités sur les vibrations acoustiques des vinyles

Lorsqu'un vinyle est connecté à un capteur d'un côté et une prise de pression de l'autre, il possède des caractéristiques acoustiques proches d'un tube semi-ouvert. Si on le sollicite à l'une de ses extrémités avec une pression périodique, le premier mode de vibration de la colonne d'air qu'il contient (le plus énergétique) aura un nœud de vibration du côté de l'excitation et un ventre à l'autre extrémité (voir **Fig. 89**), soit 1 quart de longueur d'onde plus loin.



**Fig. 89** Schéma des 3 premiers modes de vibration d'un tube ouvert

Ceci signifie que si le vinyle est de longueur  $L_v$ , la longueur d'onde  $\lambda$  de sa première fréquence propre est 4 fois plus grande, soit  $\lambda = 4L_v$ . On peut donc facilement déduire la fréquence de résonance d'un vinyle en fonction de sa longueur. Pour une onde de pression dans l'air (onde acoustique) se déplaçant à la vitesse du son  $c$ , on a donc :

$$f_1 = \frac{c}{\lambda} = \frac{c}{4L_v} \quad (\text{III.6.1})$$

(où  $f_1$  est la fréquence du premier mode propre de la colonne d'air dans tube).

### III.6.3) Dispositif expérimental

Cet étalonnage a été effectué à l'aide d'un pistonphone conçu à l'ONERA spécialement pour étalonner ce type de montage de capteurs. Il dispose d'une cavité dont les dimensions permettent des amplitudes de pression de 1200 Pa (en crête à crête). A priori la réponse dynamique d'un tel système est linéaire et donc totalement indépendante de l'amplitude. Une alimentation stabilisée linéaire permet de modifier le courant du moteur qui met le piston en oscillation et d'augmenter ainsi la fréquence du piston jusqu'à 60 Hz (voir **Fig. 90** et **Fig. 91**). Un capteur instationnaire de modèle ENDEVCO 8507C-2 est utilisé comme référence. Sa fréquence de résonance est de 70000 Hz, soit largement au dessus de la gamme de fréquence observée lors de ces essais. Son conditionnement est effectué par le biais d'un amplificateur ANS E300. On place ce capteur directement dans la cavité tandis que le capteur à étalonner y est relié par l'intermédiaire d'un assemblage de vinyle identique à celui du montage du banc d'essai. La fonction de transfert entre le signal du capteur de référence et celui du capteur à étalonner donne directement son gain ainsi que son déphasage.

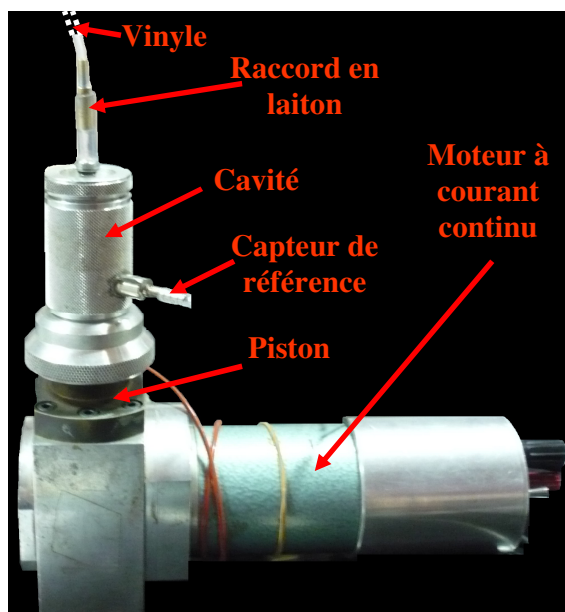


Fig. 90 Piston phone

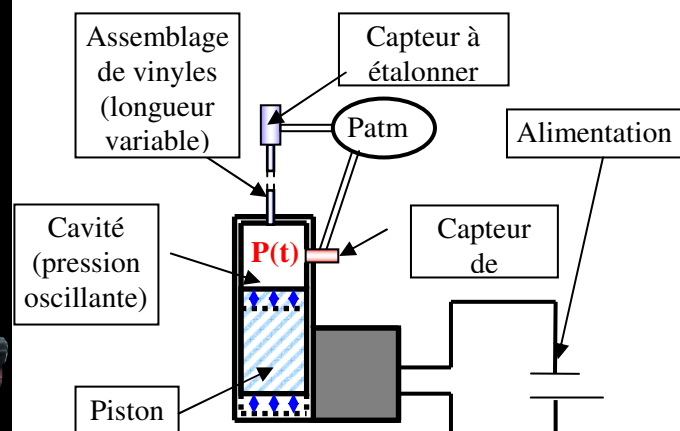


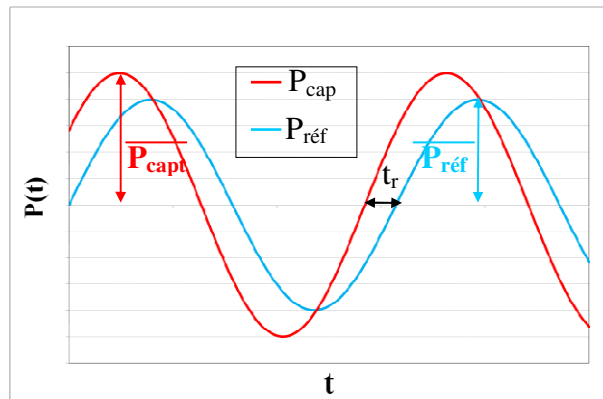
Fig. 91 Schéma explicatif du piston phone

On mesure simultanément les signaux de pression des deux capteurs. On appelle  $P_{\text{réf}}$  le signal du capteur de référence et  $P_{\text{capt}}$  celui du capteur que l'on étalonne. On définit la fonction de transfert entre les deux signaux par :

$$Q_P = \frac{\overline{P_{\text{capt}}}}{\overline{P_{\text{réf}}}} \cdot e^{\varphi} \quad (\text{III.6.2})$$

Son gain correspond au rapport d'amplitude des deux signaux et est en principe égal à 1 lorsque  $f = 0$ , si les deux capteurs sont bien étalonnés. La phase de cette fonction de transfert correspond au déphasage du capteur à étalonner par rapport au capteur de référence. Cette phase est positive lorsque le capteur à étalonner est en retard. Elle est ainsi représentative du temps de réponse du capteur et du montage de vinyle de façon relative à la période d'oscillation de pression (voir **Fig. 92**). Le déphasage et le temps de réponse du capteur sont reliés par l'expression suivante :

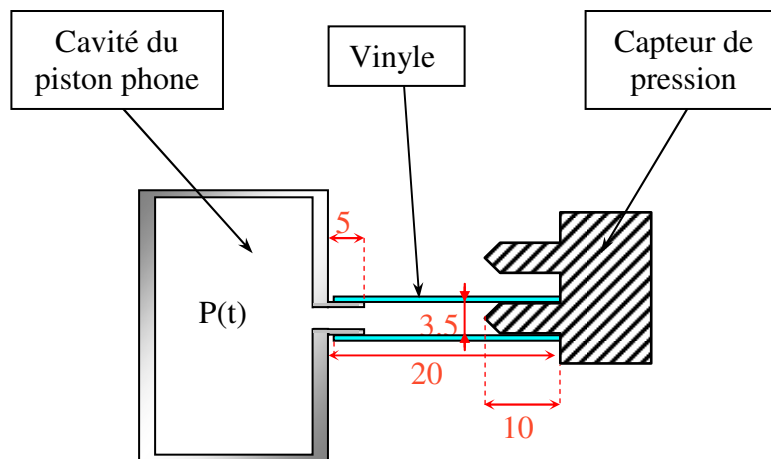
$$t_r = \frac{\varphi}{360} \cdot \frac{1}{f_1} = 1.5 \cdot 10^{-4} \text{ s} \quad (\text{III.6.3})$$



**Fig. 92** Schéma des signaux de pression du capteur de référence et du capteur à étalonner

#### III.6.4) Réponse dynamique du capteur seul

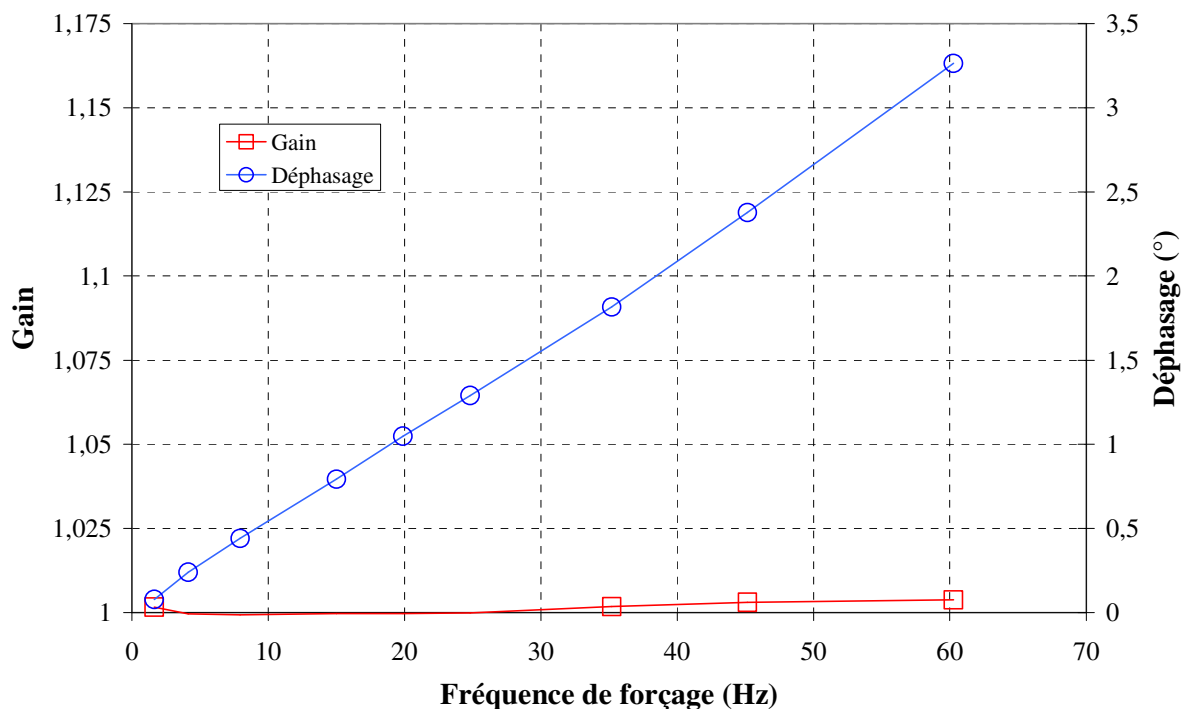
On relie dans un premier temps le capteur à étalonner à la cavité du pistonphone par un vinyle d'une longueur négligeable. Cette longueur correspond à 2cm de vinyle au total, à laquelle il faut retrancher la longueur des embouts de la cavité ainsi que du capteur (voir **Fig. 93**). Ceci laisse donc une longueur effective de vinyle d'environ 1cm avec par conséquent une première fréquence propre d'environ 8500 Hz, donc très éloignée de la gamme mesurée. On considère ainsi que seule la réponse dynamique du capteur est mesurée, indépendamment du vinyle.



**Fig. 93** Raccordement entre un capteur de pression et une longueur de vinyle négligeable

Les résultats sont montrés sur la **Fig. 94**. La fréquence de coupure du capteur se situe au-delà de la gamme de fréquence observable avec le piston phone ([0 Hz ; 60 Hz]). Son gain reste à peu près constant et égal à 1 sur toute la gamme de fréquence observée. Son déphasage évolue quant à lui linéairement de  $0^\circ$  à environ  $3.3^\circ$ , ce qui correspond simplement au temps de réponse du capteur qui est invariant en fonction de la fréquence.

Ces mesures indiquent ainsi que la réponse dynamique du capteur dans la gamme de mesure ([0 Hz; 4 Hz]) est très peu faussée. En effet le gain reste égal à 1 et le déphasage, atteint à peine  $0.025^\circ$  ce qui est négligeable. Il est néanmoins nécessaire d'étudier la réponse du montage des vinyles qui peuvent quant à eux modifier les mesures à basse fréquence.



**Fig. 94** Comportement dynamique du capteur de pression monté avec une longueur de vinyle négligeable

### III.6.5) Tests de différentes longueurs de vinyles

Ces premiers essais sont effectués pour valider les mesures. On utilise un seul type de vinyle de diamètre intérieur constant de 3.5 mm et de diamètre extérieur 6.5 mm raccordant la cavité du piston phone au capteur, seule sa longueur  $L_v$  est modifiée. On effectue deux tests :

$L_v = 1.70$  m (longueur minimum nécessaire au banc d'essai (voir §III.2.6))

$L_v = 1.10$  m

Ces mesures sont comparées au cas du paragraphe précédent c'est-à-dire avec une longueur de vinyle négligeable (on la considère comme  $L_v = 0$ ). Les résultats sont montrés sur la **Fig. 95** par les tracés des gains et phases des trois configurations. On peut identifier un pic de résonance pour la configuration «  $L_v = 1.70$ m » à une fréquence de 45Hz caractérisé par un gain maximum et une résonance de phase ( $\varphi = 90^\circ$ ). Par le calcul décrit par l'expression (III.6.1) ont trouve  $f_1 = 50$  Hz. L'écart entre ce calcul simple et la mesure est tout à fait acceptable compte tenu du fait que la configuration n'est pas exactement celle d'un tube fermé puisque qu'il y a d'un côté la cavité du piston phone et de l'autre l'entrée du capteur et sa

membrane déformable. La première résonance de la configuration «  $L_v = 1.10\text{m}$  » n'est pas observable dans cette gamme de mesure. Son premier mode théorique est à 77 Hz ce qui semble assez cohérent avec l'allure de la courbe obtenue. Ces observations démontrent ainsi assez bien la cohérence des mesures.

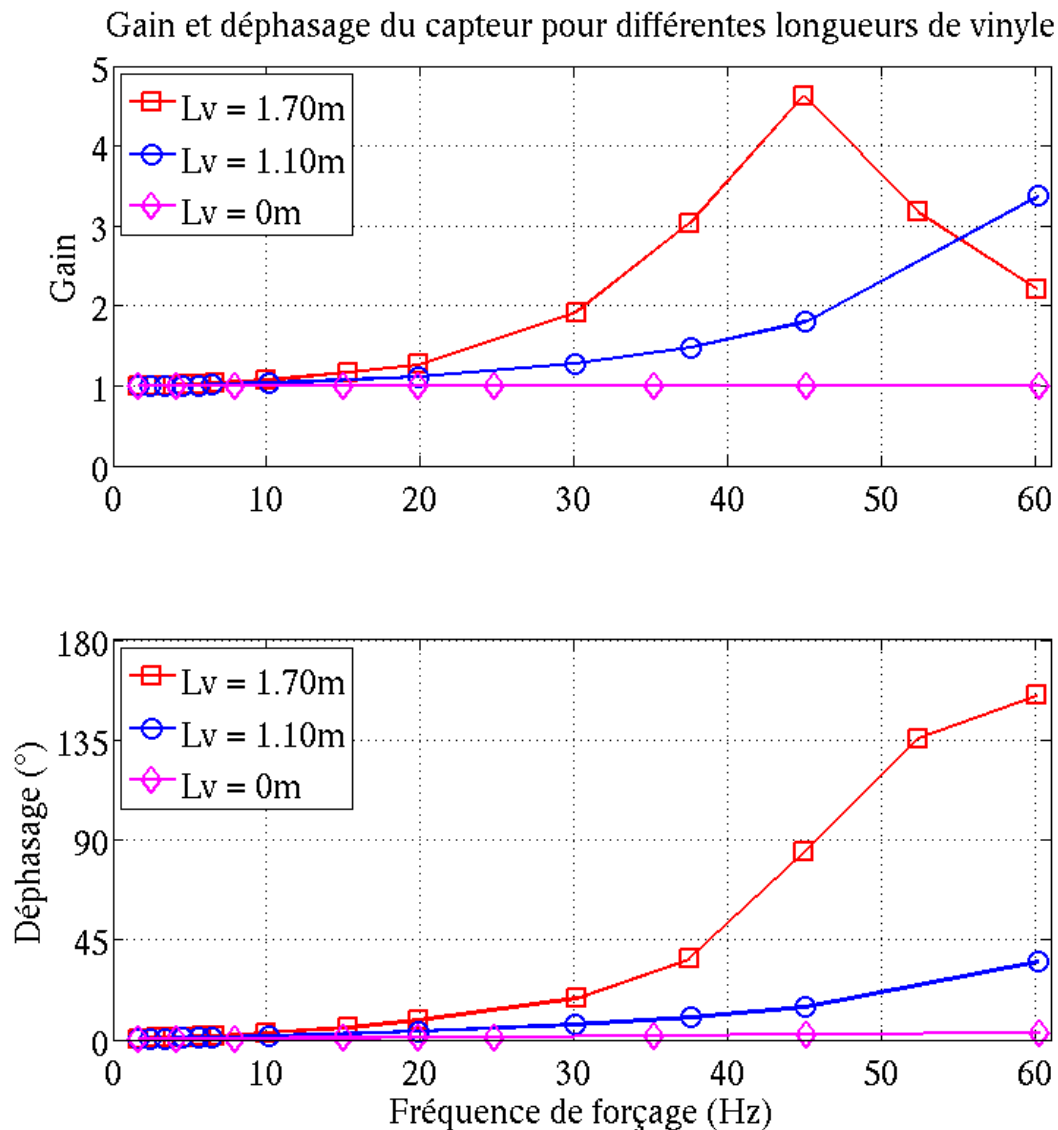


Fig. 95 Comportement dynamique du capteur pour différentes longueurs de vinyle

### III.6.6) Tests de différents assemblages de vinyles

On fait ici des les mêmes mesures qu'aux paragraphes précédents, cependant on utilise deux vinyles de diamètre différent connectés l'un à l'autre par un raccord en laiton (voir **Fig. 96**). Comme explicité au paragraphe III.2.6), l'utilisation de deux diamètres de vinyle différents est impérative pour des raisons d'encombrement. Ce changement de diamètre complique le calcul analytique des fréquences propres, ce qui empêche les vérifications. On fait donc désormais confiance aux mesures que l'on considère validées par l'expérience du paragraphe suivant. Chaque assemblage de vinyle testé possède une longueur totale de 1,70m.

Ainsi dans ces essais, la longueur totale des assemblages de vinyle ne change pas, seul le rapport de longueur de « gros » et « petit » vinyle change.  $L_v$  correspond désormais à la

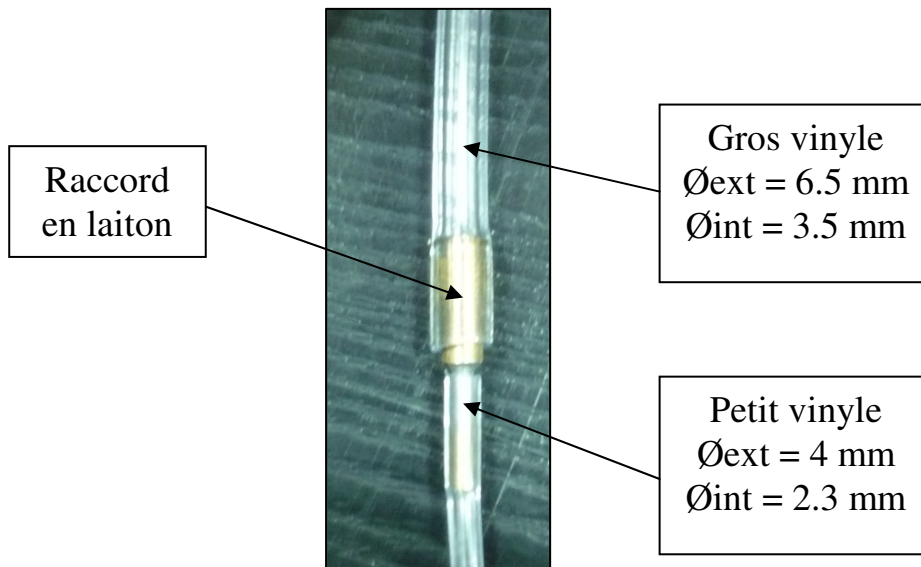
longueur totale des vinyles une fois assemblés,  $L_g$  la longueur de gros vinyle et  $L_p$  la longueur de petit vinyle. On a donc :  $L_v = L_g + L_p$ .

Trois rapports de longueurs  $L_p/L_t$  ont été testés:

$L_p/L_v = 0.35$  ( $L_p = 0,6$  et  $L_g = 1,1$ m)

$L_p/L_v = 0.24$  ( $L_p = 0,4$  et  $L_g = 1,3$ m)

$L_p/L_v = 0.06$  ( $L_p = 0,1$  et  $L_g = 1,6$ m)



**Fig. 96** Photo des différents diamètres de vinyle et d'un raccord en laiton

On peut observer sur la **Fig. 97** que la configuration «  $L_p/L_v = 0.06$  » possède un premier mode à environ 30 Hz et les deux autres ont des modes très proches à environ 20 Hz. Il est clair d'après ces résultats que plus le rapport  $L_p/L_v$  est grand, plus la fréquence du premier mode est basse, et plus le signal est amorti.

Les dimensions du banc d'essai imposent cependant l'utilisation d'au moins 60 cm de vinyle de petit diamètre ce qui impose l'utilisation d'un rapport  $L_p/L_v$  de 0.35, soit la configuration la plus amortie et au premier mode à la fréquence la plus basse. Cependant la fréquence de sollicitation de ce montage ne dépassera pas 4 Hz, or dans cet intervalle de fréquence, le comportement dynamique du montage est monotone quel que soit le rapport  $L_p/L_v$ .



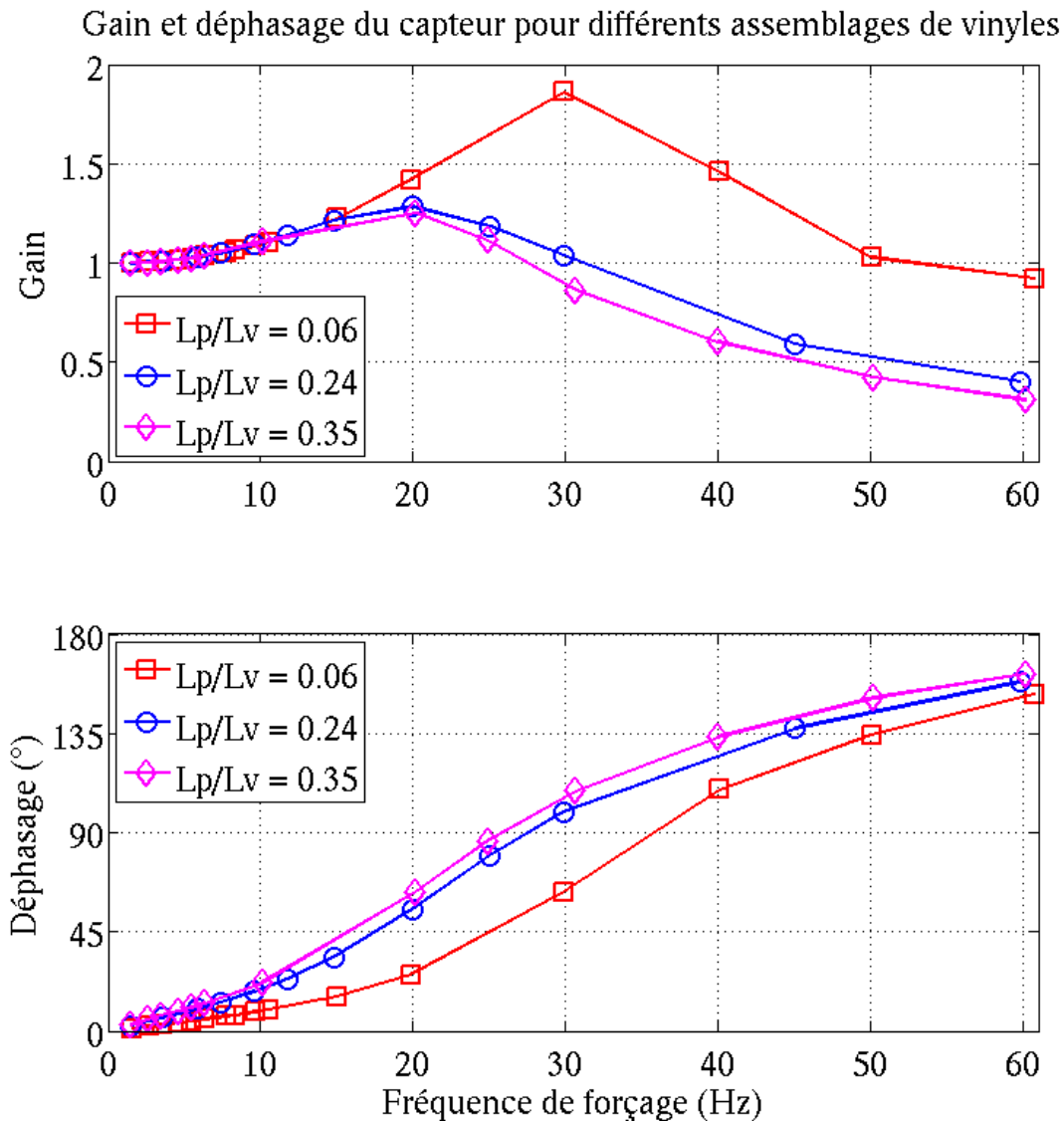


Fig. 97 Comportement dynamique d'un capteur pour trois assemblages de vinyle différents

### III.6.7) Mesures à basse fréquence dans la configuration d'essai

Pour pouvoir appliquer ces mesures dynamiques aux essais sur la plaque oscillante, il est nécessaire d'étudier plus en détail la fenêtre de fréquence qui sera utilisée lors des essais. Il est également important d'étalonner de façon dynamique tous les capteurs afin de garantir que chacune des mesures est fiable.

On reproduit donc l'expérience du paragraphe précédent avec un rapport de longueur de vinyle  $L_p/L_v$  de 0.35 pour tous les capteurs de pression (124 en comptant ceux de remplacement), en réduisant la gamme de fréquence à [0 Hz 10 Hz]. On choisit celle-ci volontairement plus large que la gamme pour laquelle elle sera utilisée avec ce banc d'essai, au cas où d'autres utilisations futures en aient l'utilité.

L'assemblage de vinyle raccordant la cavité du piston phone au capteur à étalonner a été conçu de sorte à se rapprocher au mieux de celui qui sera utilisé lors des essais. La Fig. 98 compare le montage de vinyle du banc d'essai et celui reproduit pour l'étalonnage. La légère différence entre les deux se trouve au niveau du raccord entre la cavité et l'assemblage de vinyle. En effet, un vinyle de diamètre intérieur 2.3 mm d'une longueur très courte (10mm)

est raccordé à l'embout de la cavité du piston afin de pouvoir y insérer un raccord en laiton dont les dimensions intérieures correspondent exactement à celles du tube de laiton collé derrière la plaque du banc d'essai.

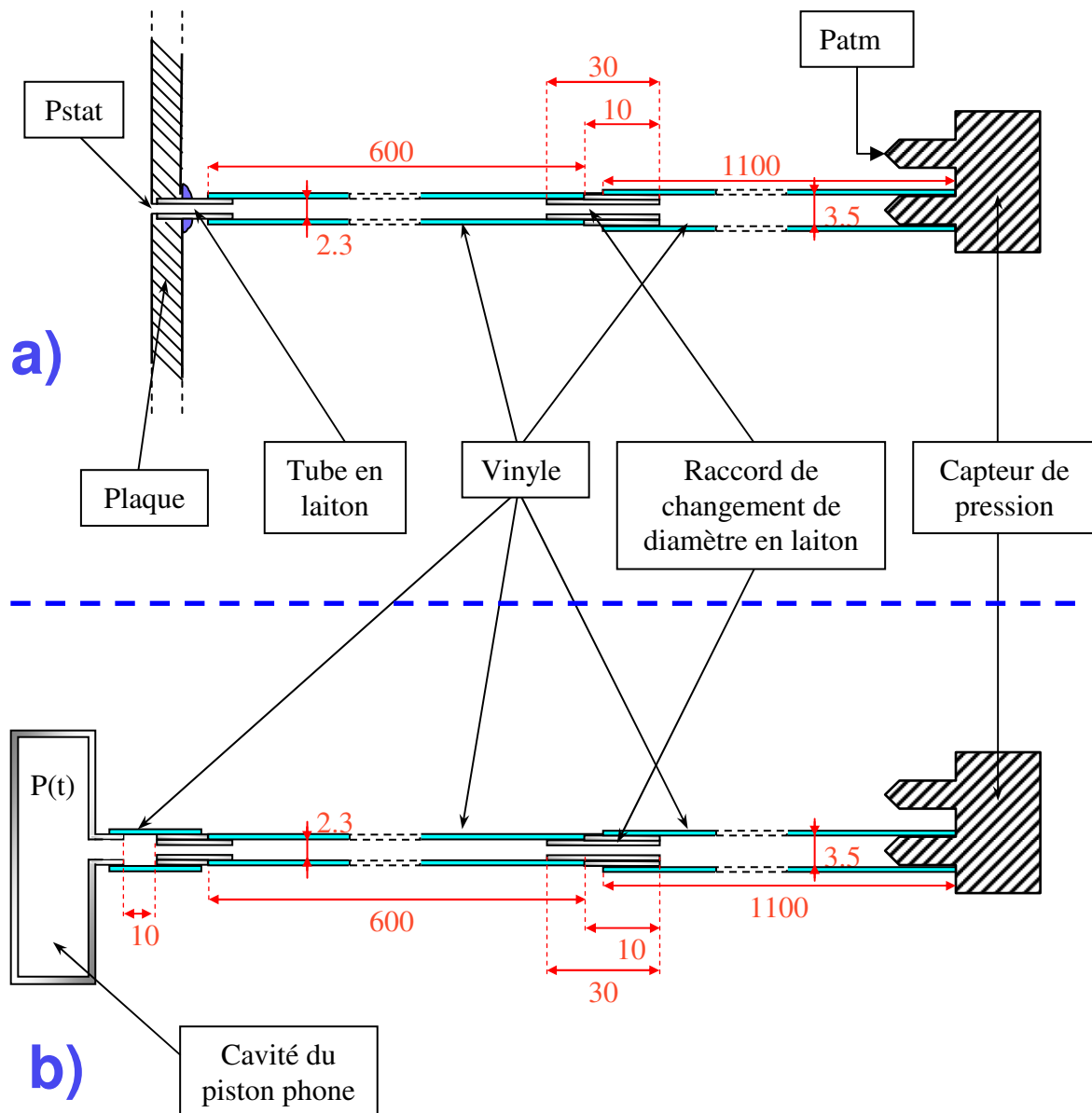


Fig. 98 a) Montage vinyle / capteur du banc d'essai ; b) Montage de vinyle entre le piston phone et le capteur à étalonner

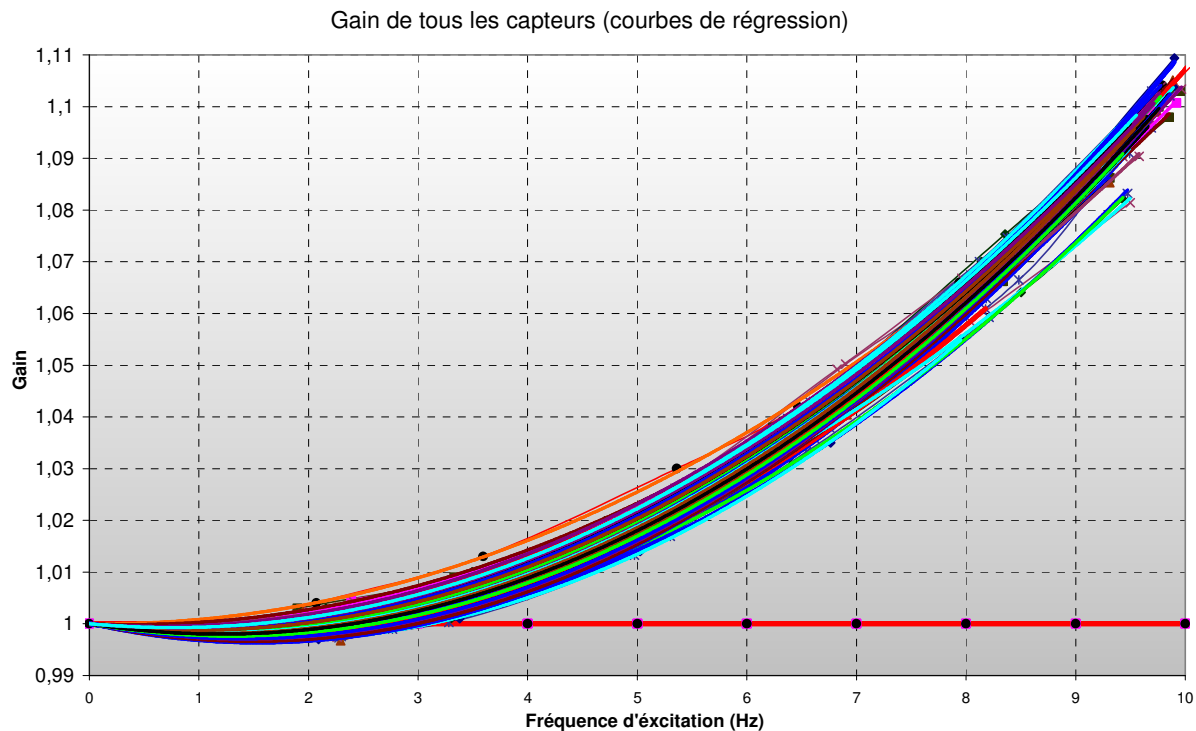
### III.6.7.a) Etalonnage des gains

Le gain de tous les capteurs été mesuré pour des fréquences allant de 2 à 10 Hz, en prenant six points de mesure pour chacun d'entre eux. Tous les capteurs donnent une réponse en gain à l'allure parabolique très bien décrite par un polynôme du deuxième ordre du type :

$$g_n = A1.f^2 + A2.f + A3 \quad (\text{III.6.4})$$

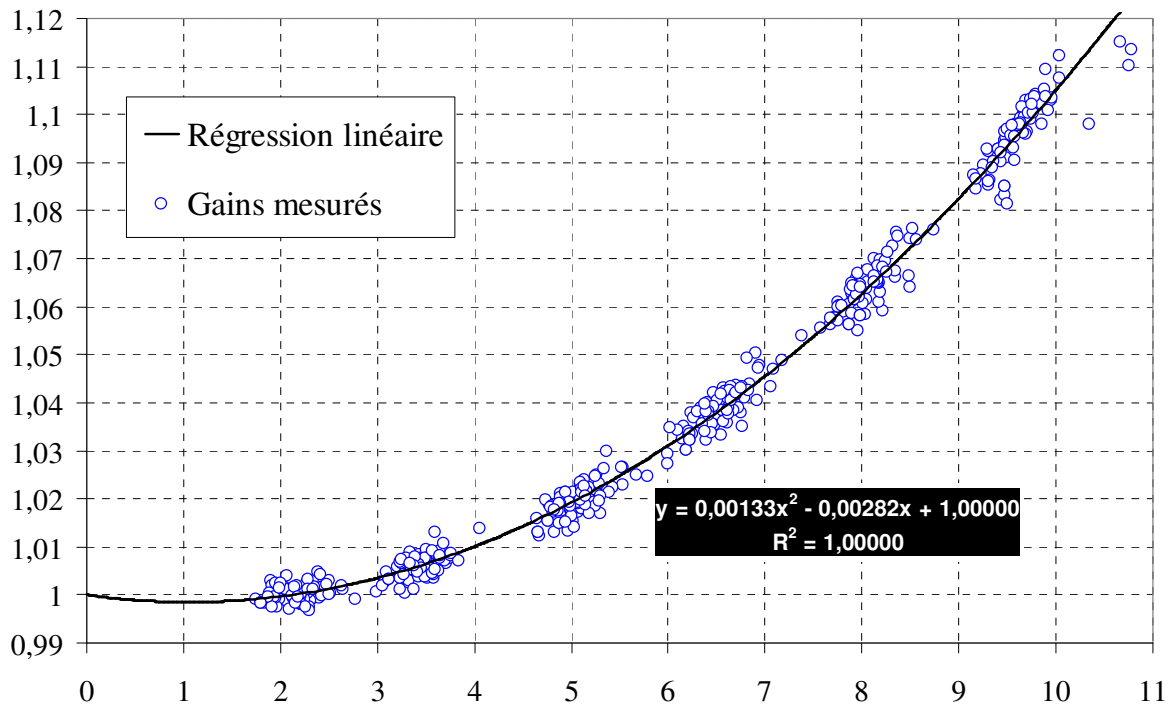
Le coefficient  $A3$  correspondant à une valeur de gain à fréquence nulle doit être égal à 1 si l'étalonnage statique est fait correctement. Le but de l'étalonnage dynamique est donc de

déterminer  $A_1$  et  $A_2$ . Etant donné le regroupement très proche des courbes des 96 capteurs et le faible niveau de gain mis en jeu, il est très convenant d'utiliser la même courbe d'étalonnage pour tous. Pour cela, on calcule une régression linéaire du 2nd ordre les courbes de gain de chaque capteur, ce qui fournit 124 valeurs de  $A_1$ ,  $A_2$  et  $A_3$ . On impose ensuite  $A_3 = 1$  pour chacune d'entre elle et on obtient un nuage de point ayant le même coefficient  $A_3$  mais des coefficients  $A_1$  et  $A_2$  différents (voir **Fig. 99**). Ainsi, les différences de tendance entre chaque capteur ne dépendent plus que des coefficients des termes d'ordre 2 et 1 de leurs courbes de tendance respectives.



**Fig. 99** Courbes de régression linéaires du 2nd ordre ramenées à la même ordonnée à l'origine

Une régression linéaire d'ordre 2 est donc calculée pour tout le nuage de points regroupés, en imposant  $A_3 = 1$  à cette courbe afin que la régression ne joue que sur les termes du premier et deuxième degré (voir **Fig. 100**). L'écart type de cette régression est de 0,00282. Ce nuage de point résultant d'une même expérience reproduite un très grand nombre de fois, on peut supposer une distribution gaussienne des points autour de cette droite. Cette courbe de régression est donc valable à 95% sur un intervalle de confiance de  $\pm 0,00564$ .



**Fig. 100** Régression linéaire sur les courbes replacées à la même ordonnée à l'origine

Cependant le fait que les gains soient inférieurs à 1 aux fréquences très faibles n'est ni physique ni représentatif des mesures obtenues. Pour trouver la courbe de régression qui a le bon terme de degré 0 (la bonne ordonnée à l'origine) il suffit de trouver la courbe ayant les mêmes coefficients du premier et deuxième degré et dont l'asymptote horizontale est la droite  $g_n = 1$ , la seule qui ait un sens physique. Cette courbe est tracée sur la **Fig. 100**. Sa dérivée s'annule en  $f = 1,05\text{Hz}$ , c'est donc à cette abscisse qu'il faut raccorder la courbe de tendance à la droite  $g_n = 1$ . En conclusion la courbe d'étalonnage en gain qui sera utilisée pour tous les capteurs lors des essais sur la plaque oscillante est :

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{Pour } f \in [0;1.05] \text{ Hz :} \\ \text{Pour } f \in [1.05;10] \text{ Hz :} \end{array} \right. \quad g_n = 1 \quad \text{(III.6.5)}$$

$$g_n = 0,00133f^2 - 0,00282f + 1,00149 \quad \text{(III.6.6)}$$

*Intervalle de confiance :  $I_{95\%} = \pm [0.00564]$   
(où  $g$  est le gain des capteurs)*

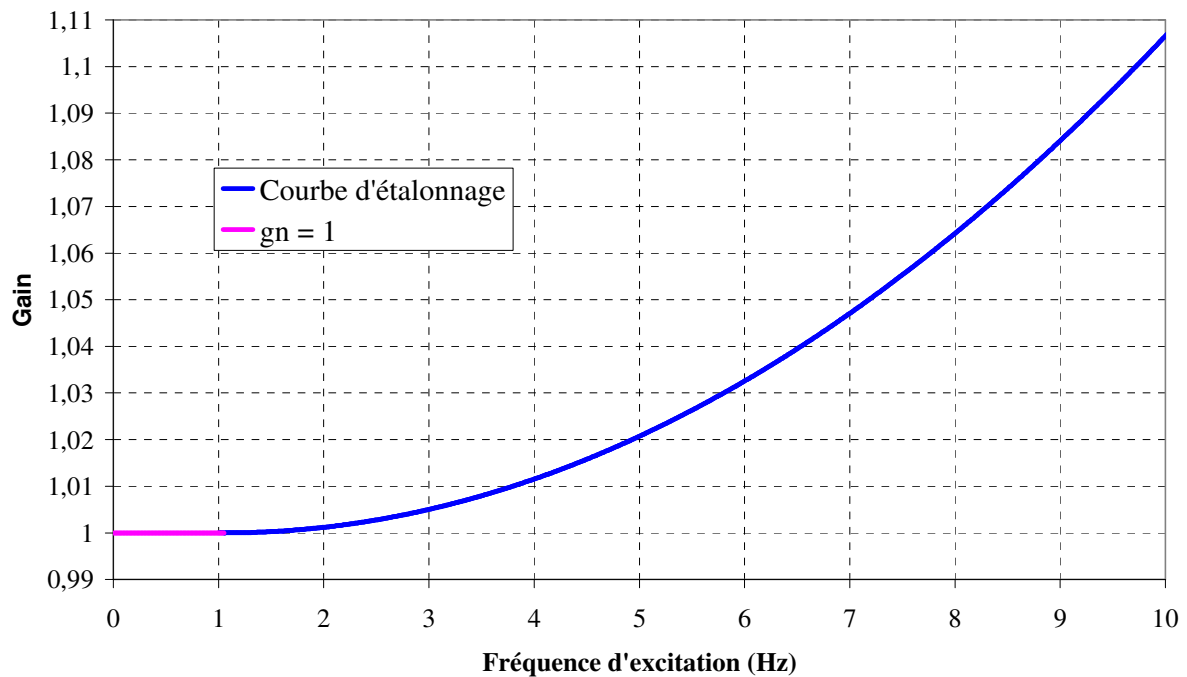


Fig. 101 Courbe d'étalonnage finale des gains des capteurs

### III.6.7.b) Etalonnage des déphasages

Le déphasage de chaque capteur a été mesuré sur une gamme de fréquences allant de 2 à 7 Hz. Au-delà de cette gamme, leur évolution n'est plus linéaire en fonction de la fréquence (voir Fig. 97). On peut voir sur la Fig. 102 que sur cette gamme de fréquence, les courbes sont remarquablement bien regroupées autour de la même tendance avec une faible dispersion. Ainsi tout comme pour les gains, il a été choisi d'utiliser une unique courbe d'étalonnage pour les déphasages de tous les capteurs en calculant régression linéaire d'ordre 1 passant par zéro dont l'équation est montrée sur la Fig. 102. L'écart type entre cette droite et la dispersion des points est de  $0,25^\circ$ . Cette régression est donc valable pour 95% des points avec un intervalle de confiance de  $\pm 0,5^\circ$  ( $\pm 2$  écarts types).

On considèrera ainsi que le déphasage de tous les capteurs de pression aura pour équation :

$$\text{Pour } f \in [0 \text{ Hz} ; 7 \text{ Hz}] : \quad \varphi = -2,0472.f \quad (\text{III.6.7})$$

$$\text{Intervalle de confiance : } I_{95\%} = [\pm 0,5^\circ]$$

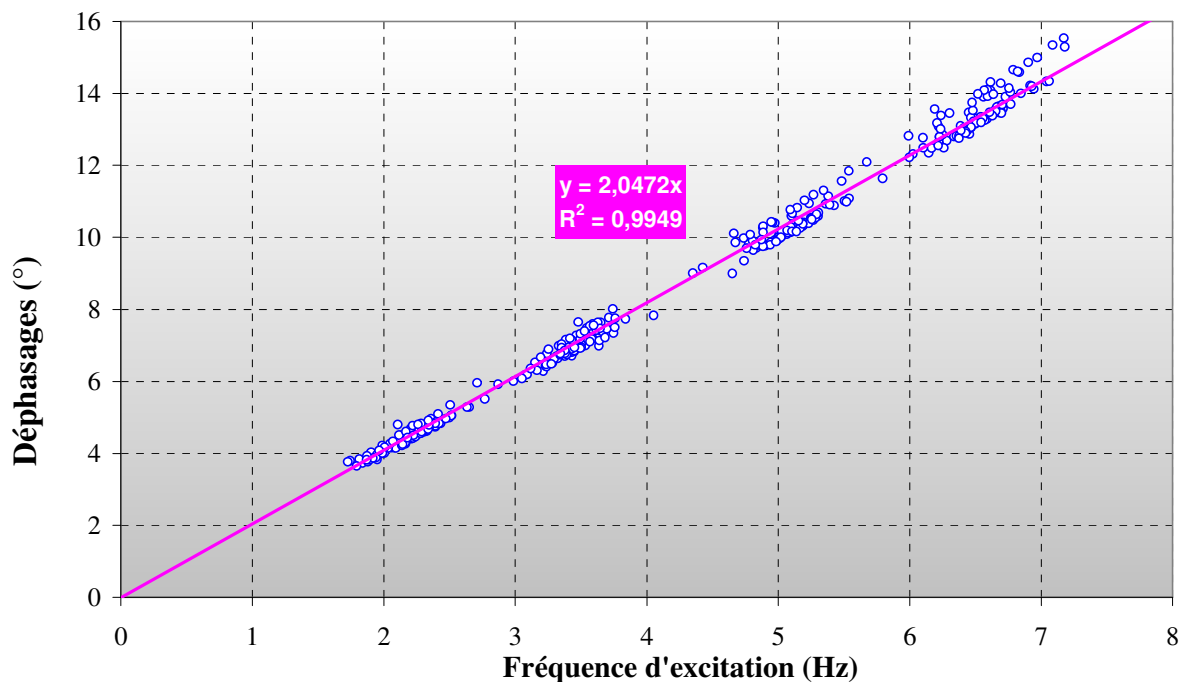


Fig. 102 Déphasages de tous les capteurs et courbe de régression linéaire

### III.6.8) Conclusions sur l'étalonnage dynamique

Les corrections que permettent d'apporter cet étalonnage dynamique sont relativement légères, particulièrement concernant le gain. Il est cependant nécessaire de vérifier tous les capteurs afin d'éviter toute source d'erreur provenant d'éventuels capteurs ayant une réponse complètement différente des autres. Ceux-ci ont par ailleurs été mis à l'écart.

Les gammes de fréquence des étalonnages de gain et déphasage sont toutes deux plus grandes que celle utilisée lors des essais (la plaque oscillant à une fréquence maximale  $f_p = 4$  Hz). Le déphasage du montage atteint une valeur maximale d'environ  $8^\circ$  et la dispersion des points autour de la courbe d'étalonnage est très faible. Néanmoins, comme il sera vu plus tard, l'étude de stabilité de la plaque n'est pas sensible à 2 degrés près.

Concernant les gains, il faut atteindre une fréquence de 4 Hz pour obtenir 1% de gain. Cela représente une erreur de 40 Pa sur une pression de 4000 Pa. Cet écart n'est pas significatif mais il est intéressant d'en tenir compte puisque l'on connaît le coefficient de correction. Cependant à 2 Hz par exemple, le gain est seulement de 0,12% soit 4,7 Pa pour 4000 Pa ce qui est totalement négligeable et perdu dans le bruit des capteurs. Le gain sera donc considéré comme étant égal à 1 pour des fréquences allant au moins jusqu'à 2 Hz, puis ajusté grâce à la courbe de correction.

Ainsi, lors du post-traitement des essais dynamiques, les signaux seront réajustés grâce à ces courbes de correction selon la fréquence d'oscillation de la plaque au moment du calcul des fonctions de transfert entre l'angle de la plaque et les signaux de chaque capteur de pression. Lorsque la fréquence de sollicitation sera inférieure à 2 Hz, seul le déphasage entre les capteurs et le mouvement de la plaque sera corrigé, en gardant l'amplitude de la fonction de transfert constante. Lorsque la fréquence dépassera 2 Hz, l'amplitude et le déphasage seront tous deux corrigés.

### **III.7)Références**

- [1] IDEL'CIK I. E. « Memento Des Pertes De Charge » *Editions Eyrolles, 1986*





# Chapitre IV Caractérisation des jets

---

## IV.1) Introduction générale

Les études précédentes ont montré que les paramètres géométriques des jets impactants jouent un rôle très important sur la stabilité statique de la bande. Elles ont mis en évidence qu'avec une bonne combinaison de ces paramètres (longueur de buse, confinement etc...), la bande peut être inconditionnellement stable en raideur. Ces résultats sont encourageants mais manquent néanmoins de données quantitatives. Dans une optique future d'optimisation des géométries des sections de refroidissement industrielles, il est nécessaire de connaître l'influence exacte de chacun de ces paramètres sur la stabilité de bande. Ceci passe par une étude paramétrique des efforts aérodynamiques induits par les jets sur la bande en fonction des différents paramètres géométriques des buses ainsi que la définition de domaines d'instabilité. Le banc d'essai décrit au chapitre III est particulièrement dimensionné à cet effet. L'impact d'une batterie de jets est source d'importants gradients de pression. Ainsi l'estimation des efforts ne peut être faite qu'à partir d'une mesure du champ de pression pariétale avec une grille de prises de pression très finement réparties en espace. Ces mesures permettront de comprendre où se situent les zones instables. Néanmoins avant cela il est nécessaire de connaître le champ de vitesse des jets avant l'impact. Ceci permet de comprendre quantitativement comment les différentes géométries de buses induisent différents efforts lors de l'impact des jets et, à terme de dimensionner directement les buses en connaissant à l'avance le type d'effort qu'elle induit sans avoir à mesurer de pression pariétale.

Ce chapitre se divise donc en deux parties. La première porte sur la caractérisation des écoulements de jets en focalisant l'étude sur les différences qu'apportent chacune des géométries de buses sur l'établissement de l'écoulement et son développement. Cette caractérisation est effectuée par des mesures sur des jets libres issus de trois géométries différentes à l'aide d'une sonde à fil chaud. Les constantes qui permettent de différencier les jets entre eux sont déterminées. La deuxième partie de ce chapitre porte sur l'étude de l'impact de ces jets. On entre ici dans le vif du sujet en étudiant les distributions de pression pariétales ainsi que les efforts d'impact globaux. Dans ce chapitre, la plaque est laissée immobile et perpendiculaire aux jets, seule la distance d'impact est modifiée. Dans un premier temps, les distributions de pression sont confrontées aux résultats de la littérature afin de valider le banc d'essai et d'en dégager des bons critères d'utilisation. Dans un second temps, l'évolution des efforts est analysée en fonction de la distance d'impact afin de définir des domaines d'instabilité statique de la plaque en pompage (selon le mode (0,1a) décrit au chapitre II).

## IV.2) Caractérisation de l'écoulement des jets

### IV.2.1) Objectifs

Cette campagne d'essais a pour but de comparer les propriétés aérodynamiques des jets en fonction de leur géométrie de buse pour pouvoir corrélérer plus tard ces différences à la stabilité des efforts lors de l'impact de ces mêmes jets. Les points précis qui doivent être comparés sont :

- Les profils de vitesse en sortie d'orifice
- Les profils des taux de turbulence à différentes distances de l'orifice
- La longueur du cône potentiel
- Le taux d'expansion des jets
- L'influence du nombre de Reynolds sur leurs propriétés

### IV.2.2) Détails du procédé expérimental

#### IV.2.2.a) Etalonnage du fil chaud

Les mesures ont été effectuées à l'aide d'une sonde mono-fil Dantec de type 55. Le fil est en tungstène plaqué de platine d'une longueur de 1.25mm et d'un diamètre de 5 $\mu$ m et il a été monté sur un porte-sonde coudé. La **Fig. 103** montre une photo de l'étalonnage de la sonde. Il a été effectué à l'aide d'une tuyère Dantec alimentée en air comprimé munie d'une prise de pression statique dans le plenum qui précède son divergent. Le capteur de pression utilisé est le même que celui utilisé lors des essais. Il s'agit d'un capteur de pression différentiel de type « AST » d'une gamme de mesure 0 à 3200 Pa et délivrant une tension comprise entre 0 et 10V. L'une des entrées du capteur est reliée à la prise de pression de la tuyère et l'autre est laissée libre à la pression atmosphérique. La température de l'air ambiant est mesurée simultanément par un thermocouple placé légèrement en aval du fil (voir **Fig. 103**).

Le fil chaud est placé sur un support et câblé sur la même chaîne de mesure qui a servi plus tard aux essais. Sa distance à la tuyère est fixée à environ un diamètre de buse afin d'être certain que la sonde soit dans le cône potentiel du jet. Le support de la sonde est placé sur une molette graduée qui permet de s'assurer que la sonde n'a aucune incidence par rapport à l'axe du jet de la tuyère.

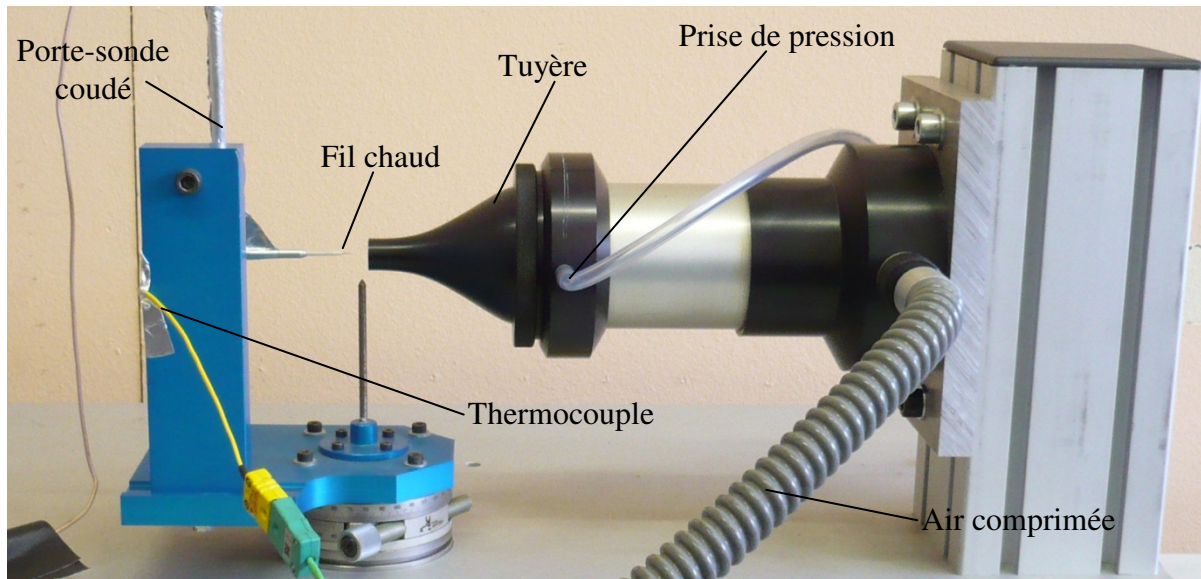


Fig. 103 Banc d'étalonnage du fil chaud

La vitesse dans le cône du jet en sortie de tuyère est obtenue par la relation :

$$U_{0,c}^2 = \sqrt{\frac{2(P_{\text{tuyère}} - P_{\text{atm}})}{\rho_a}} \quad (\text{IV.2.1})$$

On fait également l'approximation que l'air est sec et obéit à la loi des gaz parfaits. Ainsi on définit la densité de l'air  $\rho_a$  par :

$$\rho_a = \frac{P_{\text{atm}}}{R_s T} \quad (\text{IV.2.2})$$

Où  $R_s$  est la constante spécifique de l'air que l'on calcule par

$$R_s = \frac{R}{X_{a \text{ sec}}} = \frac{8.314}{0.029} = 287.058 \quad (\text{IV.2.3})$$

Où  $R$  est la constante des gaz parfaits (en  $\text{J} \cdot \text{mol}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ ) et  $X_{a \text{ sec}}$  est la masse molaire de l'air sec (en  $\text{Kg} \cdot \text{mol}^{-1}$ ).

La pression dans la tuyère est modifiée grâce à un manomètre à valve placé en amont sur le tuyau d'air comprimé. Les acquisitions sont faites à une fréquence de 1024 Hertz pendant 8 secondes. 86 points de mesures sont ainsi effectués en faisant varier la vitesse de 0 à 73 m/s.

La tension de sortie de l'anémomètre est ensuite tracée en fonction de la vitesse du jet et une relation en est déduite en utilisant une courbe polynômiale de degré 4 similaire à celle proposée par **George et Al [1]** ainsi que **R.C. Deo et al [2]** (voir **Fig. 104**).

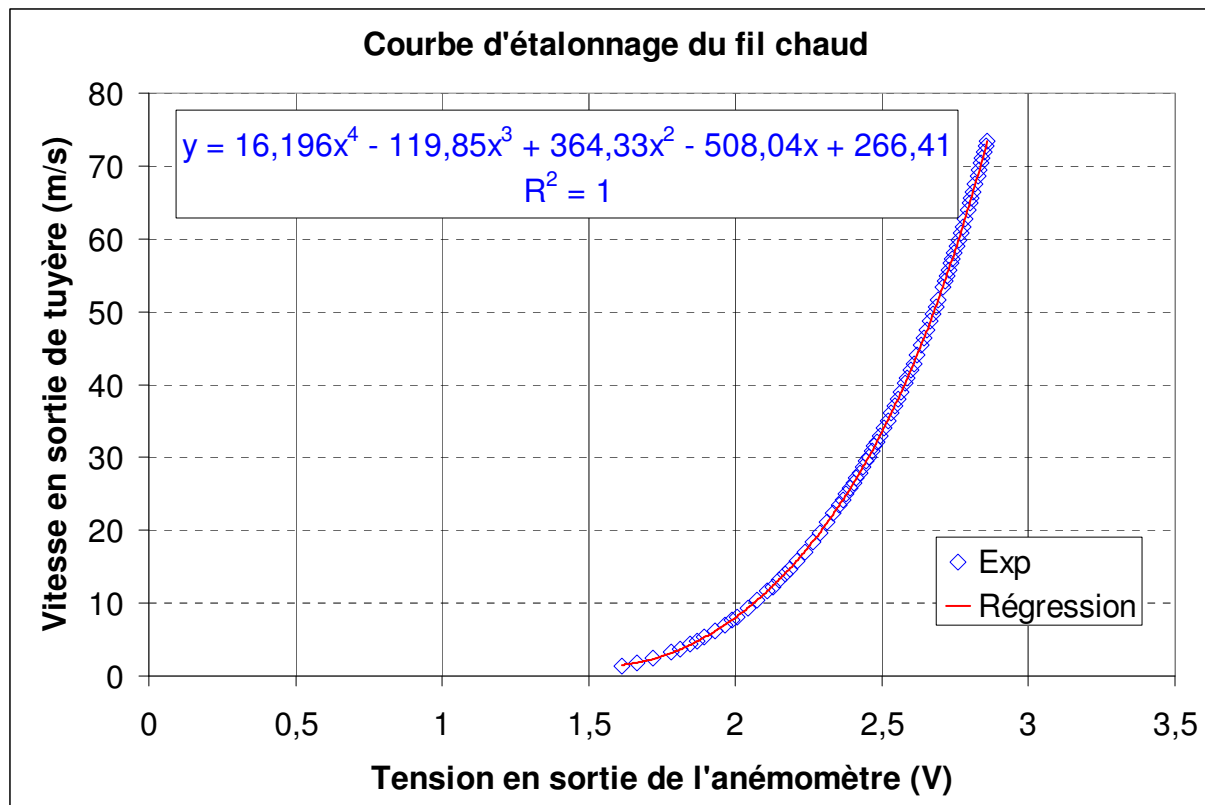


Fig. 104 Courbe d'étalonnage du fil chaud

#### IV.2.2.b) Montage du banc d'essai

Les mesures sont faites sur le banc d'essai décrit au Chapitre III sur lequel la plaque plane a été reculée au maximum afin que les écoulements de retour soient négligeables et que les jets puissent être considérés comme « libres ». Le fil est placé sur un porte-sonde coudé, lui-même maintenu verticalement par un déplacement motorisé bidimensionnel, le tout disposé de sorte à obstruer le moins possible les jets lors de la mesure (voir **Fig. 105**). Afin de minimiser les vibrations de la sonde, son support a été fixé en deux endroits sur sa longueur évitant ainsi un jeu trop important à son extrémité. Le tout est placé sur un châssis constitué de 8 rails « Norcan » montés en quatre pieds verticaux à hauteur réglable et quatre maintiens horizontaux solidement fixés à l'aide d'équerres afin de garantir la perpendicularité de chaque plan. Le montage du châssis en face des jets a été fait à l'aide de niveaux à bulles pour garantir le calage exact de chaque déplacement de la sonde à un repère orthogonal centré au milieu de l'orifice de chaque jet. Une fois sa position finale déterminée, le châssis a été solidarisé au bâti de la conduite aéraulique et lesté de façon à ne plus pouvoir bouger.

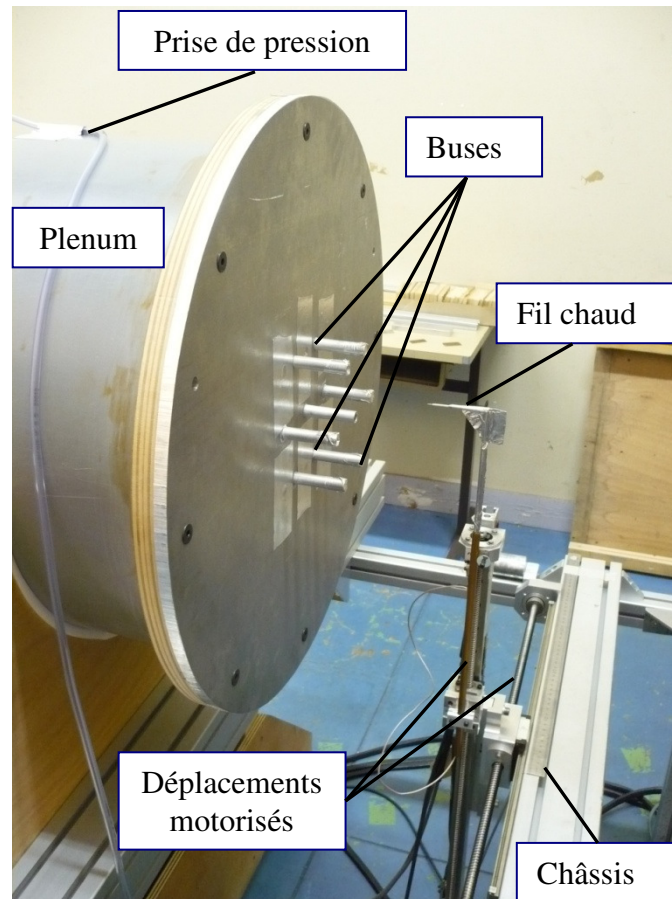


Fig. 105 Montage du fil chaud face aux buses

Trois géométries de soufflage ont été testées afin de comparer les caractéristiques du jet : des orifices simples, des buses droites et des buses avec convergents. Dans la suite du rapport, on distinguera ces trois types de soufflage par « géométrie a) » ; « géométrie b) » et « géométrie c) » afin d'alléger les figures. Les géométries a) et c) sont des modèles exacts des géométries de soufflage utilisées dans les sections de refroidissement industrielles. La **Fig. 106** présente ces trois géométries. Les détails de leurs paramètres sont donnés dans le **Tableau 4**.  $L_t$  correspond à la longueur totale de la buse (hormis la longueur du convergent lorsqu'il y en a un). Ce paramètre est identique pour les géométries b) et c). Il définit la longueur sur laquelle l'écoulement est guidé par la buse et caractérise par conséquent le développement du profil de vitesse de sortie. Cette longueur est indépendante de  $L_d$  qui correspond à la longueur débouchante des buses. Cette dernière joue un rôle dans le confinement de l'air entre la paroi d'impact et la paroi de confinement. Le rapport  $D_e/D$  caractérise l'épaisseur de la buse. Il joue également un rôle important pour le confinement lors d'impact en proche paroi comme il sera vu plus tard. On note que ce facteur est différent entre les géométries b) et c). Enfin, la longueur  $e$  désigne l'épaisseur de la paroi du plenum. On peut remarquer que celle-ci est équivalente à  $L_t$  dans le cas de la géométrie a).

Ainsi, la comparaison des champs de vitesse des jets issus des géométries b) et c) porte l'accent sur la géométrie de l'entrée de buse qui est une arête vive dans un cas et un convergent dans l'autre. Cette comparaison permet également d'observer l'influence de l'épaisseur de buse sur les efforts d'impact. La géométrie b) qui est la seule à ne pas être un modèle industriel possède l'intérêt d'être facilement interchangeable par une autre buse de longueur différente. Enfin, on portera un intérêt tout particulier à la géométrie a) car les

résultats des précédentes études ainsi que les observations industrielles ont tous deux montré qu'elle rend la bande instable.

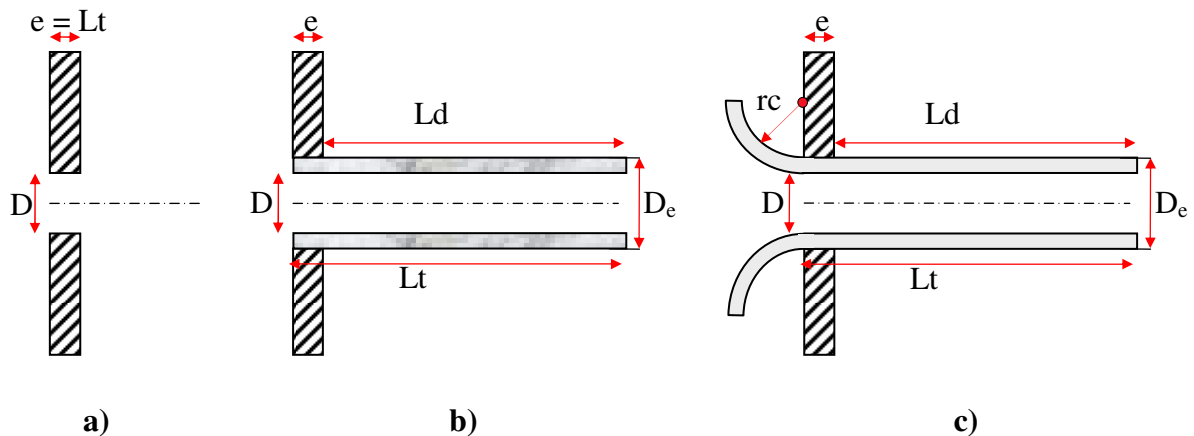


Fig. 106 Schéma des trois géométries de soufflage étudiées a) Orifice simple ; b) Buse droite ; c) Buse avec convergent

Géométrie a)								
D (mm)		e = Lt (mm)			e/D			
10		6			3/5			
Géométrie b)								
D (mm)	De (mm)	e (mm)	Lt (mm)	Ld (mm)	Lt/D	Ld/D	De/D	
10	12	12	62	50	6.2	5	6/5	
Géométrie c)								
D (mm)	De (mm)	e (mm)	Lt (mm)	Ld (mm)	rc (mm)	Lt/D	Ld/D	De/D
10	14	10	62	52	?	6.2	5.2	7/5

Tableau 4 Paramètres des différentes géométries de soufflage

### IV.2.2.c) Acquisition des données

La température de l'écoulement a été mesurée à l'aide d'un thermocouple placé dans la conduite aéraulique en amont des buses (voir Fig. 107) et la pression atmosphérique a été relevée avant chaque série de mesure.

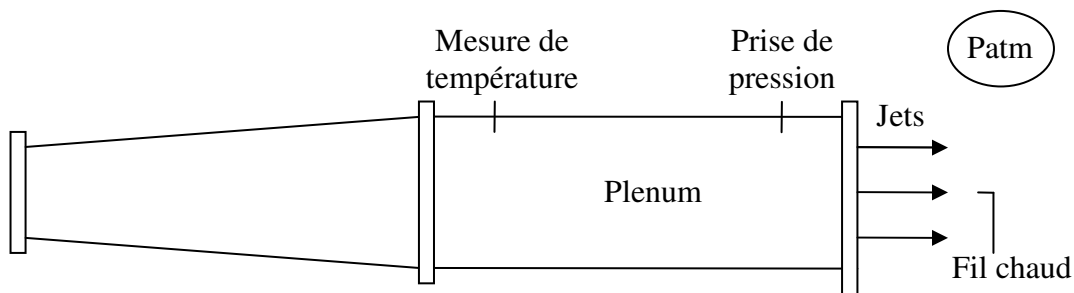


Fig. 107 Positionnement des différentes mesures dans le plenum

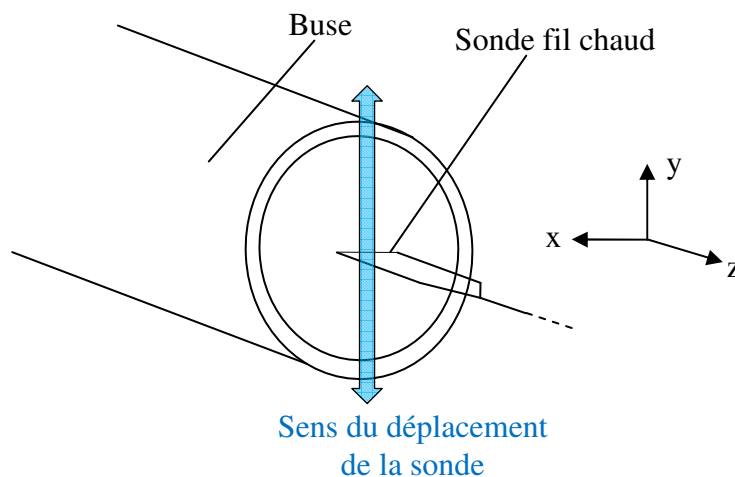
Pour chaque configuration, les paramètres suivants sont restés identiques :

- Fréquence d'échantillonnage :  $f_{aq} = 1024\text{Hz}$
- Temps d'acquisition :  $t_{aq} = 8\text{s}$

La fréquence d'échantillonnage est fixée de la sorte pour mesurer les valeurs de fluctuations de vitesse dont les fréquences n'excèdent pas 500 Hz. Aucune mesure dynamique n'est effectuée lors de ces essais, les fluctuations de vitesse seront analysées sous forme rms moyennées pour la comparaison des taux de turbulence des jets. Ainsi, aucun filtrage n'a été ajouté sur la mesure.

La sonde est placée de sorte à être toujours parallèle à l'axe  $x$  et perpendiculaire à l'écoulement et son déplacement se fait verticalement selon l'axe  $y$ , ce qui permet d'éviter de fausser la mesure par la longueur du fil (voir **Fig. 108**).

Dans un jet libre, la composante radiale du champ moyen de la vitesse est suffisamment négligeable pour ne pas être prise en compte (**réf. [3]**). Ainsi, seule la vitesse axiale du jet est mesurée (d'où l'utilisation d'une sonde mono-fil). En contrepartie il est impossible de distinguer les trois composantes des fluctuations de vitesse, qui sont quant à elles tridimensionnelles. Cependant, la disposition du fil dans l'axe du jet garantit de mesurer principalement leur composante selon l'axe  $z$ .



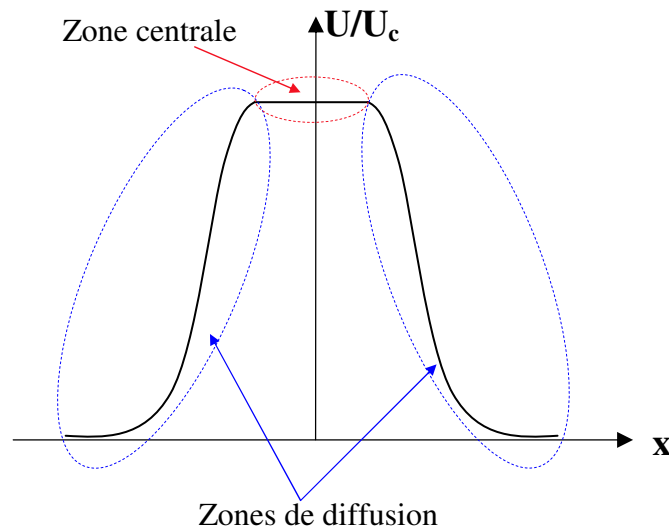
**Fig. 108** Schéma du déplacement du fil chaud

## IV.2.3) Résultats

### IV.2.3.a) Comparaison des profils de sortie

Pour chaque configuration, la sonde fil chaud est placée à une distance  $z/D \approx 0.3$  de l'orifice de sortie du jet. Le pas de déplacement est de  $0.05D$  pour les configurations a) et b) et de  $0.025D$  pour la configuration c) afin de bien mesurer les pics de turbulence très ponctuels situés aux bords de la buse (voir **Fig. 113**). Les profils de vitesse en sortie d'orifice comportent deux zones différentes qui sont présentées sur la **Fig. 109**. La zone de diffusion est située sur les extrémités des profils et possède d'importants gradients de vitesse. La zone centrale est située au cœur du jet et la vitesse  $y$  possède le même profil qu'à l'intérieur de la buse avant de déboucher.





**Fig. 109 Profil de vitesse typique d'un jet en sortie d'orifice**

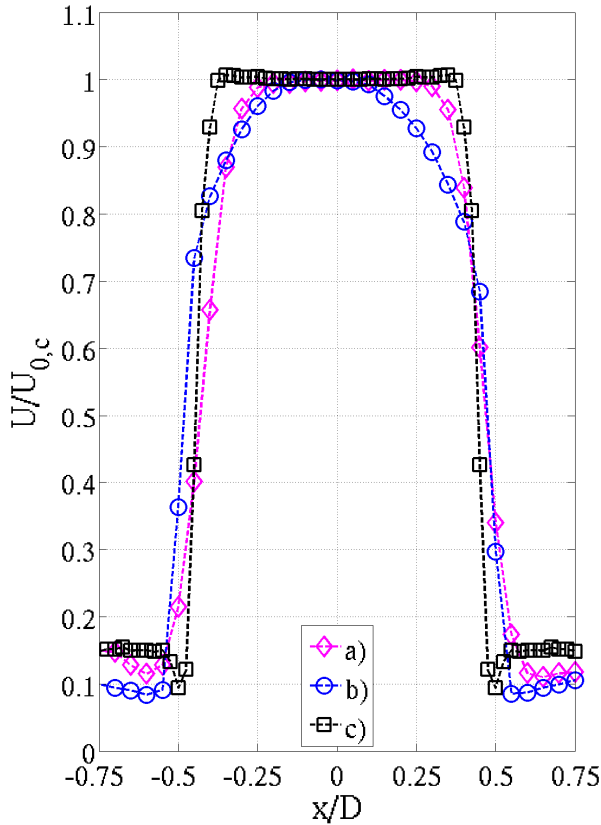
Les profils de  $U/U_{0,c}$  des trois géométries de soufflage sont présentés sur les **Fig. 110** et **Fig. 111** pour des nombres de Reynolds respectivement de 12800 et 44800. Ces nombres de Reynolds correspondent à des vitesses centrales de  $U_{0,c} = 20 \text{ m.s}^{-1}$  et  $U_{0,c} = 70 \text{ m.s}^{-1}$ . Même si le déplacement de la sonde fil chaud a été fait selon l'axe  $y$ , les résultats sont tracés en fonction de  $x/D$  car ce sont les mêmes par symétrie axiale. On remarque que la géométrie b) est celle qui possède le profil le plus proche d'une parabole ce qui témoigne du développement d'une épaisse couche limite au sein de la buse. Celle-ci est attribuée à l'entrée brusque de la buse qui force l'écoulement à décoller. La partie plate au centre du profil témoigne néanmoins du fait que l'écoulement dans la buse n'est pas pleinement développé au niveau de sa sortie. Cette couche limite freine considérablement l'écoulement et entraîne par ailleurs de grandes pertes de charge (voir §IV.2.3.b). Le profil de vitesse de la géométrie a) est beaucoup plus plat que celui de la b) alors que l'entrée de l'orifice est la même. L'écoulement décolle de la même façon dès l'entrée de l'orifice, puis débouche directement à pression atmosphérique et forme ainsi un jet dont la zone de diffusion est relativement large ( $0.25D$ ) ainsi qu'un taux de turbulence très élevé (le plus important des trois géométries). Enfin, le profil de vitesse de la géométrie c) est celui qui possède la zone de diffusion la moins large ( $0.1D$ ) ce qui témoigne d'une couche limite très fine dans la buse, grâce à la présence du convergent. L'allure du profil de vitesse dans le cône potentiel est légèrement en forme de « V » laissant indiquer que la vitesse est plus grande sur les bords qu'au centre.

Pour  $Re = 12800$ , les profils de  $U/U_{0,c}$  ne partent pas de zéro mais d'une valeur comprise entre 0.1 et 0.15, ce qui témoigne d'une vitesse d'ambiance autour des buses comprise entre  $2 \text{ m.s}^{-1}$  et  $3 \text{ m.s}^{-1}$  (puisque  $U_{0,c} = 20 \text{ m.s}^{-1}$ ). On note que le comportement des courbes au-delà des bords des orifices ( $|x/D| > 0.5$ ) diffère selon la géométrie. Ces différences proviennent de l'épaisseur des buses qui ne sont pas les mêmes dans les trois cas. Celles-ci donnent une indication sur la façon dont le jet entraîne l'air ambiant dès sa sortie d'orifice. Pour la géométrie a), l'épaisseur de buse est infinie puisqu'il s'agit directement de la paroi du plenum (voir **Fig. 106a**). Son profil commence à croître aux alentours de  $x/D = \pm 0.6$  tout comme celui de la géométrie b) qui entraîne encore plus d'air car son épaisseur de buse est très fine et son profil est plus large que les autres. Pour la géométrie c) en revanche on note une discontinuité dans sa courbe environ entre  $x/D = \pm 0.55$  et  $x/D = 0.45$ , qui correspond à

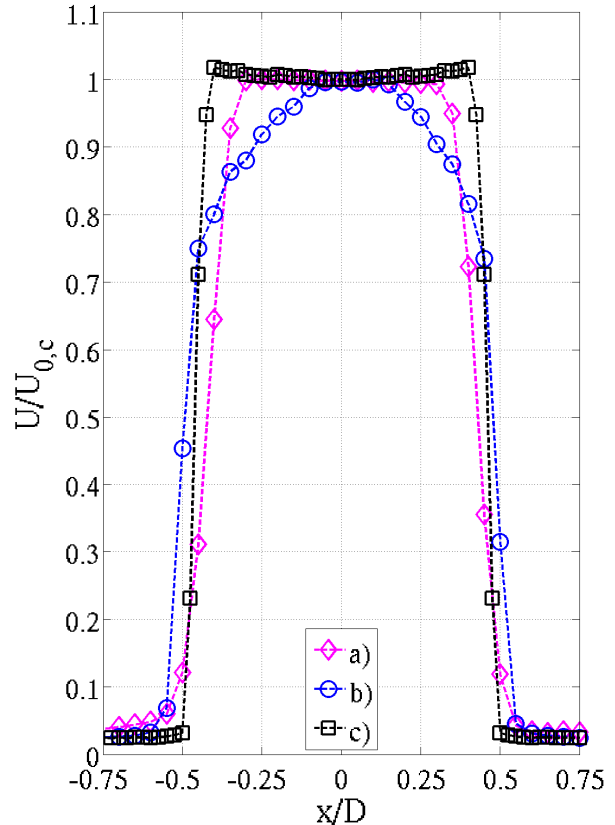


l'épaisseur de la buse. Cette géométrie entraîne beaucoup moins d'air dès sa sortie d'orifice et possède par conséquent le profil le plus fin.

On remarque que le nombre de Reynolds a très peu d'effet sur l'allure des courbes des géométries a) et b). On note néanmoins une légère différence pour le cas de la géométrie c) dont la forme en « V » de la zone centrale est d'autant plus marquée que le nombre de Reynolds est grand.



**Fig. 110** Profils de vitesses des trois configurations pour  $Re = 12800$



**Fig. 111** Profils de vitesses des trois configurations pour  $Re = 44800$

Les **Fig. 112** et **Fig. 113** présentent les profils de taux de turbulence en sortie de chacune des géométries. Pour  $Re = 12800$ , la géométrie c) possède un taux de turbulence quasiment nul sur tout son profil, le pic de turbulence que l'on retrouve généralement dans tous les jets turbulents dans leur zone de diffusion (ici en  $x/D = \pm 0.4$ ) est négligeable et du même niveau que le bruit turbulent de l'air ambiant (en  $x/D > \pm 0.5$ ). Pour  $Re = 44800$  en revanche, les pics de la zone de diffusion deviennent très conséquents et même supérieurs à ceux de la géométrie b). Il est assez surprenant d'observer un tel changement de comportement alors que le jet est supposé être pleinement turbulent pour ces deux nombres de Reynolds. L'apparition de ces pics témoigne néanmoins d'une transition dans la couche limite de la buse. Des mesures (qui ne sont pas présentées ici) ont montré qu'elle apparaît à un nombre de Reynolds compris entre 32000 et 44800.

La géométrie a) est la plus turbulente des trois pour les deux nombres de Reynolds. Cette forte turbulence résulte des deux changements brusques de section successifs entre le plenum et l'air extérieur. Pour  $Re = 12800$ , ses pics de turbulence sont très larges. L'augmentation du

nombre de Reynolds a pour effet de les affiner, ainsi que de diminuer leur valeur maximale (de 0.135 à 0.12), soit l'effet inverse de la géométrie c).

Les pics de la géométrie b) sont moins larges et moins hauts que ceux de la géométrie a), cependant l'augmentation du nombre de Reynolds a le même effet (chute des pics de 0.9 à 0.6 environ).

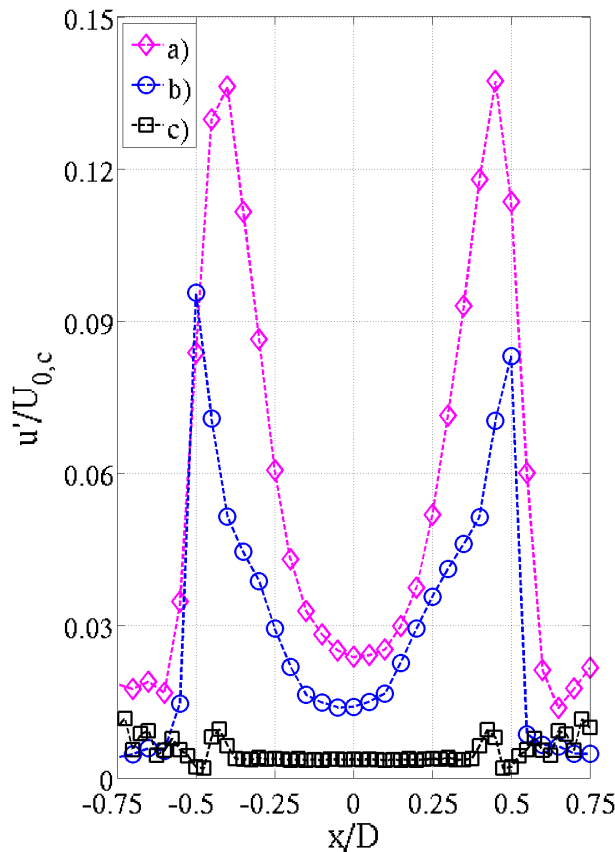


Fig. 112 Taux de turbulence des trois configurations pour Re = 12800

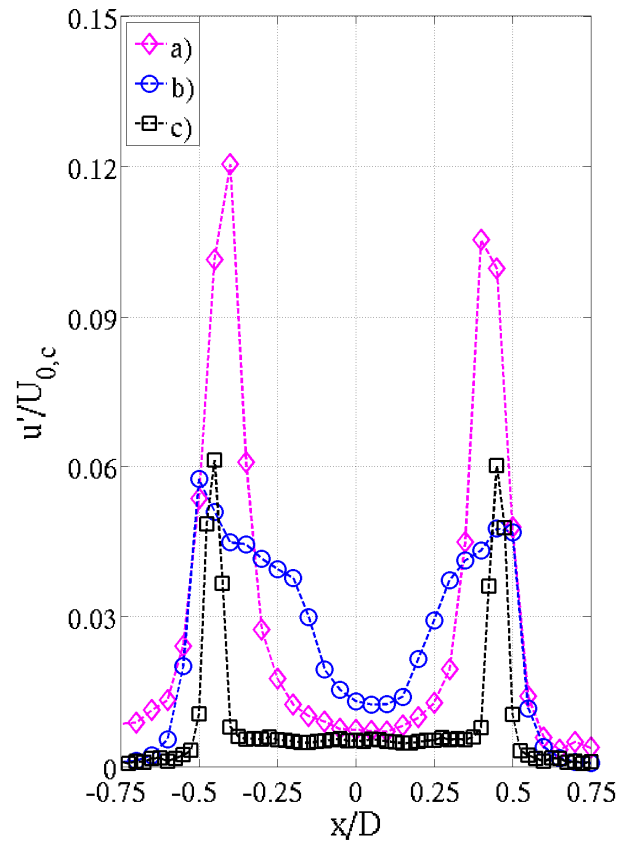


Fig. 113 Taux de turbulence des trois configurations pour Re = 44800

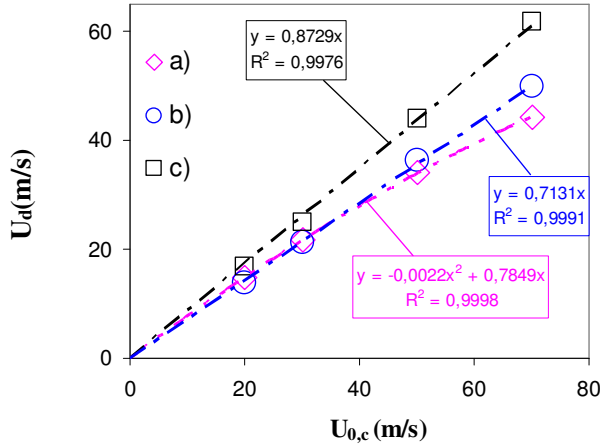
### IV.2.3.b) Vitesses débitantes et pertes de charge

La vitesse débitante  $U_d$  est calculée par méthode des trapèzes de la façon suivante :

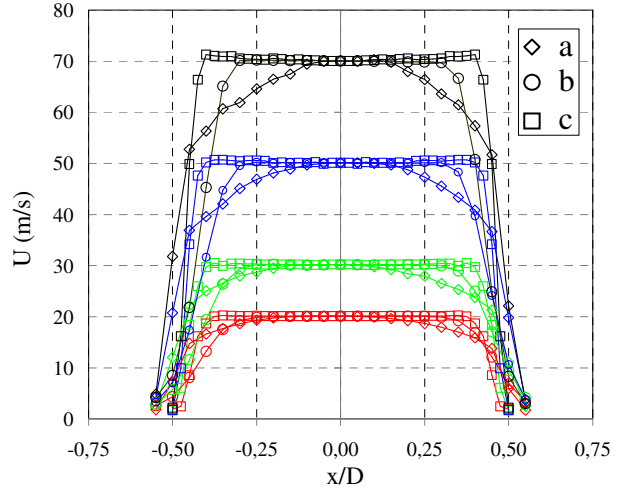
$$U_d = \frac{1}{\pi \left(\frac{D}{2}\right)^2} \sum_{i=1}^N \frac{(U(r(i)) + U(r(i-1)))}{2} \times \pi(r(i)^2 - r(i-1)^2) \quad (IV.2.4)$$

La Fig. 114 montre l'évolution de  $U_d$  en fonction de  $U_{0,c}$  pour les trois géométries de soufflage. Une buse parfaite donnerait une droite linéaire de coefficient directeur égal à 1. La géométrie c) est celle qui s'en rapproche le plus. Sa courbe est très bien décrite par une droite linéaire de coefficient directeur 0.87. Les géométries b) et c) ont des courbes très voisines aux faibles vitesses. Pour  $U_{0,c} = 20$  m.s<sup>-1</sup>, la courbe de la géométrie a) est légèrement au dessus de celle de la géométrie b). Cette tendance s'inverse aux vitesses plus grandes. La géométrie a) est la seule dont la courbe ne décrit pas une droite. Elle est approchée ici par un polynôme

d'ordre 2. Aux grandes vitesses, la géométrie b) produit une plus grande vitesse débitante que la géométrie a) car sa zone de diffusion est plus étroite (voir **Fig. 115**). Il est intéressant de se rappeler que pour des jets circulaires, les effets de bords ont une plus grande pondération dans le calcul de la vitesse débitante que les effets centraux car l'aire qu'ils couvrent est plus importante.



**Fig. 114** Relation entre vitesse débitante et vitesse centrale des trois configurations

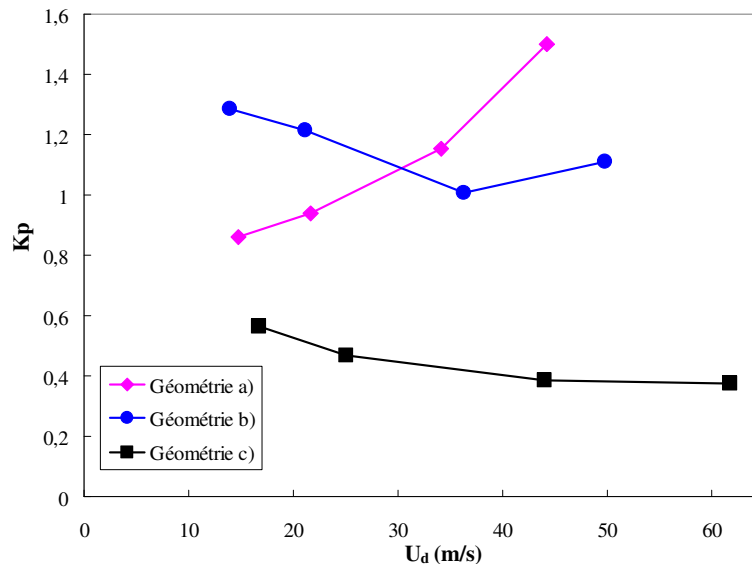


**Fig. 115** Profils de sortie des trois configurations en sortie d'orifices pour quatre vitesses débitantes différentes

Le coefficient de perte de charge  $K_p$  est calculé ainsi :

$$K_p = \frac{P_{\text{plenum}} - P_{\text{atm}}}{\frac{1}{2} \rho_a U_d^2} - 1 \quad (\text{IV.2.5})$$

La **Fig. 116** présente ce coefficient en fonction de la vitesse débitante  $U_d$  pour chacune des trois géométries de soufflage. En cohérence avec les résultats de la **Fig. 114**, la géométrie a) possède le coefficient de perte de charge le plus bas mais aussi le plus constant en fonction de la vitesse. L'évolution du coefficient de perte de charge pour les géométries a) et b) se croise à environ  $U_d = 30$  m/s et la courbe de la géométrie a) passe au dessus. Celle-ci semble croître monotonement avec la vitesse de soufflage.



**Fig. 116 Coefficient de perte de charge des trois géométries en fonction de la vitesse débitante**

Pour chacune des géométries, la vitesse au centre des profils de sortie  $U_{0,c}$  s'avère être égale à  $\sqrt{\frac{2 \cdot (P_{\text{plenum}} - P_{\text{atm}})}{\rho_a}}$  aux erreurs de mesures près. Ceci, en cohérence avec le fait que le centre de chacun de ces profils soit plat confirme le fait que les écoulements au sein des deux types de buses ne sont pas pleinement développés avant la sortie à l'atmosphère. Ceci permet de mesurer directement la valeur de  $U_{0,c}$  grâce à  $\Delta P$ .

#### IV.2.3.c) Lignes d'iso vitesse et expansion des jets

La **Fig. 117** présente les lignes d'iso-vitesses pour  $U = 0$  ainsi que les profils de vitesse des trois géométries. Comme il a été vu au (§II.4.5.d), à chaque distance  $z/D$  de la buse l'adimensionalisation des profils de vitesse par  $U_c$  permet d'observer les lignes d'iso-vitesse rectilignes. On définit l'épaisseur du jet  $\delta(z)$  comme étant la distance entre la ligne de vitesse nulle et l'axe du jet. Comme on l'a déjà constaté au paragraphe précédent, la vitesse de l'air ambiant dans le laboratoire n'est pas parfaitement nulle. Ainsi les points de vitesse minimum des profils ont été utilisés pour définir les lignes de vitesse nulle.

On sait que la vitesse est nulle aux parois des buses, ce qui donne l'origine des droites d'iso vitesses. Chaque profil de vitesse mesuré en aval du développement des jets permet de calculer deux coefficients directeurs d'une droite d'iso-vitesse (aux ordonnées positives et négatives). Les droites finalement déterminées pour chaque géométrie de soufflage sont issues des moyennes de tous les coefficients directeurs déterminés par chaque profil. La configuration c) est celle qui possède le plus faible taux d'expansion et dont le cône potentiel est le plus long par opposition à la configuration a) qui s'étend beaucoup plus vite et dont le cône disparaît également plus rapidement. La configuration b) se situe quant à elle entre les deux. Ces résultats sont en cohérence avec ceux du paragraphe **IV.2.3.a)**. En effet la configuration a) étant la plus turbulente dès sa sortie d'orifice il est logique qu'elle soit celle qui se diffuse le plus rapidement contrairement à la configuration c) dont le profil de vitesse est quasiment uniforme à sa sortie avec un taux de turbulence extrêmement bas.

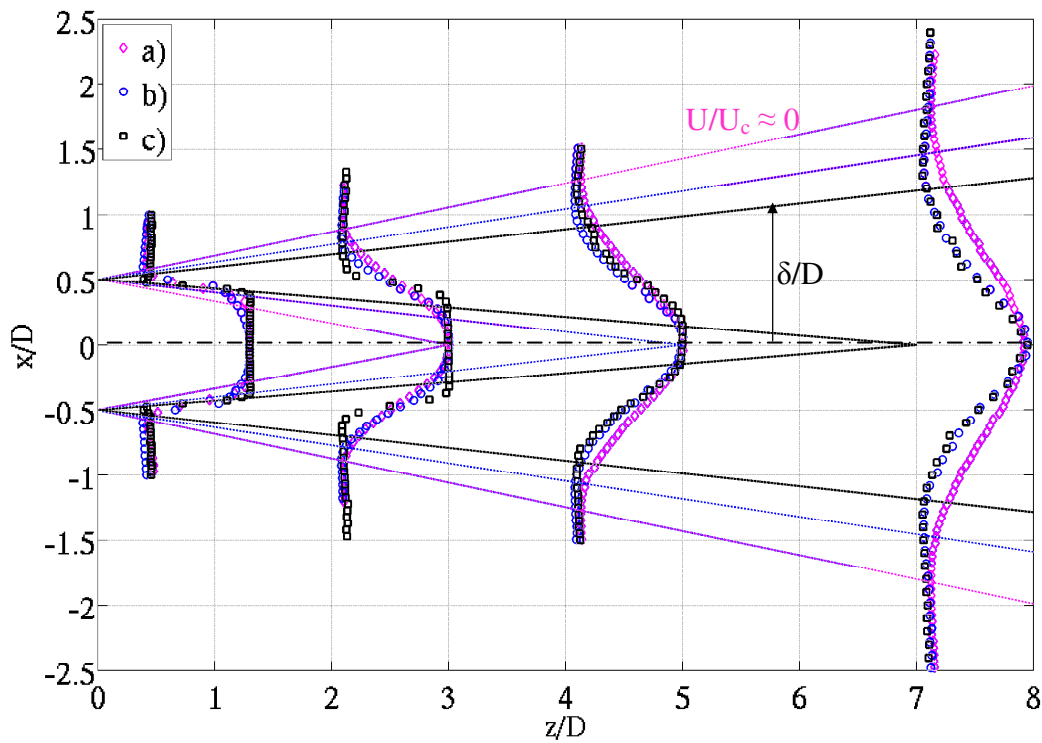


Fig. 117 Profils de vitesse des trois géométries pour  $Re = 12800$

La **Fig. 118** montre les profils de taux de turbulence obtenus pour un nombre de Reynolds de 12800. Les pics de turbulence de la configuration c) commencent à être visibles à partir de  $z/D = 2$  et restent très fins et localisés autour de  $x/D = \pm 0.5$ , cependant leur amplitude devient équivalente à celle des deux autres géométries. La courbe de la géométrie c) finit par se confondre avec celle de la géométrie b) en  $z/D = 8$ .

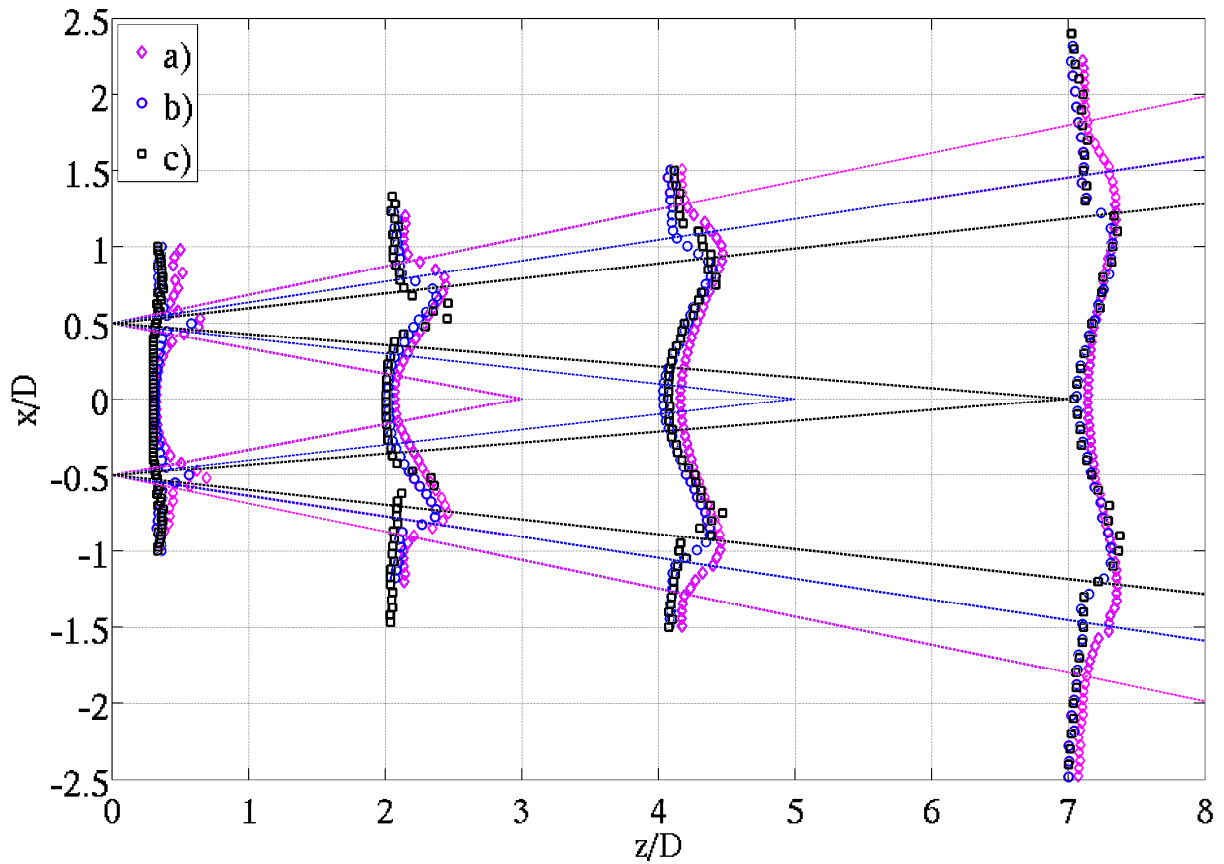


Fig. 118 Taux de turbulence des trois géométries pour  $Re = 12800$

La **Fig. 119** présente l'évolution des profils de vitesse des trois géométries en fonction de  $z/D$  ainsi que leurs lignes d'iso-vitesse telles que  $U/U_c = 0$  pour un nombre de Reynolds de 44800. L'expansion des jets issus des géométries a) et b) n'est que très peu modifiée par rapport à la **Fig. 117**. En revanche, le jet de la géométrie c) s'étend beaucoup plus rapidement et possède une expansion très proche de celle de la géométrie a).

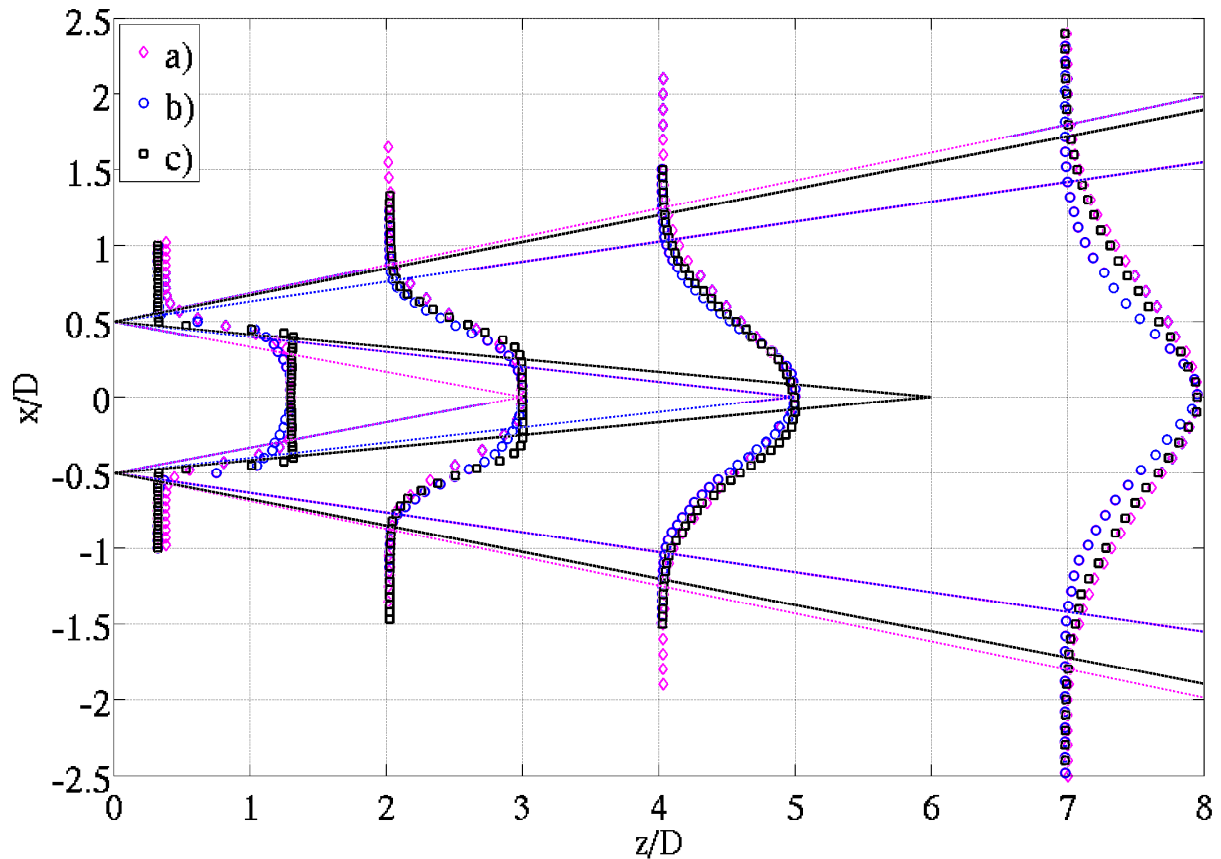


Fig. 119 Profils de vitesse des trois géométries pour  $ReD = 44800$

L'évolution des profils de turbulence présentée pour chaque géométrie sur la **Fig. 120**, toujours à un nombre de Reynolds de 44800, permet d'expliquer le changement d'expansion du jet de la géométrie c). A ce nombre de Reynolds, ses pics de turbulence initiaux sont beaucoup plus marqués, comme on l'avait déjà noté au §IV.2.3.a). Leur évolution en fonction de  $z/D$  les fait s'élargir d'une façon très proche de celle de la géométrie a). La diffusion turbulente du jet entraîne par conséquent plus d'air ambiant que pour  $Re = 12800$  et le jet s'élargit plus vite.

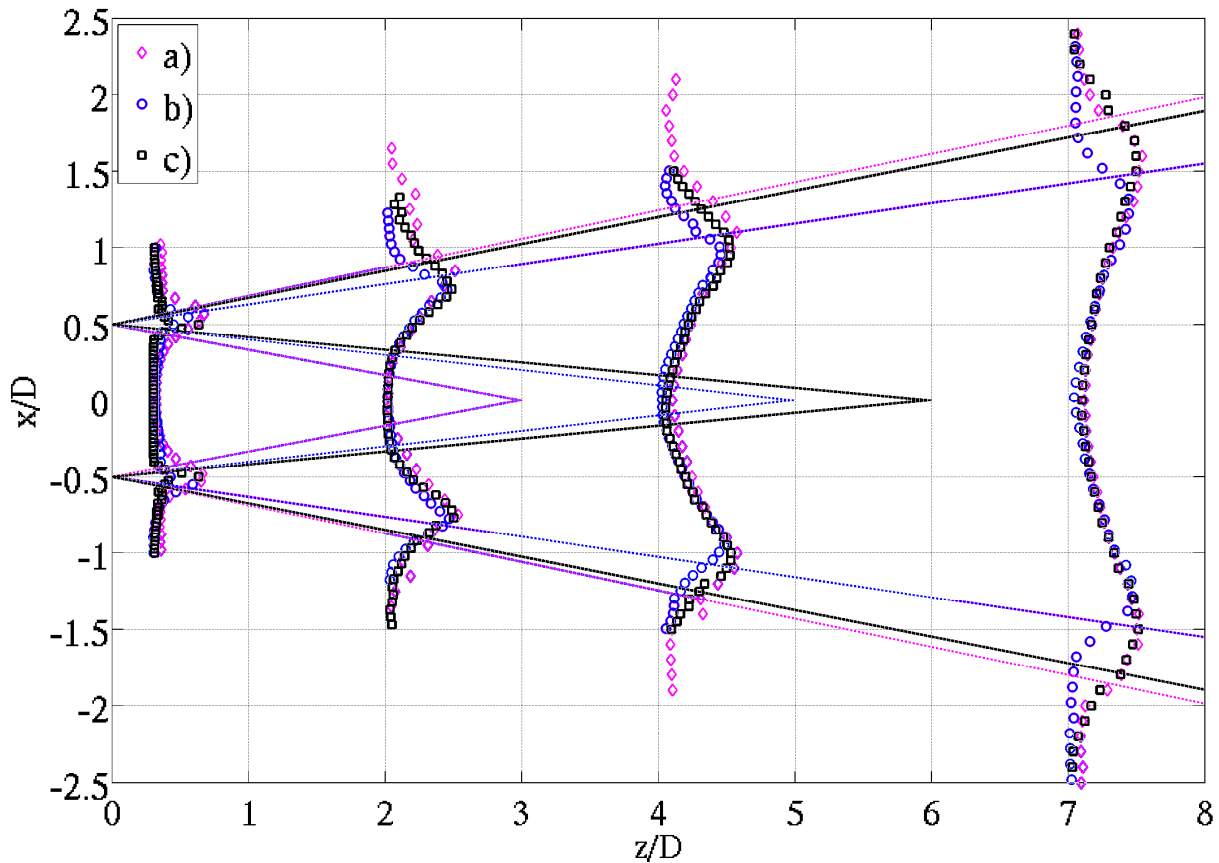


Fig. 120 Taux de turbulence des trois géométries pour  $Re = 44800$

#### IV.2.3.d) Vitesse sur l'axe du jet

En comparant l'évolution de la vitesse centrale du jet entre les 3 configurations il apparaît clairement que les différences de géométrie de buse ont une très grande influence sur l'évolution du jet (voir **Fig. 121**). La géométrie a) est celle dont la longueur de cône potentiel est la plus courte. Ceci s'explique par le fait que son taux de turbulence est le plus élevé dès sa sortie d'orifice ce qui accélère son processus de diffusion.

Les configurations b) et c) ont une évolution de leur vitesse centrale très similaire, cependant il apparaît que le fait d'ajouter un convergent à l'entrée de la buse allonge sensiblement la région d'établissement ce qui est cohérent avec le fait que le taux de turbulence en sortie de buse est plus faible.



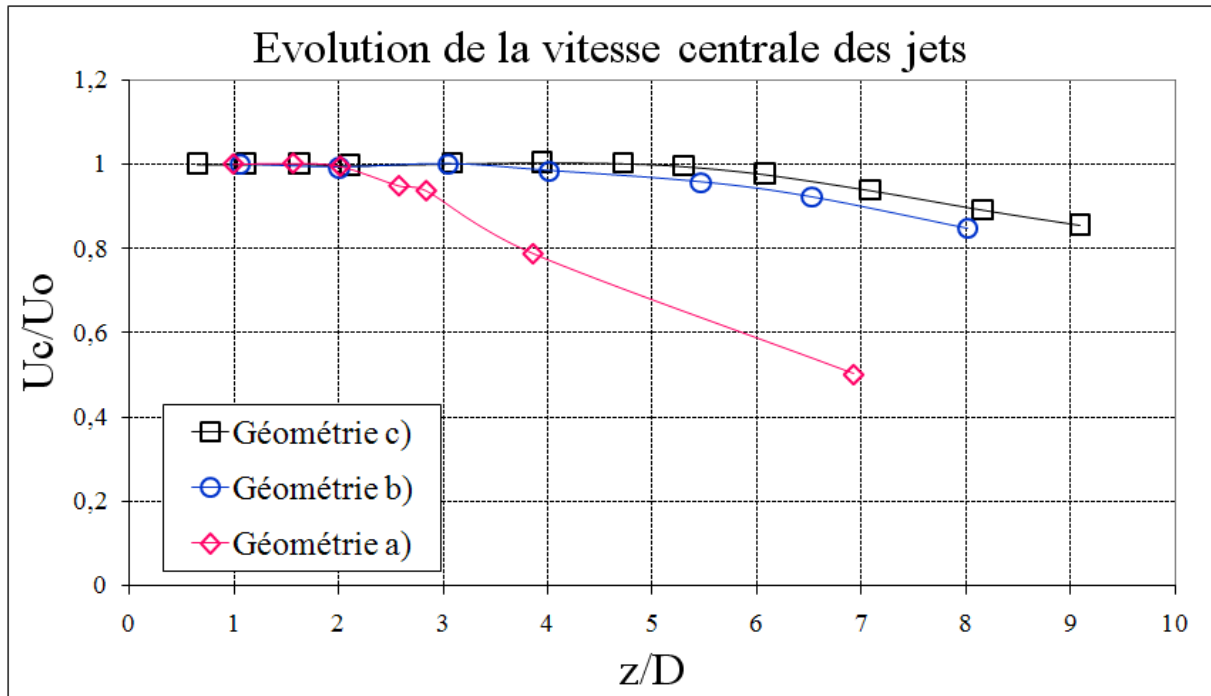


Fig. 121 Vitesses sur l'axe du jet en fonction de la distance à l'orifice pour les trois configurations ( $Re = 12800$ )

#### IV.2.4) Conclusions

L'essentiel des résultats de ces mesures par fil chaud sont récapitulés dans le **Tableau 5**. Ils permettent de mettre en valeur le fait que la géométrie a) diffère des autres par son fort taux de turbulence initial ainsi que son taux d'expansion plus élevé. Les résultats des études de stabilité statique antérieures nous indiquent que cette géométrie est également la plus instable (voir §II.4.4.b). La géométrie b) est en quelque sorte la géométrie intermédiaire. Ses propriétés sont celles qui évoluent le moins en fonction du nombre de Reynolds et ses taux de turbulence et taux d'expansion sont compris entre ceux des deux autres géométries. Son entrée brusque sans convergent est responsable d'une perte de charge très élevée, ce qui lui enlève beaucoup d'intérêt de point de vue d'une utilisation industrielle. La géométrie c) possède quant à elle un comportement très sensible au nombre de Reynolds. Ses taux de turbulence et d'expansion augmentent de façon très marquée entre  $Re = 12800$  et  $Re = 44800$ . Il est possible que ces changements brusques dans l'écoulement aient également une influence sur les efforts lorsque le jet impacte une bande. On peut ainsi s'attendre à obtenir des efforts (et par conséquent la stabilité de bande également) dépendants du nombre de Reynolds. Cette géométrie est très bien dimensionnée en termes de pertes de charges.

Toutes ces propriétés intrinsèques au jet libre ont une influence sur la distribution des efforts lorsque le jet impacte une bande. Les importantes différences observées en termes de longueur de cône potentiel et de décroissance de la vitesse sur l'axe des jets impliquent forcément de grandes différences de pression d'arrêt pour les différents jets impactants aux mêmes distances jet-plaque. Cela montre également en quoi la distance jet plaque joue un rôle essentiel sur la dynamique de l'impact des jets étant donné la différence de longueur que peuvent avoir les régions de développement des jets selon la géométrie de soufflage. Ces résultats se placent bien en amont de l'étude aéroélastique et ne peuvent pour l'instant pas être corrélés de façon évidente aux instabilités. La partie suivante porte sur les distributions de

pression d'impact de chacune de ces configurations et fournit les éléments de base aux études statiques et dynamiques du problème.

	Géométrie a)		Géométrie b)		Géométrie c)	
Re	12800	44800	12800	44800	12800	44800
Longueur de cône	3D	3D	5D	5D	7D	6D
Loi d'épaisseur	$\delta = 0.186z$	$\delta = 0.186z$	$\delta = 0.13z$	$\delta = 0.136z$	$\delta = 0.098z$	$\delta = 0.175z$
Taux de turbulence maximal de sortie	0.14	0.12	0.1	0.06	0.01	0.06
Coefficient de perte charge	0.86	1.5	1.28	1.11	0.56	0.37

**Tableau 5 récapitulatif de comparaison des géométries de soufflage**

### IV.3) Pressions et efforts d'impact

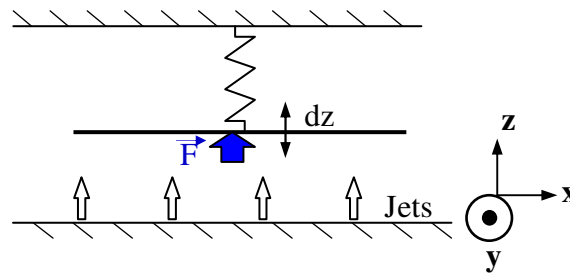
#### IV.3.1) Objectifs

Les mesures de pression stationnaires (sans mouvement de la plaque) présentées dans ce paragraphe ont pour objectifs de valider les mesures de pression du banc et de déterminer les critères de positionnement des jets qui garantissent la meilleure estimation des efforts aérodynamiques. On se servira pour ces estimations de résultats trouvés dans la littérature.

En dehors de ces validations, l'objectif scientifique de ce chapitre porte sur l'analyse de l'évolution des efforts d'impact des jets en fonction de la distance jet plaque en gardant la plaque perpendiculaire aux jets. Cette analyse permet de comprendre la stabilité statique d'une plaque qui se déplace selon le mode (0,1) décrit au paragraphe II.4.2.a). On appellera par la suite ce mode « le mode de pompage ». La stabilité de bande selon ce mode dépend du signe de la dérivée de F par rapport à z (voir schéma explicatif sur la Fig. 122:

Si on a :  $\frac{\partial F}{\partial z} > 0$ , la force augmente en fonction de z : La bande est instable.

Si au contraire on a :  $\frac{\partial F}{\partial z} < 0$ , la force diminue en fonction de z : La bande est stable.



**Fig. 122** Schéma de la résultante de force aérodynamique sur une plaque qui se déplace selon l'axe z perpendiculairement aux jets (mode de pompage)

Les résultats ont été analysés en fonction des paramètres suivants :

- La distance jet-plaque ( $h/D$ )
- La géométrie de buse (Orifice simple, buse droite, buse avec convergent)
- Le nombre de jets du motif (1 ou 7)
- Le nombre de Reynolds des jets ( $Re$ )

Par intégration des pressions mesurées, la force d'impact est calculée puis analysée en fonction des mêmes paramètres. Ces premiers résultats permettront déjà de constater des zones d'instabilités statiques en pompage (l'angle  $n$  n'intervient pas). Ils permettront également de discerner plusieurs zones en fonction de l'écart jet-plaque dans lesquelles les phénomènes aérodynamiques sont différents.

#### IV.3.2) Détails du procédé expérimental

##### IV.3.2.a) Positionnement et centrage des jets

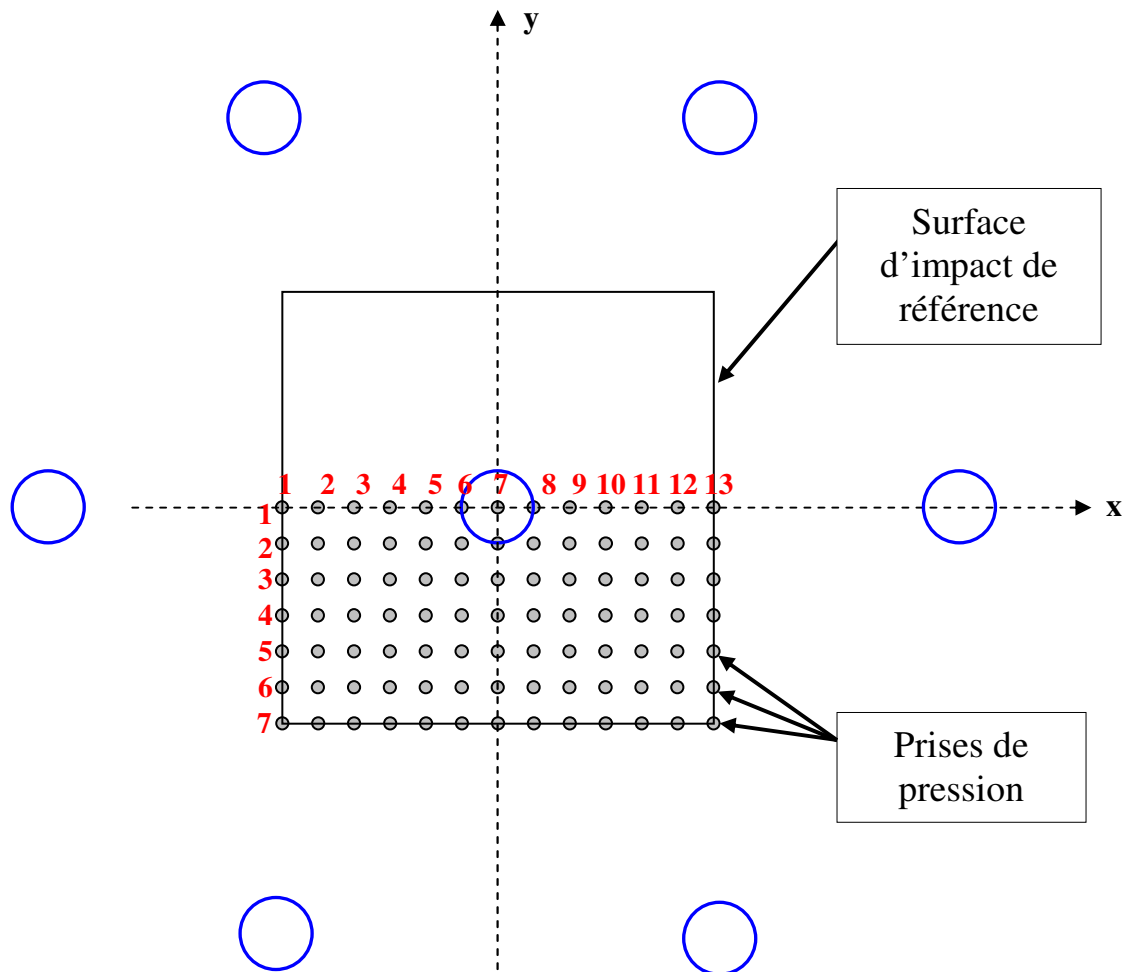
La mise en place de la plaque plane à une distance  $h/D$  désirée est effectuée à l'aide de longues cales précises conçues à cet effet. Elles ont différentes largeurs qui correspondent aux

distances buse-plaque que l'on souhaite étudier. Leur épaisseur est de 2cm ce qui leur donne une bonne surface d'appui qui garantit la perpendicularité entre la plaque et les façades de jets, et leur longueur est supérieure aux façades de jets ce qui donne la possibilité de les fixer à l'aide de serre-joints sur les brides des façades. La plaque est rapprochée des façades selon l'axe z jusqu'à être placée en butée contre les cales sur toute sa hauteur. Cette façon de procéder garantit une parfaite perpendicularité entre l'axe des jets et la plaque plane.

La deuxième étape de cette mise en place consiste à placer correctement les prises de pression face au jet que l'on souhaite étudier. Le déplacement de la plaque dans le plan (x,y) est effectué grâce aux montages moteurs + vis à billes (décrits au §III.2)) qui sont pilotés directement à travers le programme d'acquisition.

Comme explicité dans le chapitre précédent, seule la moitié de l'impact du jet est mesurée. La zone d'instrumentation est une surface rectangulaire qui est représentée sur la **Fig. 123**. La grille de prise de pression comporte 7 lignes et 13 colonnes et on appellera désormais  $P_{ij}$  la pression mesurée au croisement de la  $i$ ème ligne et de la  $j$ ème colonne de la grille.

Le banc d'essais est considéré comme parfaitement centré lorsque le point d'arrêt du jet central du motif de soufflage coïncide avec la prise de pression (1,7) (voir **Fig. 123**). Ce positionnement est optimisé en déplaçant la plaque de sorte à rendre les trois prises de pression qui l'entourent au même niveau. La précision du domaine d'instrumentation ne dépend ensuite que de la précision de fabrication des buses et des prises de pression.



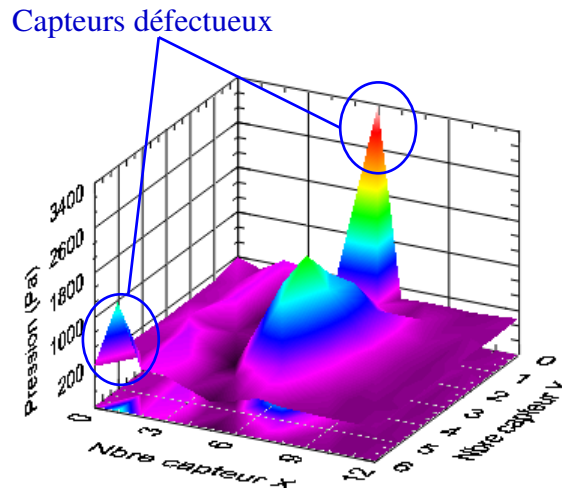
**Fig. 123** Positionnement des jets impactant par rapport aux prises de pression

### IV.3.2.b) Acquisition des données

L'acquisition des données est effectuée à l'aide d'un programme développé à l'IAT sous LabView. Il permet de contrôler en temps réel tous les paramètres d'acquisition ainsi que le déplacement de la plaque. Les voies d'acquisition permettent d'acquérir de façon multiplexée les données suivantes :

- Les signaux de tous les capteurs de pression (91).
- Les trois déplacements de la plaque.
- La pression statique dans le plenum.
- La position angulaire de la plaque.
- La température dans le plenum.

Un offset est effectué avant chaque mesure et le programme comporte un onglet de visualisation qui permet de vérifier le bon fonctionnement des capteurs, comme on peut le voir sur la **Fig. 124**.



**Fig. 124** Graphique de visualisation des signaux des capteurs de pression

Enfin, l'enregistrement des données se fait sous forme de fichiers ascii qui comportent autant de colonnes que de voies d'acquisition et un nombre de lignes qui dépend du temps et de la fréquence d'acquisition. Cette dernière a été fixée à 1024 Hz pour ce type d'essai. Le temps d'acquisition a quant à lui été varié en fonction de la distance jet-plaque de la manière suivante:

- Pour  $0.2 < h/D < 10$  :  $t_{aq} = 8s$
- Pour  $10 < h/D < 15$  :  $t_{aq} = 16s$
- Pour  $15 < h/D < 30$  :  $t_{aq} = 32s$

Cet allongement du temps d'acquisition en fonction de la distance d'impact s'est avéré nécessaire pour moyenniser les fluctuations de pression qui deviennent de plus en plus conséquentes au fur et à mesure que  $h/D$  augmente.

### IV.3.2.c) Mesure de la vitesse des jets

La présence de la plaque à différentes distances des jets rend très difficile la mesure directe de vitesse en sortie de jets, plus particulièrement lorsque  $h/D$  est très faible. La vitesse des jets impactants est donc calculée à partir de la différence de pression entre le plenum et la pression

atmosphérique. Un capteur de pression différentiel (de type AST) est connecté d'une part au plenum en amont des buses et d'autre part à la pression atmosphérique (de la même façon que sur la **Fig. 107**) et fournit donc la différence de pression suivante :

$$\Delta p = p_{\text{plenum}} - p_{\text{atm}} \quad (\text{IV.3.1})$$

Cette mesure permet de déterminer  $U_0$  de façon très correcte dans le cas des orifices simples car il n'y a pas de pertes de charge linéaires entre l'intérieur du plenum et la sortie de l'orifice sur l'axe du jet. Toutes les pertes se font au bord de l'orifice (voir **Fig. 125**). On a donc :

$$\Delta p = \frac{1}{2} \rho_a U_{0,c}^2 \quad (\text{IV.3.2})$$

On en déduit donc  $U_{0,c}$  tel que :

$$U_{0,c} = \sqrt{\frac{2 \cdot \Delta p}{\rho_a}} \quad (\text{IV.3.3})$$

On calcule la valeur de  $\rho_a$  en utilisant la relation (IV.2.2). On a ainsi :

$$U_{0,c} = \sqrt{\frac{2 \cdot R_s \cdot T \cdot \Delta p}{P_{\text{atm}}}} \quad (\text{IV.3.4})$$

Cette façon de procéder ne fournit donc que la vitesse maximale au centre des profils de vitesse de jets en sortie d'orifice. Pour connaître leur vitesse débitante on se sert des mesures de profil de vitesse effectuées par fil chaud (voir §IV.2.3.b).

Par la suite on se servira de  $U_{0,c}$  pour l'adimensionalisation des mesures plutôt que  $U_d$ . Cela permet de confronter les résultats de cette étude à des mesures industrielles où la vitesse débitante des buses est techniquement difficile à mesurer.

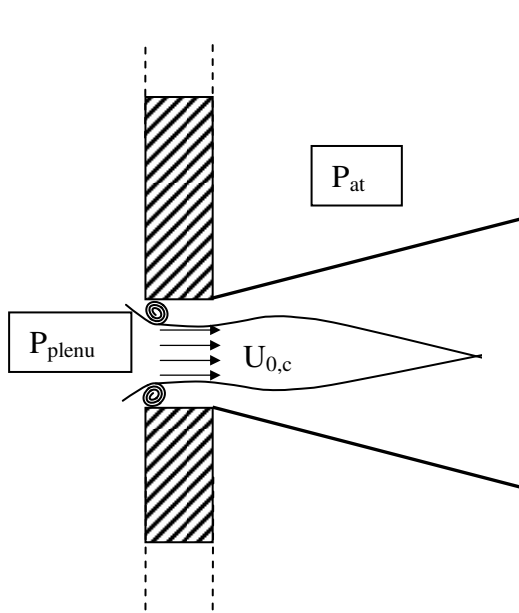


Fig. 125 Schéma des pertes de charges d'un orifice simple

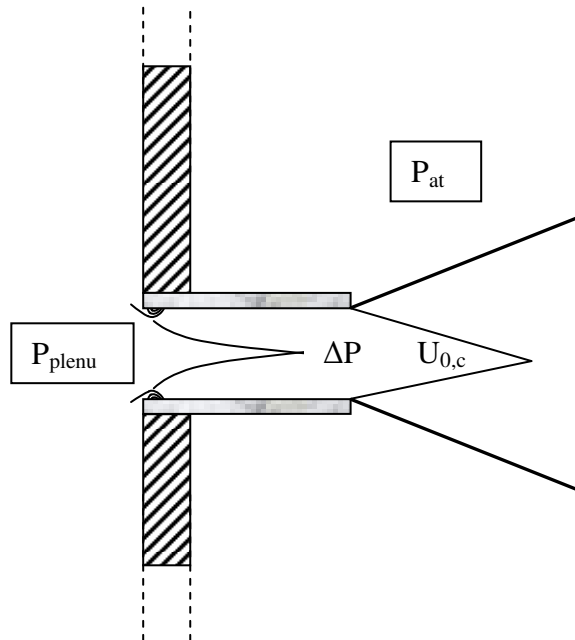


Fig. 126 Schéma des pertes de charges d'une buse

Le problème est différent lorsque les jets sont issus de buses car elles peuvent créer des pertes de charges linéaires entre le plenum et le déchargement du jet à l'atmosphère en fonction de leur longueur et de leur rugosité (voir **Fig. 126**). Cependant dans le cas des buses testées dans cette étude, leur longueur n'est pas assez importante pour que leur couche limite soit pleinement développée et responsable d'une perte de pression d'arrêt. La relation (IV.3.4) est donc également valable pour les géométries b) et c). Cependant, pour l'utilisation de buses plus longues qui impliqueraient des pertes de pression d'arrêt, un étalonnage entre  $P_{\text{plenum}}$  et  $U_{0,c}$  devient alors indispensable.

Ainsi un même nombre de Reynolds implique une pression d'arrêt identique pour toutes les géométries, mais une vitesse débitante différente.

#### IV.3.2.d) Post traitement

Un programme Matlab est effectué pour chaque série d'essais, reprenant à chaque fois la même structure de base. Il permet d'ouvrir chaque fichier contenant les résultats d'essais les uns à la suite des autres. Il remplace ensuite les mesures de pression dans l'ordre correspondant à leur position géométrique sur la plaque. Elles sont alors regroupées dans une matrice qui a la forme suivante :

$$M_{pt} = \left\{ \begin{array}{c} \left[ \begin{array}{cc} P_{1;1_{t0}} & \dots & P_{1;13_{t0}} \\ \vdots & & \vdots \\ \vdots & & \vdots \\ P_{1;1_{taq}} & \dots & P_{1;13_{taq}} \end{array} \right] \left[ \begin{array}{cc} P_{2;1_{t0}} & \dots & P_{2;13_{t0}} \\ \vdots & & \vdots \\ \vdots & & \vdots \\ P_{2;1_{taq}} & \dots & P_{2;13_{taq}} \end{array} \right] \dots \left[ \begin{array}{cc} P_{7;1_{t1}} & \dots & P_{7;13_{t1}} \\ \vdots & & \vdots \\ \vdots & & \vdots \\ P_{7;1_{taq}} & \dots & P_{7;13_{taq}} \end{array} \right] \end{array} \right\} \quad (IV.3.5)$$

Ces signaux temporels de pression sont ensuite adimensionnés sous forme de  $C_p$  qui est défini par :

$$C_{p_{ij}}(t) = \frac{p_{ij}(t)}{\frac{1}{2} \rho_a \cdot U_{0,c}(t)^2} \quad (IV.3.6)$$

La relation (IV.3.2) permet de calculer pratiquement les Cp sous la forme suivante:

$$C_{p_{ij}}(t) = \frac{p_{ij}(t)}{\Delta p(t)} \quad (IV.3.7)$$

Les programmes permettent ensuite de calculer la moyenne temporelle de chaque vecteur  $C_{p_{ij}}$  et créent une matrice dans laquelle chacune d'entre elle est replacée à sa position dans la grille de prises de pression de la **Fig. 123** ce qui donne la matrice suivante :

$$M_{p_{1/2}} = \left\{ \begin{array}{cccc} C_{p_{1;1}} & \dots & \dots & C_{p_{1;13}} \\ C_{p_{2;1}} & : & : & C_{p_{2;13}} \\ : & : & : & : \\ C_{p_{7;1}} & \dots & \dots & C_{p_{7;13}} \end{array} \right\} \quad (IV.3.8)$$

Cette matrice  $M_{p_{1/2}}$  est nommée ainsi car elle contient la distribution de pression moyenne sur la moitié de la surface d'impact de référence d'un jet. L'étape d'après consiste à construire la matrice contenant la distribution de pression de la surface d'impact de référence entière en se servant de la première ligne de la matrice  $M_{p_{1/2}}$  comme axe de symétrie. On obtient ainsi la matrice contenant la distribution de pression du jet sur toute sa surface d'impact de référence sous la forme suivante :

$$M_p = \left\{ \begin{array}{cccc} \left[ \begin{array}{cccc} C_{p_{7;1}} & \dots & \dots & C_{p_{7;13}} \\ C_{p_{6;1}} & : & : & C_{p_{6;13}} \\ : & : & : & : \\ C_{p_{2;1}} & \dots & \dots & C_{p_{2;13}} \end{array} \right] \\ \left[ M_{p_{1/2}} \right] \end{array} \right\} \quad (IV.3.9)$$

On note que la matrice  $M_p$  est carrée et possède 13 lignes et 13 colonnes. Pour la suite on considérera donc que l'indice  $i$  varie de 1 à 13 tel qu'on peut le voir sur la **Fig. 127**. L'axe de symétrie qui a permis de construire la matrice  $M_p$  (qui correspond à la ligne  $i = 7$ ) fait que la ligne  $i = 8$  est la même que la ligne  $i = 6$  et ainsi de suite...



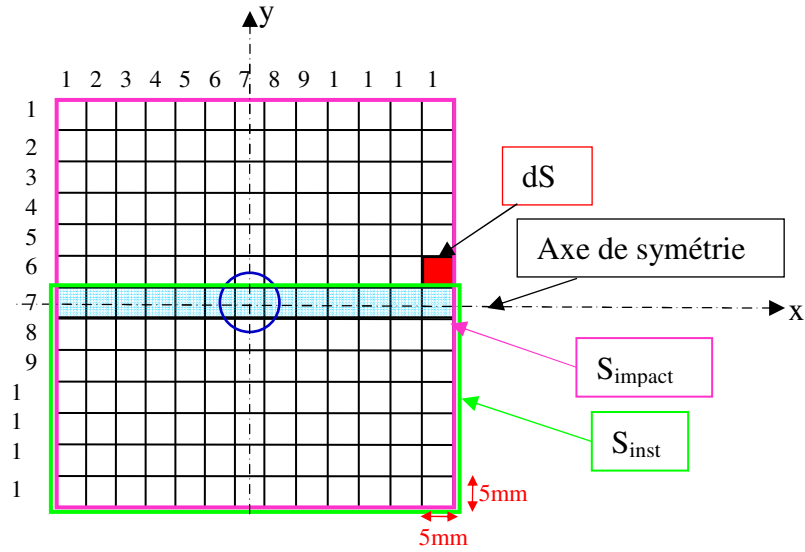


Fig. 127 Grille entière de prise de pression (Définition de la matrice  $M_p$ )

On fait l'approximation que la pression est constante sur les petits éléments de surface qui entourent chaque prise de pression et qui sont tous identiques ( $dS_{ij} = dS = 25 \text{ mm}^2$ ). On définit ainsi un petit élément de force  $df_{ij}$  qui correspond à la force aérodynamique sur la surface  $dS$  tel que :

$$df_{ij} = P_{ij} \cdot dS \quad (\text{IV.3.10})$$

On définit alors le coefficient de force adimensionnel tel que :

$$dC_{F_{ij}} = \frac{df_{ij}}{F_0} \quad (\text{IV.3.11})$$

où  $F_0$  correspond au flux de quantité de mouvement sortant de la buse d'un jet à une vitesse uniforme égale à  $U_{0,c}$  afin d'avoir des résultats comparables à ceux de **Tu et al [25]**.

$$F_0 = \rho_a \cdot U_{0,c}^2 \cdot S_{\text{jet}} \quad (\text{IV.3.12})$$

On peut ainsi définir une matrice de distribution de force sur toute la surface d'impact de référence telle que :

$$M_F = \left[ \begin{array}{cccc} dC_{F_{1;1}} & \dots & \dots & dC_{F_{7;13}} \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ dC_{F_{13;1}} & \dots & \dots & dC_{F_{13;13}} \end{array} \right] \quad (\text{IV.3.13})$$

La force aérodynamique totale sur la surface d'impact de référence correspond à la somme de tous les éléments de force:

$$C_F = \sum_{i=1}^{13} \sum_{j=1}^{13} dC_{F_{ij}} \quad (\text{IV.3.14})$$

### IV.3.3) Résultats pour un jet isolé

Pour ces essais, seul le jet central du motif de 7 jets est étudié, les autres sont bouchés hermétiquement comme au paragraphe précédent pour les mesures par fil chaud. Le choix des paramètres expérimentaux peut être à la base de nombreuses erreurs dans l'estimation des efforts aérodynamiques. Ces erreurs peuvent provenir des contraintes suivantes :

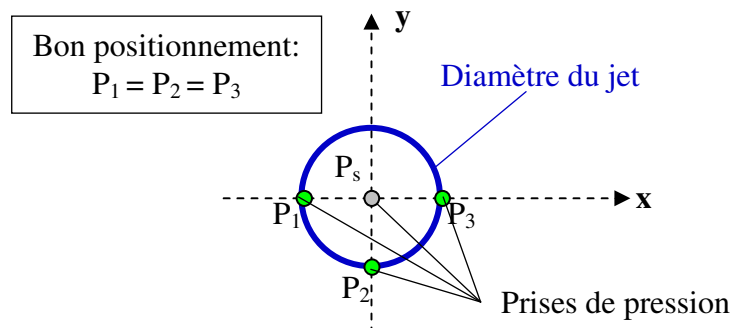
La taille limitée de la surface instrumentée

La taille du maillage de la grille des prises de pression qui discrétise le calcul des efforts

Le positionnement des prises de pression par rapport au jet

L'étude de l'impact d'un jet isolé a servi de calibration du banc afin de vérifier et minimiser l'effet de toutes ces sources d'erreur. Il est important de mesurer correctement la pression d'arrêt en faisant coïncider au mieux la prise de pression centrale de la grille avec le point de pression maximal grâce aux déplacements motorisés du banc. La précision de ce positionnement influe en réalité sur celle de toute la mesure car le point d'arrêt est l'unique point de repère utilisé pour centrer la plaque face aux jets. Après plusieurs tests, le positionnement le plus fiable est effectué grâce à la mesure de pression elle-même. Ainsi plutôt que de rechercher la pression maximale sur la prise  $P_{7;7}$ , on se sert des trois prises de pression situées à une distance  $dx$  du point d'arrêt et on déplace la plaque jusqu'à ce que les pressions mesurées en ces trois points soient égales (voir **Fig. 128**). Les essais successifs ont montré que cette technique est le meilleur moyen de centrer la plaque pour bien estimer la force d'impact du jet. Il est nécessaire de l'effectuer avant chaque essai.

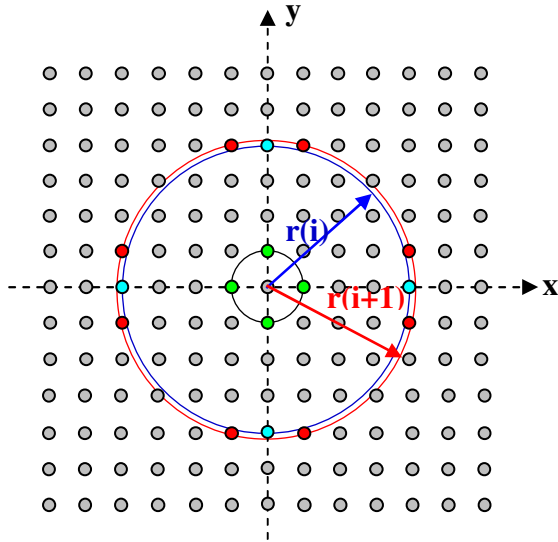
Cependant, cette technique peut être source d'erreur si on ne se focalise que sur elle. Un soin particulier doit être porté sur la perpendicularité de la plaque par rapport aux jets et spécialement par rapport au plan  $(x,y)$ . Les distributions de pression et de force s'avèrent être très sensibles à la position angulaire de la plaque dans ce plan. Il est donc nécessaire avant chaque essai de s'assurer que la distance jet-plaque est la même sur toute la largeur de la plaque à moins d'un demi millimètre près (pour que l'incidence de la plaque par rapport aux jets soit à moins de  $0.1^\circ$ ).



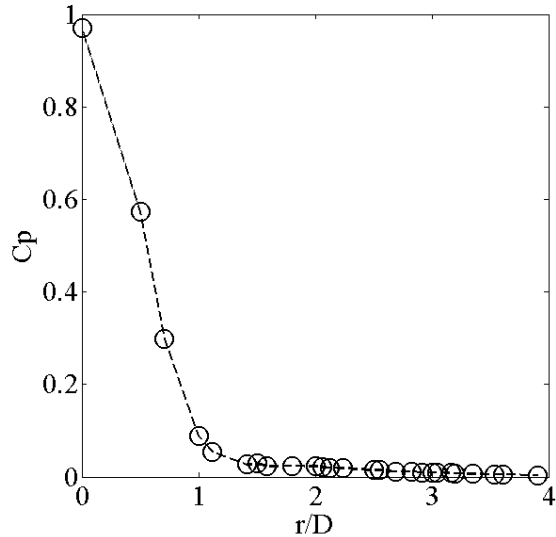
**Fig. 128** Positionnement des prises de pression pour une mesure correcte du point d'arrêt

Un post traitement particulier a été développé pour analyser plus pertinemment les cas de jets isolés en tirant profit de leur symétrie axiale. Une routine effectue une moyenne des

pressions mesurées par des prises situées à équidistance  $r$  du point d'arrêt (voir **Fig. 129**). Ceci transforme en quelque sorte, le repère cartésien en repère polaire et amoindrit les erreurs de positionnement qui sont de toute manière inévitables même en utilisant la technique décrite plus haut. Ceci permet également d'utiliser toute les prises de pression de la surface instrumentée.



**Fig. 129** Prises de pression situées à la même distance radiale du point d'arrêt



**Fig. 130** Profil de pression obtenu en moyennant les valeurs situées à une même distance  $r$

On considère que la force est constante sur l'aire d'une couronne comprise entre  $r(i)$  et  $r(i+1)$  et on la calcule à partir de la moyenne des coefficients de pression mesurés en  $r(i)$  et  $r(i+1)$  (méthode des trapèzes). Ainsi on définit la force sur une couronne par :

$$dC_{F_i} = \frac{(C_p(r(i)) + C_p(r(i-1)))}{2} \times \pi(r(i)^2 - r(i-1)^2) \quad (\text{IV.3.15})$$

La force d'impact totale est donc obtenue ainsi :

$$C_F = \sum_{i=2}^N \frac{(C_p(r(i)) + C_p(r(i-1)))}{2} \times \pi(r(i)^2 - r(i-1)^2) \quad (\text{IV.3.16})$$

La force obtenue ainsi par la méthode des trapèzes peut être comparée à l'intégrale d'une expression analytique des distributions de pression. Une telle expression existe lorsque le jet impacte la plaque à une distance supérieure à sa longueur de cône potentiel. Les distributions de pression deviennent alors autosimilaires, tout comme les profils de vitesse dans un jet libre. La **Fig. 131** la montre le schéma d'une distribution de pression pariétale typique de l'impact d'un jet pleinement développé. Pour observer la similarité des profils il est nécessaire d'adimensionner chaque point par la pression d'arrêt :  $P_s$  et de réduire l'axe des abscisses par la demi-largeur du profil au point où la pression vaut  $0.5P_s$ .

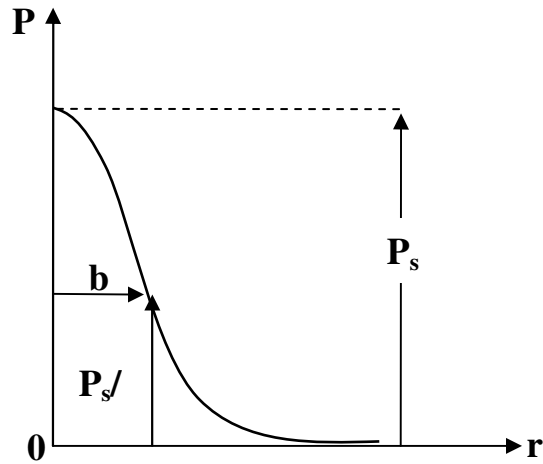


Fig. 131 Distribution d'impact typique

De nombreux auteurs dont [25] utilisent une loi Gaussienne pour décrire analytiquement ces profils :

$$\frac{P}{P_s} = e^{-\alpha \xi^2} \tag{IV.3.17}$$

avec :

$$\left\{ \begin{array}{l} \alpha = -\text{Ln}\left(\frac{1}{2}\right) \end{array} \right. \tag{IV.3.18}$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \xi = \frac{r}{b} \end{array} \right. \tag{IV.3.19}$$

Pour des jets plans, pleinement turbulents ( $Re = 11000$ ), **Tu et al.** [25] proposent une correction de l'expression (IV.3.17) qui permet une description analytique plus fidèle aux profils de pression adimensionnels à partir de distances d'impact supérieures à 12D :

$$\frac{P}{P_s} = e^{-\alpha \xi^2} + f_c(\xi) \tag{IV.3.20}$$

avec

$$f_c(\xi) = \frac{c_1 |\xi|}{1 + (|\xi| + c_2)^2} \tag{IV.3.21}$$

et

$$\left\{ \begin{array}{l} c_1 = 0,01895 \end{array} \right. \tag{IV.3.22}$$

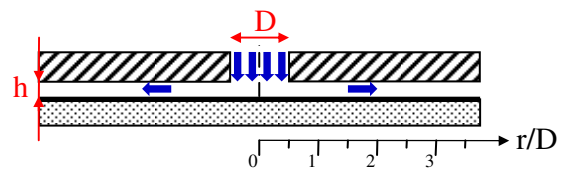
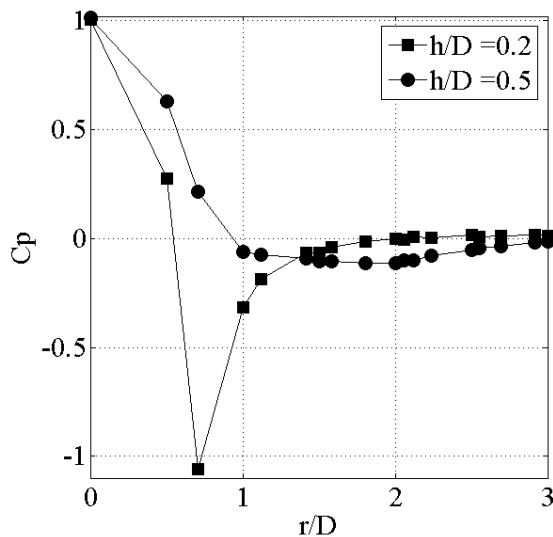
$$\left\{ \begin{array}{l} c_2 = -1,67489 \end{array} \right. \tag{IV.3.23}$$

### IV.3.3.a) Orifices simples

#### IV.3.3.a.1) Pression pariétale

La **Fig. 132** présente l'évolution radiale du coefficient de pression à la paroi pour des distances d'impact de  $h/D = 0,2$  et  $h/D = 0,5$  à un nombre de Reynolds de 44800 (qui correspond à la plus grande vitesse testée :  $U_{0,c}$  de 70 m/s). Ces deux cas particuliers correspondent à des configurations d'impact en très proche paroi pour lesquelles le jet n'a pas assez d'espace pour se développer axialement et s'écoule donc de façon radiale en changeant de direction dès sa sortie d'orifice (voir **Fig. 133**). Nous noterons que chacune des deux courbes de la **Fig. 132** passe par une zone subatmosphérique ( $C_p < 0$ ). Pour  $h/D = 0,2$ , la section de passage de l'écoulement radial compris entre l'orifice et la paroi d'impact est plus petite que la section de l'orifice. Ainsi, l'écoulement radial du jet au moment de son changement de direction ( $r/D = 0,5$ ) entraîne une augmentation de la vitesse par conservation du débit car la section diminue. La vitesse débitante aux bords de l'orifice est donc très importante, ce qui fait chuter la pression statique locale (théorème de Bernoulli). La section de passage de l'écoulement devient de plus en plus grande à mesure que  $r/D$  augmente, ce qui entraîne un ralentissement et une augmentation de la pression statique (entre  $r/D = 0,75$  et  $r/D = 3$ ).

Pour  $h/D = 0,5$ , le phénomène est différent et très connu dans la littérature concernant les twin-jets appliqués aux véhicules aériens de type V/STOL (réf. [5] et [6]). La section de passage de l'écoulement radial est ici plus grande que la section de l'orifice. En revanche, le changement brusque de direction de l'écoulement dans cette géométrie très confinée crée une zone de recirculation sur la paroi de confinement en aval des bords de l'orifice. Cette recirculation crée un « vena-contracta » qui accélère l'écoulement contre la paroi d'impact et fait ainsi chuter la pression statique localement. La taille de la bulle de recirculation peut être estimée grâce à la longueur de la zone subatmosphérique.



**Fig. 132** Distribution radiale de coefficient de pression pour  $0,2 \leq h/D \leq 0,5$  ( $Re = 44800$ )

**Fig. 133** Schéma du confinement du jet pour  $h/D \leq 0,5$

La **Fig. 134** présente l'évolution radiale du  $C_p$  pour des distances d'impact comprises dans la gamme  $1 \leq h/D \leq 4$ . Pour  $h/D = 1$ , la zone subatmosphérique débute légèrement plus en

aval du point d'arrêt que pour  $h/D = 0.5$  et la pression descend à un niveau moins bas. La taille de la bulle de recirculation diminue donc logiquement avec l'augmentation de la distance d'impact. Pour  $h/D = 2$  et  $3$ , la zone subatmosphérique est toujours présente mais devient insignifiante et très peu visible sur les courbes.

On note que pour  $h/D$  compris entre  $1D$  et  $3D$ , les courbes de coefficient de pression se recoupent toutes en  $1$  au point d'arrêt. Aux abscisses plus grandes, la pression augmente en chaque point en fonction de  $h/D$ , par conséquent la force d'impact du jet augmente aussi. Pour  $h/D = 4$ , le coefficient de pression au point d'arrêt est légèrement inférieur à  $1$ , ce qui marque la fin du cône potentiel. La courbe de pression de cette distance d'impact passe au dessus de celles des distances inférieures à partir de  $r/D = 0.75$ , ce qui implique que la force d'impact totale leur est également supérieure.

Sur la **Fig. 135** on peut voir les distributions de coefficient de pression pour des distances d'impact comprises entre  $4D$  et  $30D$ . On observe qu'à partir de  $h/D = 4$ , le coefficient de pression au point d'arrêt ne fait que diminuer en fonction de la distance d'impact. On peut noter également que chaque diminution de la pression d'arrêt est accompagnée d'un élargissement du profil. A partir de cette distance d'impact les profils deviennent autosimilaires, ce qui indique que le jet est pleinement développé avant l'impact.

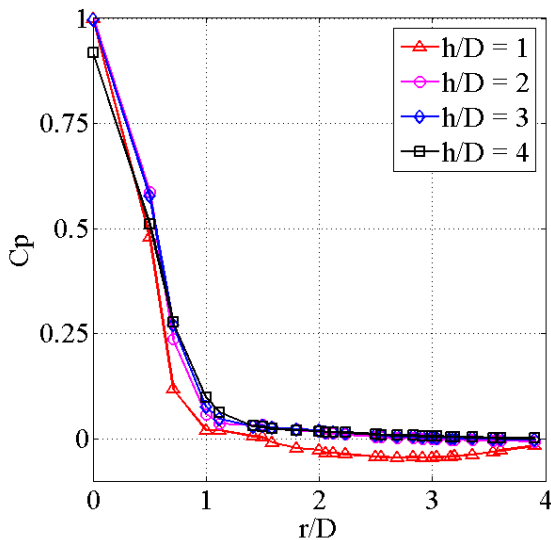


Fig. 134 Distribution radiale de coefficient de pression pour  $1 \leq h/D \leq 4$  ( $Re = 44800$ )

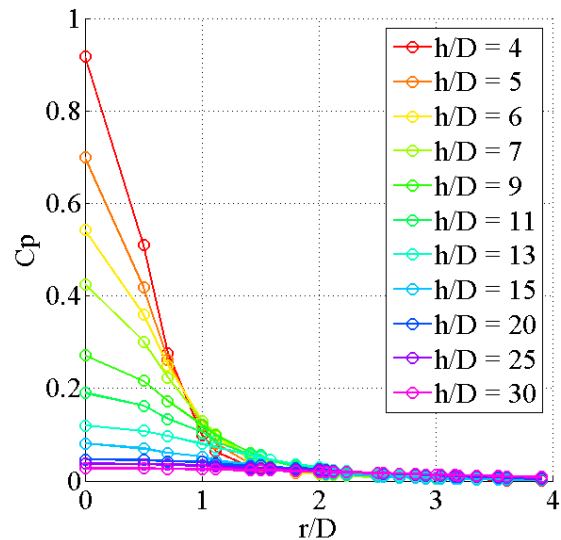
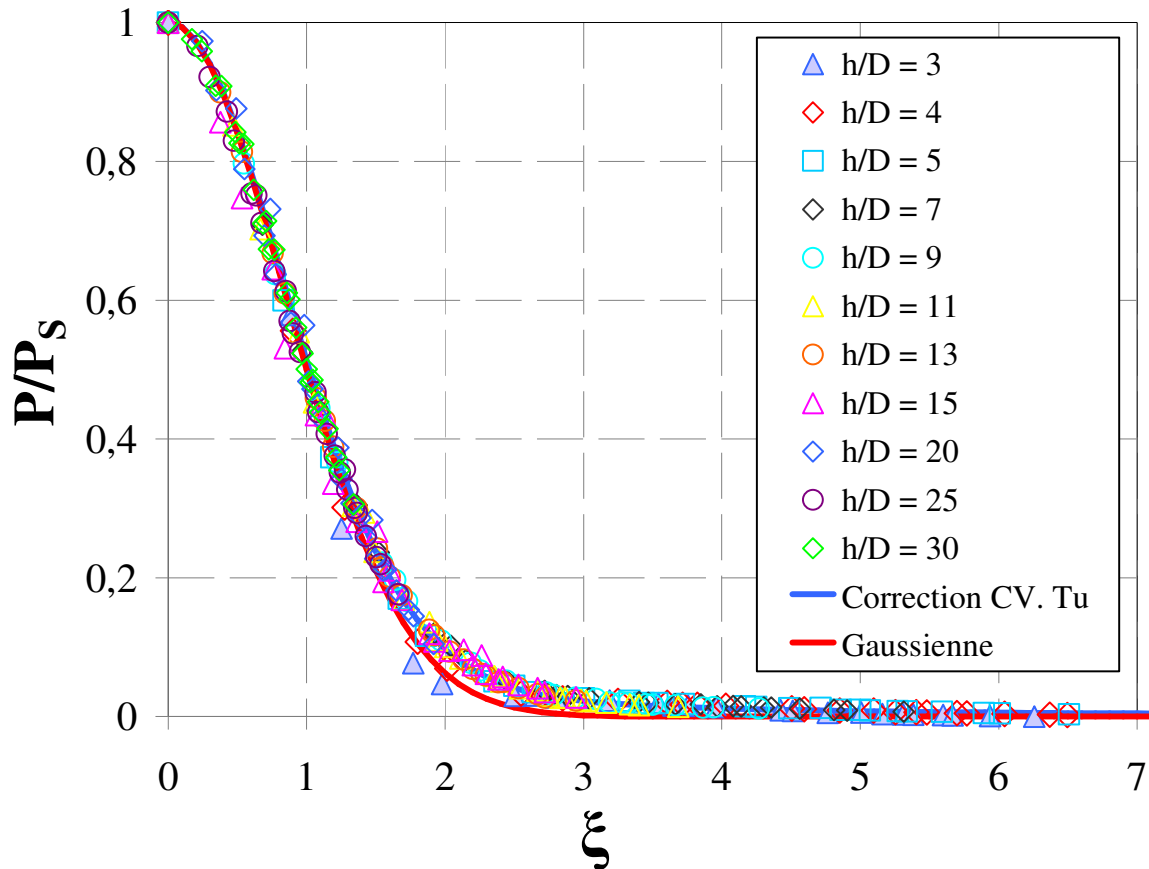


Fig. 135 Distribution radiale de coefficient de pression pour  $4 \leq h/D \leq 30$  ( $Re = 44800$ )

La **Fig. 136** présente les profils de pression normalisés par  $P_s$  et tracés sur un axe des abscisses normalisés par  $b$  pour  $h/D$  compris entre  $3$  et  $30$ . Ces profils sont confrontés à la distribution Gaussienne de la relation (IV.3.17) ainsi qu'à la correction de **Tu et al. [25]** décrite par l'expression (I.4.20).

On note que les courbes correspondants à des distances d'impact inférieures à  $4D$  ne peuvent pas être assimilées à des exponentielles car leur changement d'incurvation est trop brusque entre  $r/D = 0.75$  et  $r/D = 2$  et elles ne se raccordent à aucune des courbes dans ce domaine. Pour des distances d'impact comprises entre  $4D$  et  $30D$ , les courbes se confondent toutes avec la fonction de correction de **Tu et al. [25]** malgré quelques légères disparités dues aux erreurs de mesures ainsi qu'à l'erreur d'estimation de  $b$  pour chaque profil. Ainsi l'impact du jet sortant d'un orifice simple circulaire devient autosimilaire à partir d'une distance d'impact de  $h/D = 4$ .



**Fig. 136** Distribution radiale de pression normalisée par la pression d'arrêt pour  $4 \leq h/D \leq 30$  ( $Re = 44800$ )

Les Fig. 137, Fig. 138, Fig. 139 et Fig. 140 comparent les distributions de coefficient de pression obtenues pour trois nombres de Reynolds différents à des distances jet-plaque allant de  $0.2D$  à  $30D$ .

La distance jet-plaque de  $0.2D$  (présentée sur la **Fig. 132**) s'avère être celle pour laquelle la pression pariétale est la plus sensible au nombre de Reynolds. Les écarts entre les courbes sont très importants à des distances radiales comprises entre  $r/D = 0.5$  et  $r/D = 1.5$ . Ce résultat est logique du point de vue de la conservation du débit. En effet, la section de passage laissée libre entre les orifices et la plaque d'impact reste la même pour les trois nombres de Reynolds testés, or ceux-ci correspondent à trois débits différents qui sont tous conservés par une augmentation locale de vitesse. Or, la pression statique locale doit être d'autant plus basse que la vitesse est élevée ce que l'on retrouve bien dans ces mesures. Ainsi pour cette distance jet-plaque, la force d'impact du jet est une force d'aspiration de la paroi qui est d'autant plus forte que le débit du jet est élevé.

Pour une distance d'impact de  $0.5D$  en revanche, la distribution de pression s'avère être indépendante du nombre de Reynolds. Les trois courbes sont quasiment confondues et délimitent la même zone subatmosphérique située entre  $r/D = 1$  et  $r/D = 3.25$ .

Pour des distances d'impact supérieures à  $1D$ , le nombre de Reynolds n'a aucune influence sur les distributions de coefficient de pression comme on peut le voir sur les **Fig. 139** et **Fig. 140**.

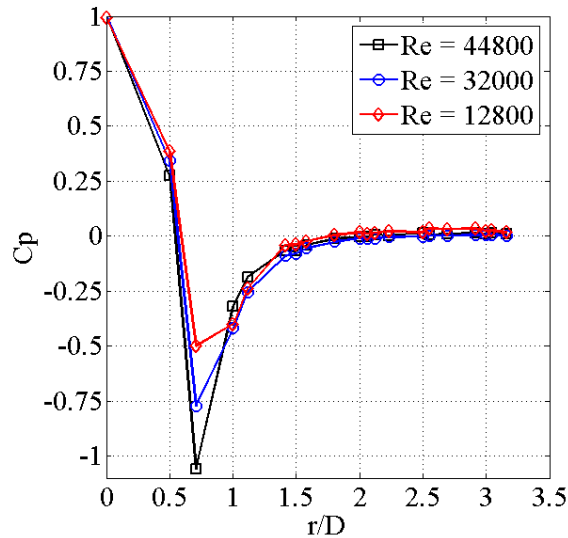


Fig. 137  $h/D = 0.2$

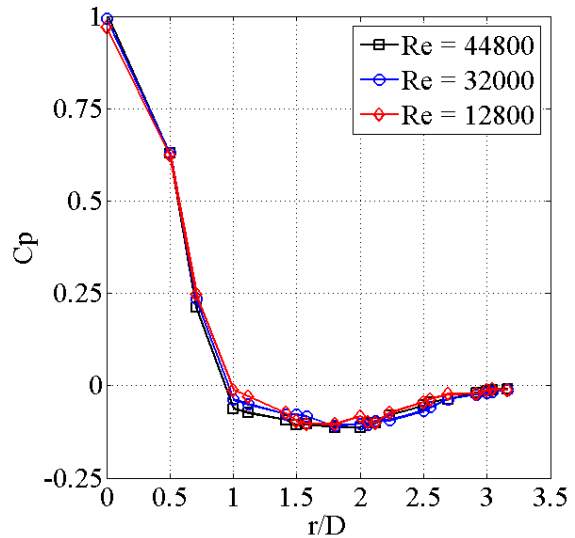


Fig. 138  $h/D = 0.5$

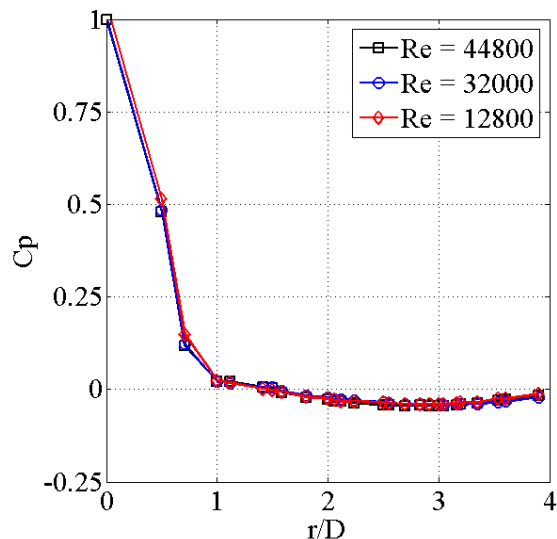


Fig. 139  $h/D = 1$

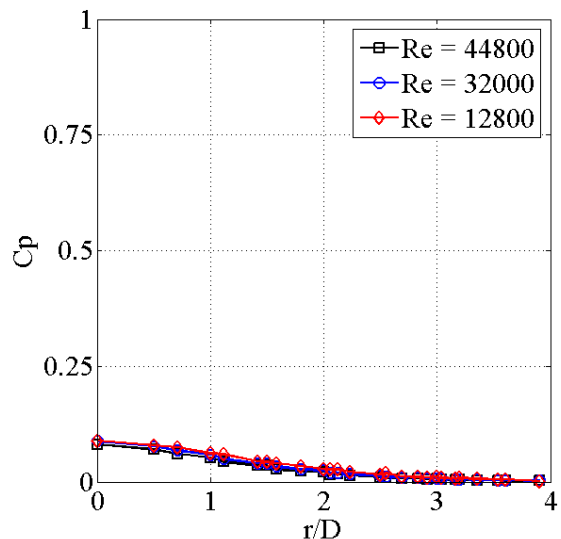


Fig. 140  $h/D = 15$

### IV.3.3.a.2) Force d'impact

La Fig. 141 présente l'évolution de la force adimensionnelle obtenue par l'expression (IV.3.16). On distingue deux zones différentes sur cette courbe. La première se situe à des distances d'impact comprises entre  $0.2D$  et  $4D$ . Dans cette zone, la courbe de force possède une pente positive, ce qui signifie que plus la plaque est éloignée du jet, plus le jet a tendance à la repousser et inversement plus la plaque s'approche du jet, plus celui-ci a tendance à « l'aspirer ». Ceci est par définition une zone d'instabilité statique selon l'axe  $z$ . Pour des distances d'impact comprises entre  $0.2$  et  $1D$ , la force d'impact est négative et très sensible au nombre de Reynolds, ce qui était déjà visible dans les distributions de pression pariétales. La pente est ainsi d'autant plus forte que le nombre de Reynolds est élevé, par conséquent la bande est d'autant plus instable.

On remarque que dans ce cas, la pente positive de la force en proche paroi est fortement due au confinement du jet, plus qu'à la géométrie de soufflage elle-même. En effet comme cela a été abordé au paragraphe précédent, les fortes zones subatmosphériques observées en proche paroi proviennent de bulles de recirculation qui n'apparaîtraient pas sans la paroi de



confinement. Il est donc nécessaire de dissocier deux paramètres différents qui sont : Le confinement du jet, et le profil de vitesse en sortie de jet dont l'effet est ici moins évident en proche paroi tellement l'effet du confinement est prépondérant.

Pour des distances d'impact allant de 4 à 30, la force du jet est décroissante ce qui est stabilisant du point de vue de la bande.

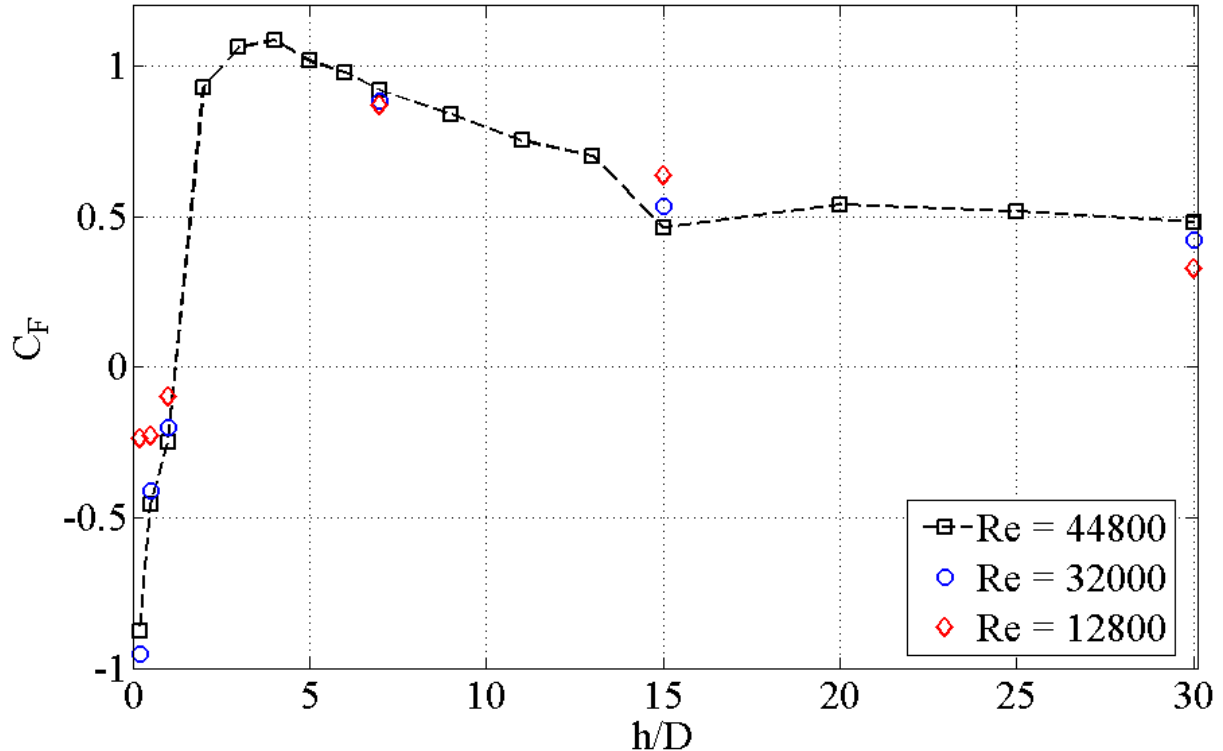


Fig. 141 Force d'impact du jet isolé en fonction de la distance jet-plaque

### IV.3.3.b) Buse droite

#### IV.3.3.b.1) Pression pariétale

La Fig. 142 présente les distributions de coefficient de pression pour des distances d'impact comprises entre  $0.2D$  et  $1D$ . La courbe de la distance la plus proche ( $0.2D$ ) décroît très rapidement entre  $r/D = 0.5$  et  $0.75$  qui correspondent aux abscisses entre lesquelles l'air est confiné entre l'épaisseur de la buse et la paroi d'impact. La vitesse de l'écoulement augmente donc par conservation de débit ce qui fait chuter la pression statique. Cependant contrairement au cas de la géométrie a) à la même distance d'impact, la pression ne devient pas subatmosphérique. On note une discontinuité sur la courbe en  $r/D = 0.75$  où la décroissance de pression devient plus douce. Celle-ci correspond très probablement à un décollement de la couche limite provenant du changement brusque de section (voir Fig. 144) juste après le bord de la buse. Pour des distances de  $0.2D$  et  $0.5D$ , la discontinuité se fait plus en aval en  $r/D = 1$  et les profils s'élargissent avec la distance d'impact, ce qui témoigne que la force d'impact augmente.

La Fig. 143 présente les distributions de coefficient de pression correspondants à des distances d'impact comprises entre  $h/D = 2$  et  $h/D = 30$ . La pression au point d'arrêt reste constante jusqu'à une distance d'environ  $h/D = 6$  correspondant à la fin du cône potentiel du jet.

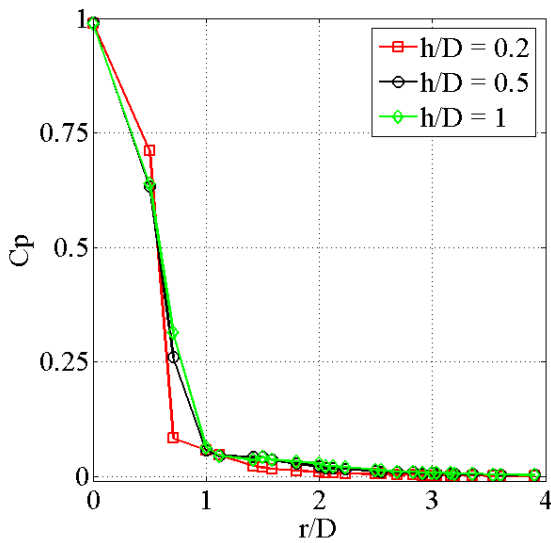


Fig. 142 Distribution radiale de coefficient de pression pour  $0,2 \leq h/D \leq 1$  ( $Re = 44800$ )

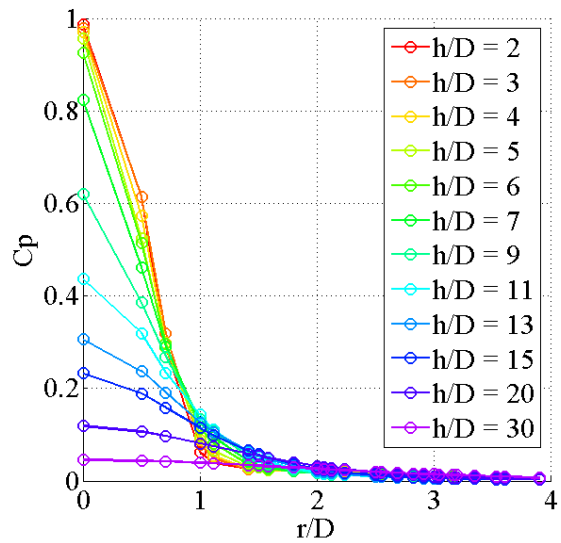


Fig. 143 Distribution radiale de coefficient de pression pour  $2 \leq h/D \leq 30$  ( $Re = 44800$ )

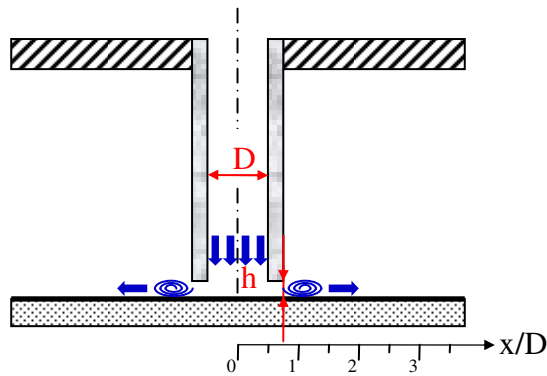


Fig. 144 Schéma du confinement du jet pour  $h/D \leq 0,5$

Sur la Fig. 145, les profils de pression pariétale sont normalisés par la pression d'arrêt et tracés en fonction de  $\xi$ . On note que les courbes correspondant à des distances d'impact inférieures à  $6D$  ne se confondent pas avec les autres entre  $r/D = 1.25$  et  $r/D = 3$ . Pour  $h/D = 5$ , la courbe se confond avec la distribution Gaussienne et pour  $h/D = 6$  la courbe se situe entre les deux distributions. Lorsque la distance d'impact est supérieure à  $6D$ , les profils deviennent autosimilaires et toutes les courbes se confondent en une seule courbe très proche de celle de l'expression (IV.3.20). On note néanmoins que celle-ci décrit légèrement moins bien les profils que ceux de la géométrie a) (voir Fig. 136). Les mesures fil chaud présentées sur la Fig. 121 indiquaient une fin de cône potentiel aux alentours de  $5D$ , ce qui laisse supposer une zone de transition du jet entre  $5D$  et  $7D$  avant que les profils ne deviennent autosimilaires.

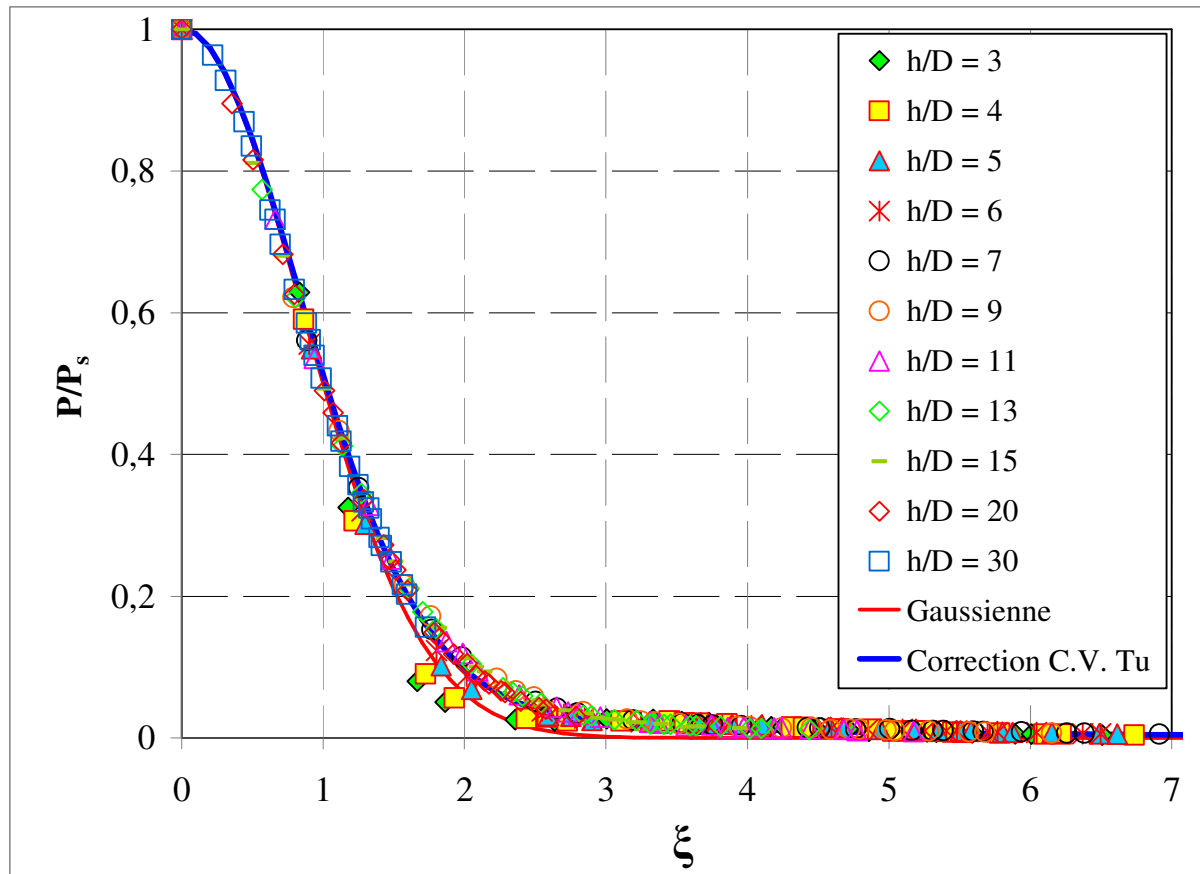


Fig. 145 Distribution radiale de pression normalisée par la pression d'arrêt pour  $4 \leq h/D \leq 30$  ( $Re = 44800$ )

Les Fig. 146, Fig. 147, Fig. 148 et Fig. 149 présentent les distributions de coefficients de pression obtenues à des distances d'impact respectivement de 0.2, 0.5, 5, et 15 avec des nombres de Reynolds compris entre 12800 et 44800. Sur la Fig. 146 les courbes montrent une nette dépendance des profils au nombre de Reynolds à des positions radiales de  $r/D = 0.5$  et  $r/D = 0.75$  où l'épaisseur de la buse confine fortement l'air.

Mis à part le cas particulier de cette très faible distance d'impact, le nombre de Reynolds s'avère n'avoir que très peu d'influence sur la forme des profils. On peut néanmoins noter que les points des courbes correspondant aux nombres de Reynolds les plus élevés sont toujours situés à des niveaux de pression légèrement plus hauts. Ces légères différences impliquent par conséquent des efforts de plus en plus élevés à mesure que le nombre de Reynolds augmente.

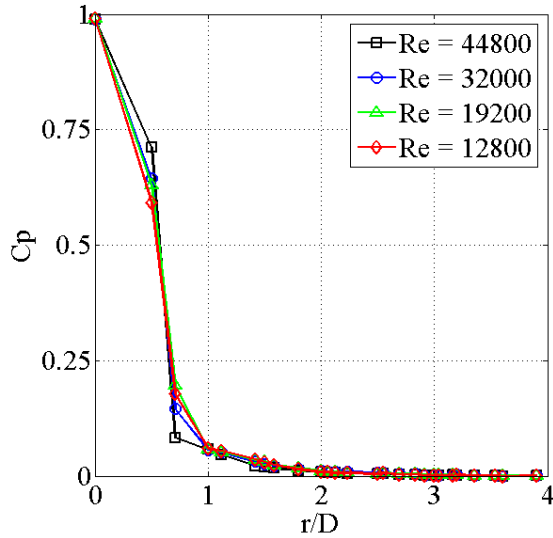


Fig. 146  $h/D = 0.2$

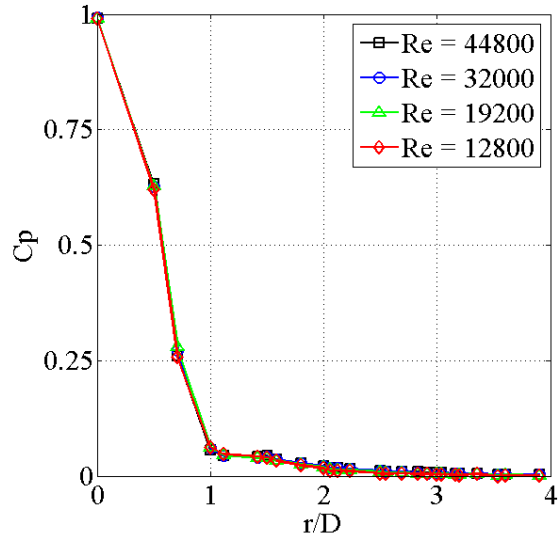


Fig. 147  $h/D = 0.5$

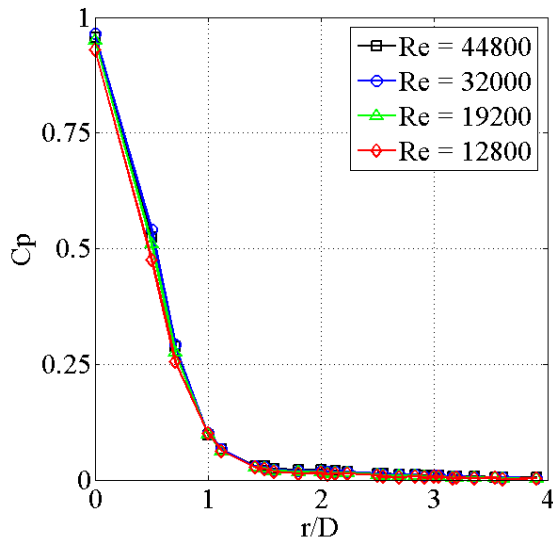


Fig. 148  $h/D = 5$

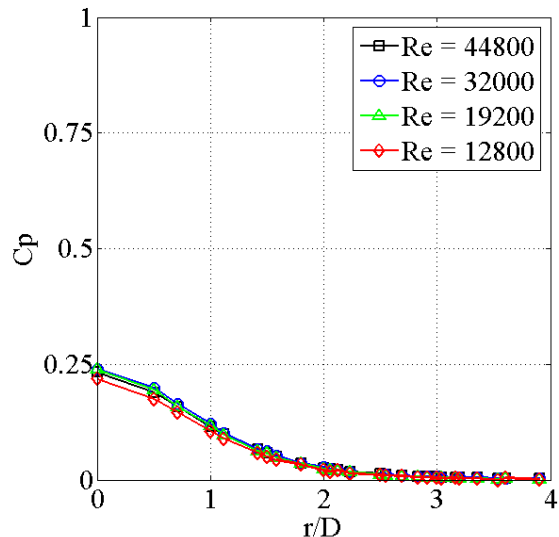


Fig. 149  $h/D = 15$

**I.1.1.a.1) Force d'impact**

La Fig. 150 présente les forces d'impact du jet isolé sur la plaque pour des nombres de Reynolds allant de 12800 à 44800. On constate, en accord avec les distributions de pression présentées dans le paragraphe précédent, que les courbes ont toutes la même allure, cependant à chaque distance d'impact, la force semble augmenter proportionnellement au nombre de Reynolds. Aux grandes distances d'impact, l'ordre des courbes n'est plus respecté, ce qui est attribué à des erreurs de mesure. Celles-ci sont d'autant plus grandes que la vitesse du jet (et par conséquent le nombre de Reynolds) est faible.

Il est intéressant de constater que tout comme pour le cas de la géométrie a), la force d'impact est croissante entre 0.2D et le maximum des courbes qui est compris entre 2D et 3D. La dispersion des points due aux erreurs de mesure ne permet pas de le définir avec précision. Comme il a été vu dans le paragraphe précédent, l'augmentation de la force sur cet intervalle s'explique par le fait que les profils de pression s'élargissent en fonction de la distance d'impact, alors que pression d'arrêt reste constante. Ainsi, comme pour la géométrie a), la pente de la courbe de force dans cet intervalle témoigne de la présence d'une instabilité

statique de la plaque en pompage. La zone instable est ici située entre environ  $0.2D$  et  $2D$  selon les nombre de Reynolds et les erreurs de mesure. La force ne passe pas par une zone négative comme pour le cas de l'orifice simple cependant sa pente est tout de même très importante aux faibles distances d'impact.

On remarque que la force adimensionnelle passe largement au dessus de 1. La force sur la plaque est donc supérieure au flux de quantité de mouvement issu de la buse. Ceci signifie que la pression se répartit sur une surface plus importante que la section de la buse avant d'être dissipée. Au-delà du maximum de force, les courbes ont une décroissance très lente entre  $1D$  et  $6D$  puis plus rapide entre  $6D$  et  $30D$ .

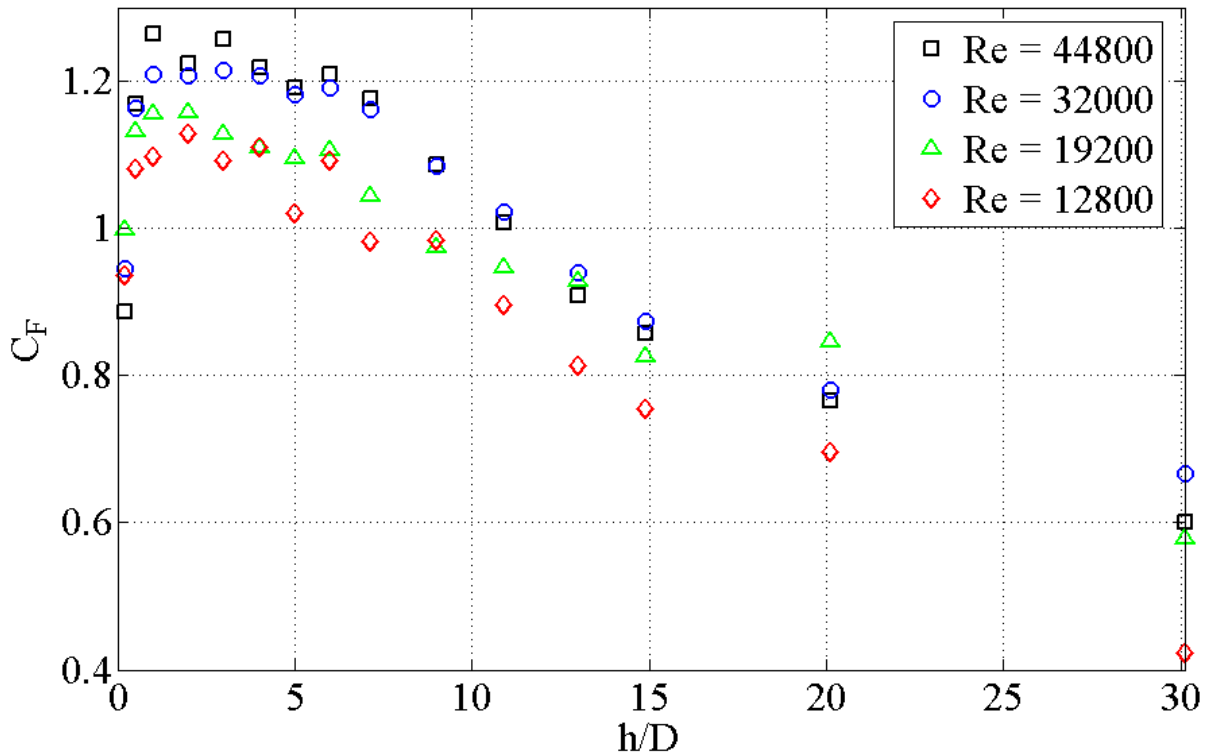


Fig. 150 Force d'impact en fonction de la distance jet-plaque pour une buse droite

### IV.3.3.c) Buses avec convergents

#### IV.3.3.c.1) Pression pariétale

La Fig. 151 présente les distributions de coefficient de pression pour des distances d'impact comprises entre  $0.2D$  et  $2D$ . Pour  $h/D = 0.2D$  on note une discontinuité dans la courbe entre  $r/D = 0.75$  et  $r/D = 1$  tout comme pour le cas de la buse droite, cependant la discontinuité est ici plus marquée, ce qui va avec le fait que la buse est plus épaisse et confine par conséquent l'écoulement sur une distance radiale légèrement plus grande que pour le cas des buses droites. Comme pour les autres géométries entre  $0.5D$  et  $2D$ , le coefficient de pression d'arrêt reste constant et égal à 1 tandis qu'il augmente aux autres distances radiales en fonction de  $h/D$ , ce qui témoigne d'une augmentation de force.

La Fig. 152 présente les distributions de coefficient de pression pour des distances d'impact comprises entre  $3D$  et  $30D$ . Au point d'arrêt, le coefficient de pression reste égal à 1 jusqu'à  $h/D = 5$ , puis décroît monotonement.

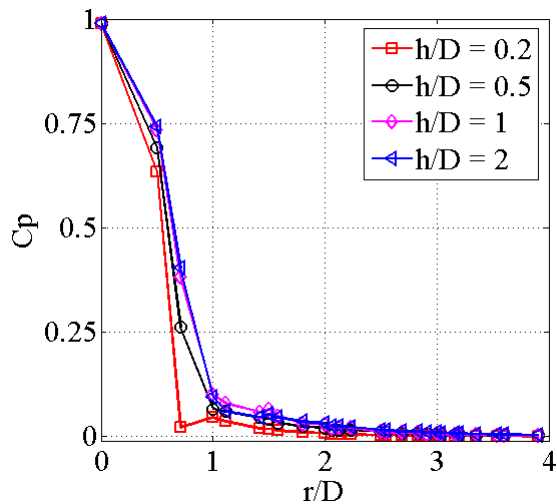


Fig. 151 Distribution radiale de coefficient de pression pour  $0,2 \leq h/D \leq 2$  ( $Re = 44800$ )

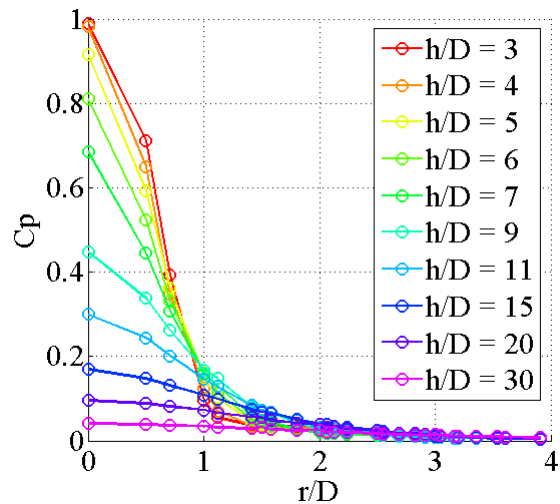
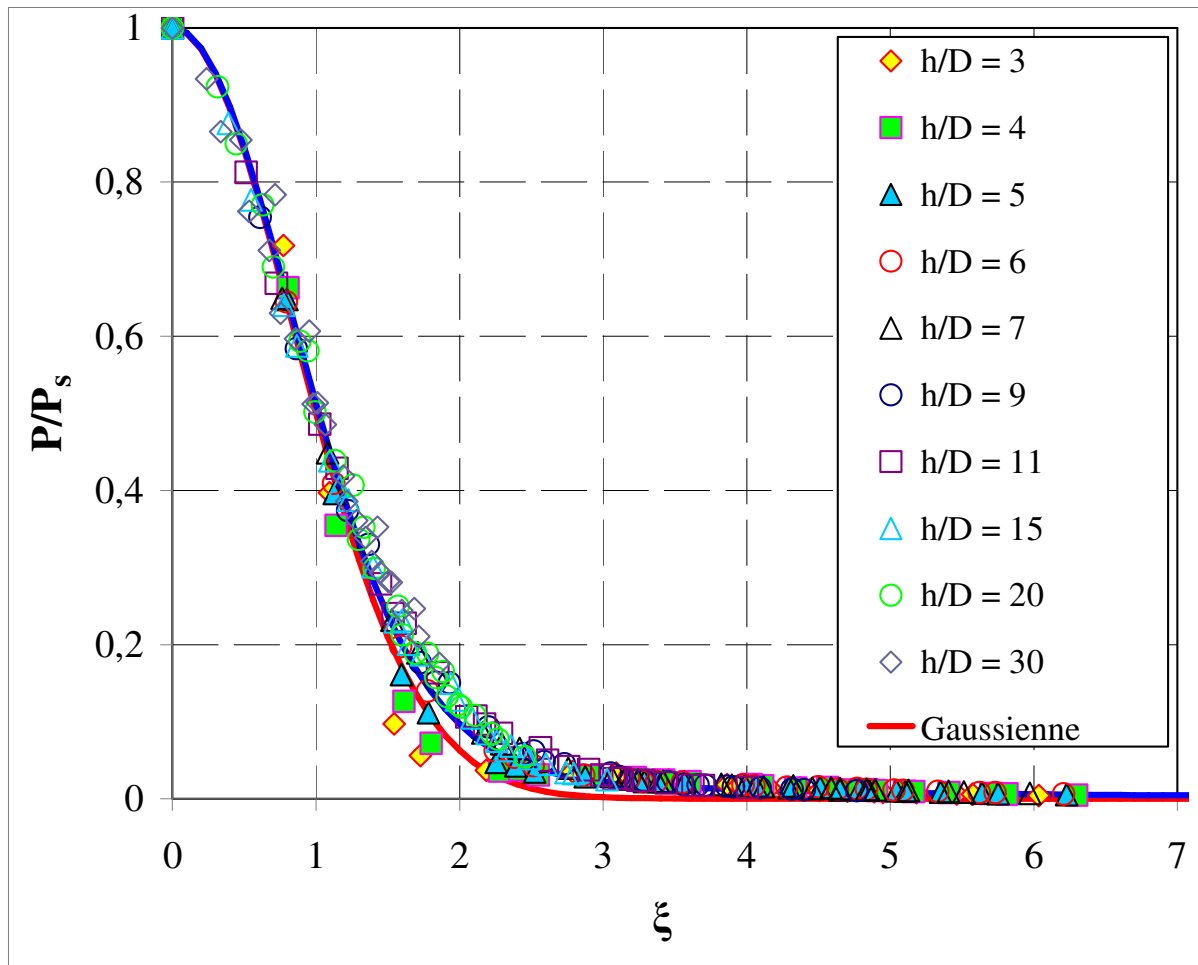


Fig. 152 Distribution radiale de coefficient de pression pour  $3 \leq h/D \leq 30$  ( $Re = 44800$ )

Sur la Fig. 153, les profils de pression pariétale sont normalisés par la pression d'arrêt et tracés en fonction de  $\xi$ . On note que le comportement des profils normalisés est très similaire à celui de la géométrie b). En effet, à des distances d'impact inférieures à  $6D$  les courbes ne se recoupent pas avec les autres. Cependant à partir de la distance d'autosimilarité qui est également de  $7D$ , le recouplement des courbes est légèrement au dessus de la distribution de l'expression (IV.3.20), de manière plus marquée que celle de la géométrie b).



**Fig. 153** Distribution radiale de pression normalisée par la pression d'arrêt pour  $4 \leq h/D \leq 30$  ( $Re = 44800$ )

Les Fig. 154, Fig. 155, Fig. 156 et Fig. 157 présentent les distributions de coefficients de pression obtenues à des distances d'impact respectivement de 0.2, 0.5, 5, et 15 avec des nombres de Reynolds compris entre 12800 et 44800. Pour  $h/D = 0.2$ , comme pour la géométrie b), les courbes sont fortement influencées par le nombre de Reynolds. Toujours pour les mêmes raisons de conservation de débit, la pression statique entre  $r/D = 0.75$  et  $r/D = 1$  est inversement proportionnelle à la vitesse du jet. A  $h/D = 0.5$ , les différences entre les courbes sont déjà beaucoup moins marquées. On observe tout de même une discontinuité dans toutes les courbes en  $r/D = 1.5$ . Aux distances d'impact plus grandes, le nombre de Reynolds influe particulièrement sur les abscisses proches du point d'arrêt. Les courbes gardent cependant la même allure.

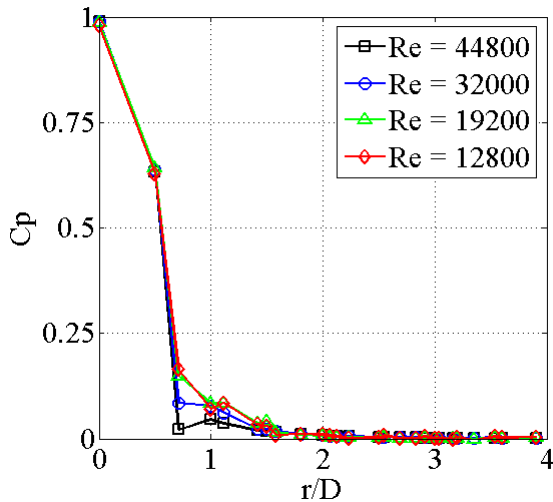


Fig. 154  $h/D = 0.2$

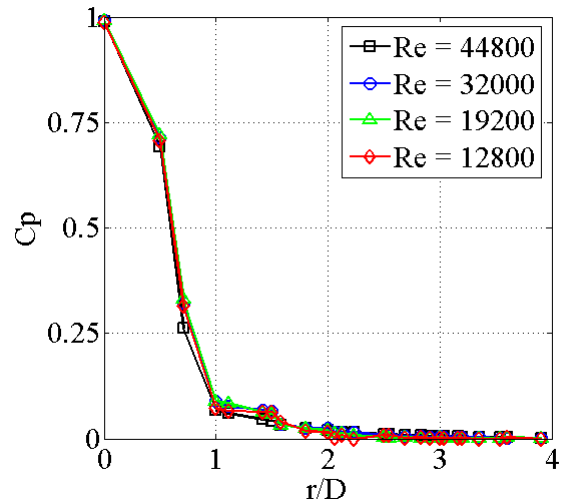


Fig. 155  $h/D = 0.5$

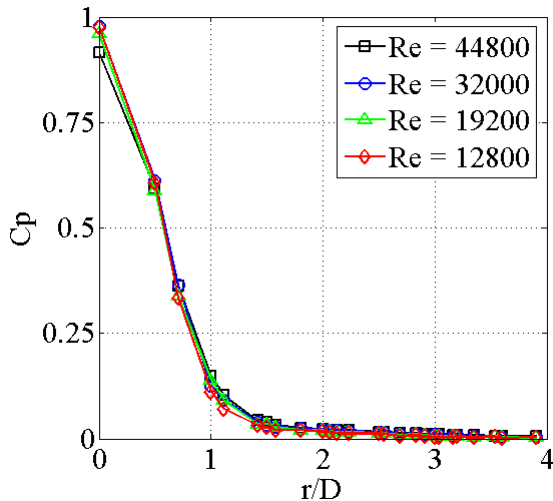


Fig. 156  $h/D = 5$

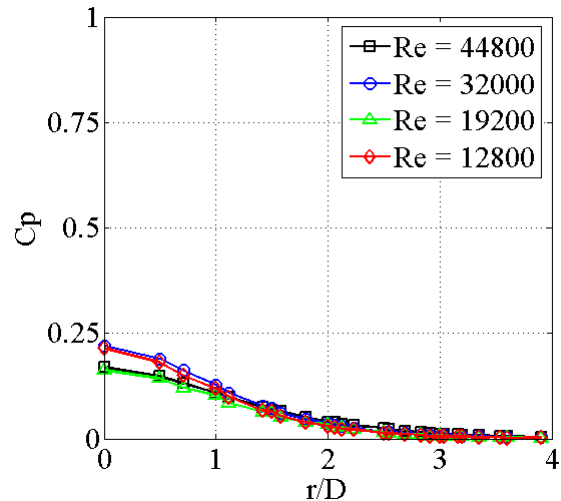


Fig. 157  $h/D = 15$

**I.1.1.a.2) Force d'impact**

La **Fig. 158** présente la force sur la plaque d'un jet issu de la géométrie c) pour des nombres de Reynolds allant de 12800 à 44800. L'allure des courbes est très similaire à celle de la géométrie b) cependant elle s'avère ici être plus sensible au nombre de Reynolds. On trouve également une zone d'instabilité en proche paroi, cependant celle-ci semble être d'autant moins longue et d'autant plus forte que le nombre de Reynolds est grand. Les erreurs de mesures empêchent de déterminer le maximum de chaque courbe avec certitude, notamment pour  $Re = 12800$  dont la courbe reste quasiment constante entre  $0.5$  et  $6D$ . Son maximum semble néanmoins être atteint en  $h/D = 3$ . Pour  $Re = 19200$ , le maximum est atteint à une distance de  $4D$ , enfin pour des nombres de Reynolds de  $32000$  et  $44800$ , le maximum est plus nettement localisé en  $h/D = 2$ . On note que dans tous les cas, le maximum de force est situé largement au dessus de  $1$ . Ces différences de comportement peuvent être pleinement expliquées par les changements de taux de turbulences remarquées lors de mesures par fil chaud au §IV.2.3.a).

Pour des distances d'impact supérieures à  $5D$ , l'écart entre les courbes diminue, et toutes les courbes décroissent de façon monotone. Cependant, des erreurs de mesures induisent des changements dans l'ordre des courbes.



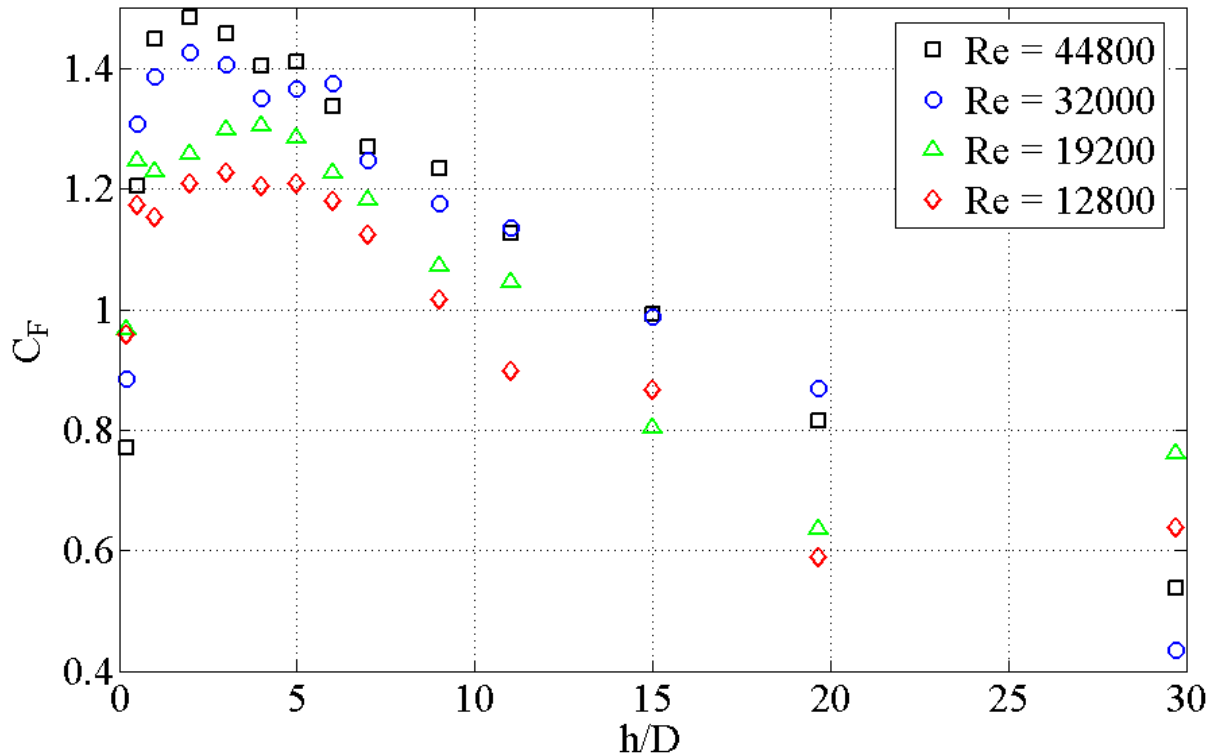


Fig. 158 Force adimensionnelle en fonction de la distance d'impact

#### IV.3.3.d) Comparaison des géométries

L'évolution de  $C_{ps}$  en fonction de  $h/D$  pour les trois géométries à  $Re = 44800$  est montrée sur la **Fig. 159**. La géométrie a) étant celle qui possède le plus court cône potentiel décroît la première en  $h/D = 4$ . Pour les géométries b) et c),  $C_{ps}$  commence à chuter sensiblement à la même distance d'impact ( $5D$ ) cependant sa décroissance est plus rapide dans le cas de la géométrie c). La cause de cette décroissance plus rapide est expliquée au §IV.2.3.a) par l'apparition de pic de turbulence pour la géométrie c) dès la sortie de buse, qui n'apparaît pas aux nombres de Reynolds inférieurs. L'expansion du jet ainsi que sa décroissance de vitesse et de pression d'arrêt se font plus rapidement.

La **Fig. 160** montre la variation de  $2b/D$  en fonction de  $h/D$  pour les trois géométries à un nombre de Reynolds de 44800. Pour  $h/D$  compris entre 1 et 5,  $2b/D$  reste quasiment constant à une valeur comprise entre 1.1 et 1.2 ce qui est légèrement inférieur aux résultats de **Tu et al [25]** ainsi que des autres auteurs qu'ils citent, qui trouvent des valeurs comprises entre 1.85 et 1.95 pour le cas de jets plans. Pour  $h/D < 1$ , le confinement fait baisser légèrement la valeur de  $2b/D$  pour les géométries a) et c), mais presque pas pour la géométrie b), dont l'épaisseur de buse est trop fine. Pour  $h/D > 6$  approximativement,  $b$  est proportionnel à  $h$ . Le rapport  $b/h$  diffère en fonction de la géométrie de soufflage. L'ordre est le même que celui de la décroissance de  $C_{ps}$  ainsi que celui du plus haut taux de turbulence en sortie de buse. Les rapports sont ici compris entre 0.07h (géométrie b) et 0.1h (géométrie a), ce qui est aussi légèrement plus faible que pour le cas des jets plans dans lequel ceux-ci sont compris entre 0.12 et 0.13 (réf. [25]).

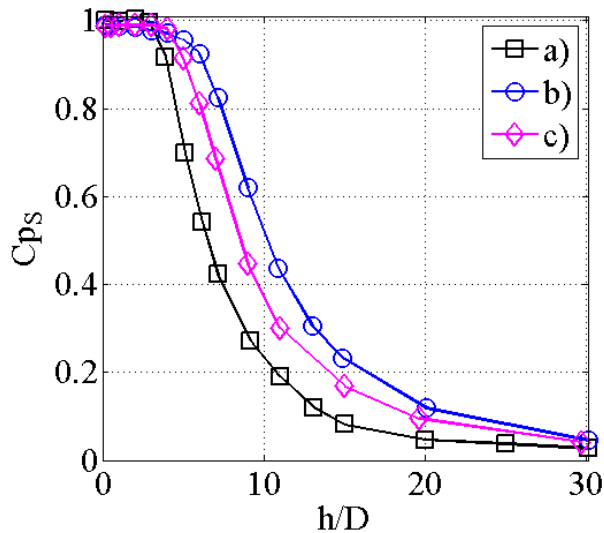


Fig. 159 Coefficient de pression au point d'arrêt pour les trois géométries ( $Re = 44800$ )

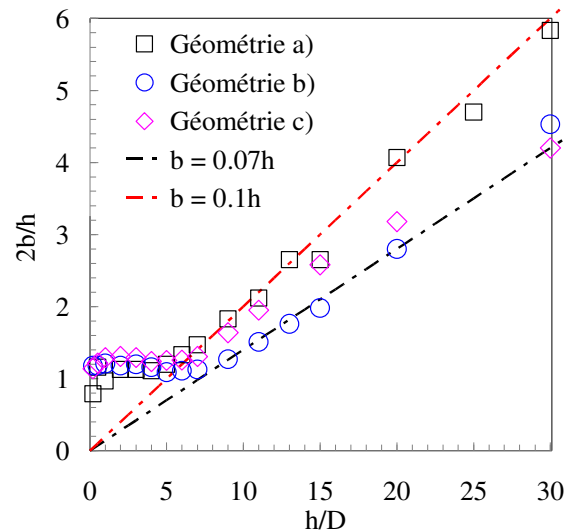


Fig. 160 Influence de  $h/D$  sur la largeur des profils de pression ( $Re = 44800$ )

Sur la Fig. 161, les courbes de force adimensionnelle des trois géométries sont tracées en fonction de la distance d'impact. L'aspect similaire de ces trois courbes est ici frappant. Elles présentent toutes une pente positive dans la zone d'impact en proche paroi, puis atteignent un maximum et prennent une pente négative. Cette figure permet de comparer à la fois les effets du confinement (géométrie a) en proche paroi et ceux des profils de vitesse des jets en sortie de buse (géométries b) et c) en général). On note que la hauteur des courbes est proportionnelle aux vitesses débitantes de chaque géométrie à ce nombre de Reynolds (qui correspond à  $U_{0,c} = 70 \text{ m.s}^{-1}$ , voir §IV.2.3.b). La force adimensionnelle est en tout point plus élevée dans le cas de la géométrie c) et celle de la géométrie a) est la plus basse. Cependant on peut également observer l'influence d'autres facteurs: tout d'abord en proche paroi, la force d'impact très basse de la géométrie a) est due à son fort confinement, ainsi son profil de vitesse n'intervient que très peu. A des distances d'impact supérieures à  $4D$ , la pression d'arrêt de la géométrie a) commence à décroître alors qu'elle reste constante dans le cas de la géométrie b). La turbulence initiale du jet dans ces deux géométries différentes joue ici un rôle important puisque c'est celle-ci qui dissipe le jet de la géométrie a) plus rapidement et est ainsi responsable du faible niveau de sa force d'impact.

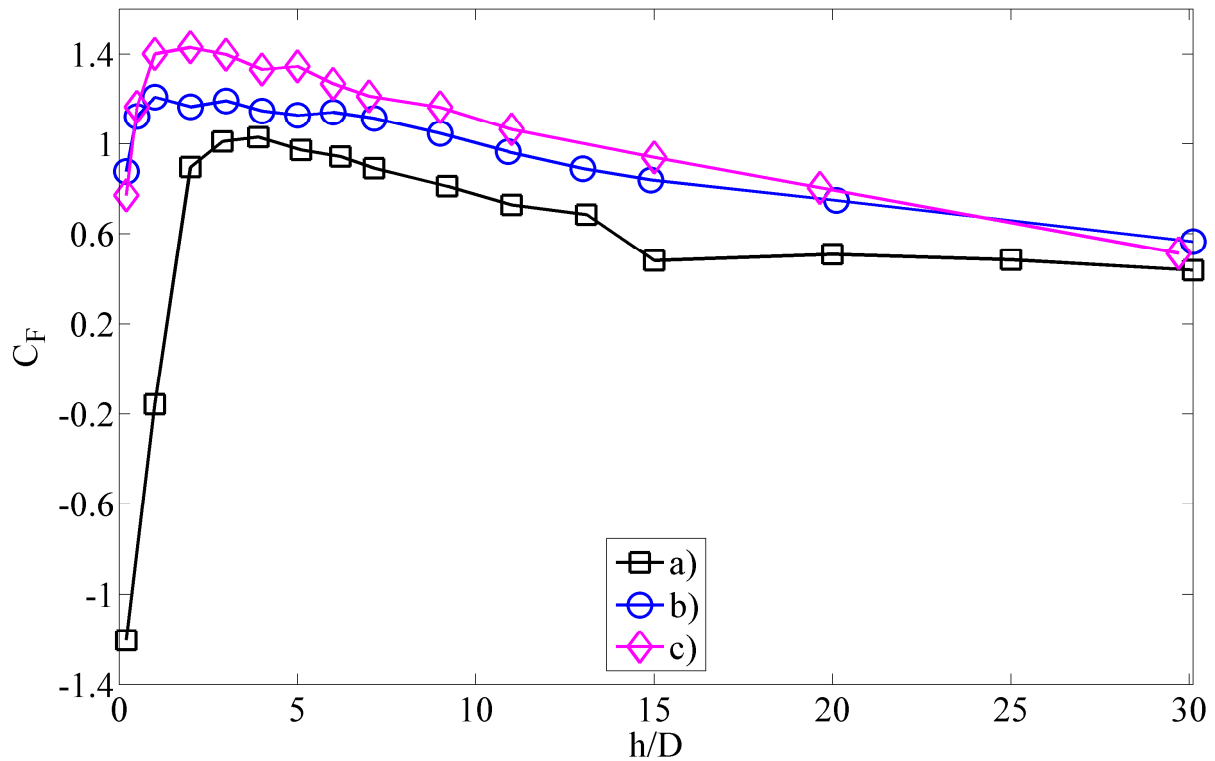


Fig. 161 Force d'impact en fonction de  $h/D$  ( $Re = 44800$ )

Avec les facteurs présentés dans chacun des paragraphes précédents, la force d'un jet à une même distance d'impact s'avère très sensible à la géométrie de soufflage. La Fig. 162 compare les distributions de pression des trois géométries à une distance d'impact de  $6D$ , soit le point de mesure le plus proche de l'optimal thermique généralement utilisé ( $5.6D$ ).

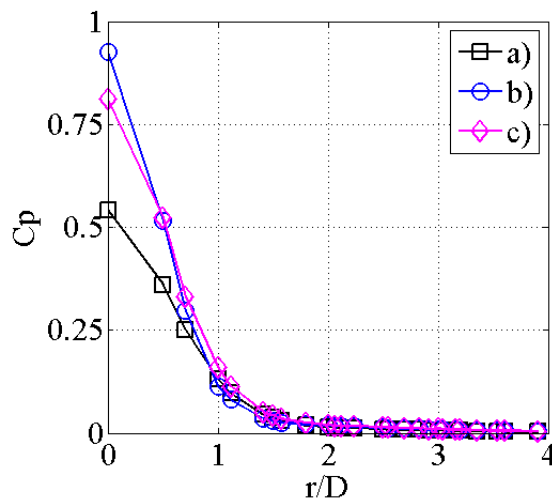


Fig. 162 Distribution radiale du coefficient de pression des trois géométries à  $h/D = 6$  ( $Re = 44800$ )

#### IV.3.3.e) Conclusions pour les jets isolés

Pour les trois géométries de soufflage analysées ici, le nombre de Reynolds a pour effet principal de translater les courbes en niveau de force. Cet effet de translation des courbes est

plus ou moins marqué en fonction de la géométrie en question. Pour le cas de la géométrie a), on n'en observe quasiment aucun, il est en revanche présent pour les géométries b) et c) et est particulièrement plus prononcé dans le cas de cette dernière.

Pour les géométries a) et b), ces résultats indiquent donc que l'écoulement pariétal est similaire quel que soit le nombre de Reynolds mais change seulement d'intensité. On n'observe aucune transition ou changement brusque de comportement des efforts entre un nombre de Reynolds et un autre. A priori, les nombres de Reynolds étudiés correspondant tous à des jets déjà pleinement turbulents, les résultats devraient continuer à aller dans le même sens aux nombres de Reynolds supérieurs. Ceci étant, le nombre de Mach n'est ici pas pris en compte et ces résultats doivent être valables tant que la compressibilité de l'air reste négligeable. La présence d'ondes de choc dans de tels écoulements n'est pas étudiée ici mais entraîne très probablement d'importantes modifications en termes d'efforts pariétaux et de stabilité.

La géométrie c) montre en revanche une transition entre  $Re = 32000$  et  $Re = 44800$ . Des pics de turbulence apparaissent dans la zone de diffusion du profil de sortie et modifient ses distributions de pression ainsi que sa force d'impact. Ainsi la hauteur critique délimitant le point de maximum de force d'impact s'avère être dépendant du nombre de Reynolds. Néanmoins on peut assumer qu'aucune autre transition ne devrait être observée à des nombres de Reynolds supérieurs. La hauteur critique  $h_{cr}$  marquant la fin de la zone instable est située à  $2D$  pour  $Re = 32000$  et  $Re = 44800$ . On peut par conséquent assumer que cette distance reste la même à des nombres de Reynolds plus grands.

Chacune des trois géométries, s'avère être instable en pompage pour des distances d'impact inférieures à une distance critique  $h_{cr}$  qui dépend de sa géométrie de soufflage. Le **Tableau 6** donne la valeur de chacune de ces hauteurs critiques pour chaque géométrie de soufflage et chaque nombre de Reynolds testé. Cette instabilité de plaque s'explique très bien ici par l'évolution des profils de pression. En effet, la zone instable correspond toujours à la gamme de distance dans laquelle le cône potentiel du jet impacte. Ceci a pour conséquence que le  $C_p$  au point d'arrêt reste constant et égal à 1, alors que les profils s'élargissent à mesure que la plaque s'éloigne du jet. Il en résulte une pente positive de force en fonction de  $h/D$ . Dans la zone de jet de paroi ( $h/D < 0.5$ ) le confinement accentue encore la pente instable de la force de façon proportionnelle à la vitesse de l'écoulement. L'épaisseur de la buse peut ainsi jouer un rôle dans la stabilité de bande en très proche paroi. Il serait d'ailleurs conseillé d'utiliser une buse la plus fine possible pour éviter d'accroître la pente instable de la force.

	Géométrie a)				Géométrie b)				Géométrie c)			
Re =	128000	19800	32000	44800	128000	19800	32000	44800	12800	1980	3200	4480
$h_{cr}/D$	4	4	4	4	2	2	1	1	4	4	2	2

**Tableau 6 Récapitulatif des hauteurs critiques pour un jet isolé**

On peut faire quelques remarques concernant l'application de ces résultats :

Remarque 1: Le refroidissement des bandes d'aciers ne se fait pas avec un seul jet mais avec une batterie de plusieurs, ce qui donne une évolution des efforts différentes comme il sera vu au paragraphe suivant. Ce résultat reste néanmoins intéressant pour d'autres applications qui pourraient être confrontées à de telles configurations. Il faut donc pour cela un jet isolé impactant perpendiculairement une structure, à une distance très proche. La structure doit être de faible raideur pour que la divergence soit un problème (le séchage industriel de feuilles de papier éventuellement...). La structure peut alors rester collée à la buse, ou au contraire s'en éloigner de façon non-contrôlée. Ce type de problèmes est rencontré

dans la conception d'avions à décollage vertical (de type V/STOL). Ces appareils utilisent la poussée verticale des jets pour créer de la portance. On utilise en général deux jets impactants (twin-jets) à une très faible distance l'un de l'autre ( $L/D$  de l'ordre de 2 au maximum), ce qui permet de créer une force de réaction sur le sol positive, même à de très faibles distances d'impact (réf. [5] et [6]) et avec une pente négative, contrairement au cas du jet isolé présenté ici.

Remarque 2 : la forte pente positive de la force en proche paroi est due au confinement du jet, plus qu'à la géométrie de soufflage elle-même. En effet comme cela a été abordé au paragraphe précédent, les fortes zones subatmosphériques observées en proche paroi proviennent de bulles de recirculation qui n'apparaîtraient pas sans la paroi de confinement. Il est donc nécessaire de dissocier deux paramètres différents qui sont : Le confinement du jet, et le profil de vitesse en sortie de jet dont l'effet est ici moins évident en proche paroi car l'effet du confinement est prépondérant.

Remarque 3 : quelle que soit la géométrie de soufflage, le coefficient de force est supérieur à 1 aux alentours du maximum des courbes. Néanmoins, ceci n'est pas dû à une source inexplicite de quantité de mouvement qui signifierait des erreurs de mesures. En effet, le flux de quantité de mouvement est conservé dans le débit d'air évacué après l'impact du jet. La force sur la paroi n'en est quant à elle pas le reflet. Elle est due à la composante de la pression de l'air normale à la paroi et indique que celle-ci reste à un niveau élevé sur une surface plus grande que la section de sortie de la buse.

**Bilan :** Les paragraphes précédents ont permis de vérifier la capacité du banc d'essai à mesurer correctement la pression d'impact d'un jet en confrontant les résultats obtenus à des résultats de la littérature. Ils ont également permis de déterminer les caractéristiques générales des jets impactants isolés issus des trois géométries différentes et de démontrer le fait qu'un jet impactant perpendiculairement une plaque plane peut la faire diverger en pompage si la distance jet-plaque est inférieure à une distance critique qui dépend de sa géométrie de soufflage.

Le paragraphe qui suit porte sur une configuration qui n'est pas traitée dans la littérature en termes de pressions pariétales (à ma connaissance). La configuration est celle d'un jet entouré par six autres selon un motif hexagonal tel qu'il se trouve dans une batterie de jet (ou ARN) industrielle.

#### IV.3.4) ARN

Une telle disposition, combinée à la présence d'une paroi de confinement crée un écoulement fortement tridimensionnel qui ne pourrait être modélisé en deux dimensions par une succession de points d'arrêts et de points fontaines, comme pour le cas des twin-jets.

Nous allons cependant utiliser une représentation des efforts qui permet de se rapporter à une analyse bidimensionnelle de leur évolution. Pour cela, on étudiera les efforts de la matrice  $M_F$  (voir l'expression (IV.3.13)) sommés selon l'axe  $y$ . Cette façon de procéder s'avère très pratique et va dans le sens de l'objectif final de l'étude : obtenir l'évolution des efforts aérodynamiques totaux sur une bande entière. On définit alors  $C_{Fy}(x)$  comme étant la force aérodynamique adimensionnelle sur une colonne de prises de pression à l'abscisse  $x$  obtenue en sommant les efforts mesurés par chaque prise de la colonne en question, soit :

$$C_{Fy}(x) = \sum_{j=1}^{13} dC_{Fj} \quad (\text{IV.3.24})$$

Durant la suite de l'étude, nous appellerons « cellule » la surface d'impact de référence qui entoure le jet central du motif. Jusqu'à la fin de ce chapitre dans lequel nous ne considérerons qu'une seule cellule à la fois, les axes  $x$  et  $y$  seront centrés sur le point d'arrêt du jet étudié (voir Fig. 163).

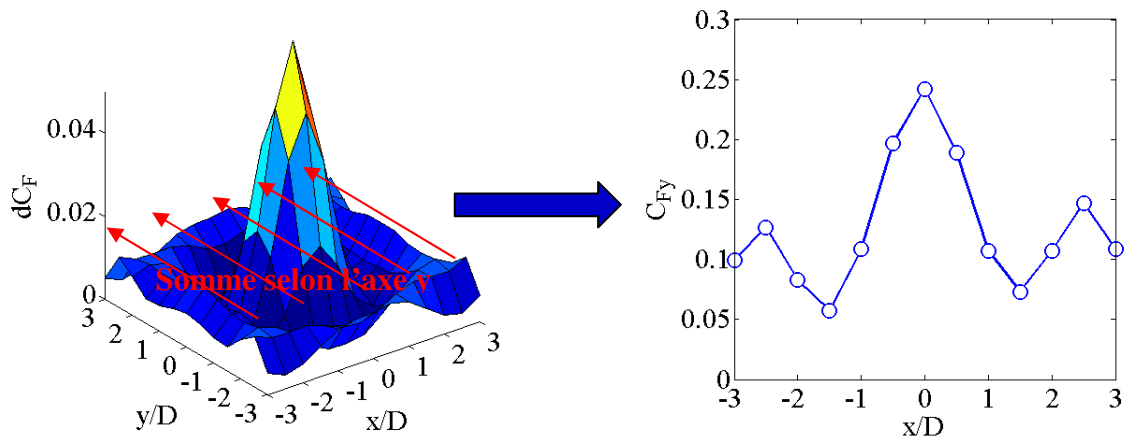


Fig. 163 Distribution typique des coefficients de force et définition de  $C_{Fy}$

La définition d'une grandeur telle que  $C_{Fy}$  permet d'étudier l'évolution de la force aérodynamique en fonction de l'axe des abscisses qui représente le sens de la largeur d'une bande. Elle permet également d'obtenir très simplement la force d'impact totale d'une cellule en sommant toutes ses valeurs.

Il est cependant à noter que les points situés aux bords de la surface d'instrumentation sont à cheval entre deux cellules, leur valeur de force doit donc être pondérée d'un coefficient 1/2 dans le calcul des efforts totaux. Les points situés aux coins de la surface d'instrumentation appartiennent quant à eux à 3 cellules distinctes et doivent donc être pondérés d'un coefficient 1/3.

Les sous paragraphes suivants présentent la distribution du coefficient  $C_{Fy}$  en fonction de l'axe  $x$  ainsi que la force totale d'une cellule pour les trois différentes géométries de soufflage, à plusieurs nombres de Reynolds et plusieurs distances d'impact.

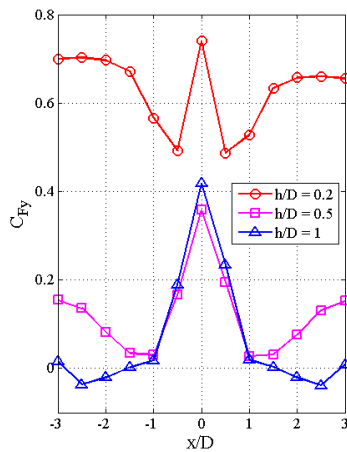
#### IV.3.4.a) Orifices simples

Les Fig. 164, Fig. 165 et Fig. 166 présentent la distribution de  $C_{Fy}$  pour la géométrie « orifices simples » pour des distances jet-plaque allant de  $0.2D$  à  $30D$  et un nombre de Reynolds de 44800. Ces distributions sont présentées en trois figures différentes qui délimitent trois zones dans lesquelles la force d'impact évolue différemment. La Fig. 164 présente le cas de l'impact en très proche paroi ( $h/D \leq 1$ ). Pour  $h/D = 0.2$ , la force en tout point de la cellule est beaucoup plus élevée qu'à toute autre distance d'impact plus éloignée. La paroi de confinement est si proche de la paroi d'impact qu'un « coussin d'air » se crée entre les deux parois et applique une très grande force de répulsion envers la paroi d'impact. La force est maximale sur la ligne du point d'arrêt, puis chute et remonte jusqu'à atteindre un niveau proche de celui de la ligne du point d'arrêt entre  $x/D = \pm 1.5$  et  $x/D = \pm 3$ . A  $h/D = 0.5$  la force d'impact est considérablement moins grande. Elle décroît sur un diamètre à partir du point d'arrêt puis augmente à partir de  $x/D > 1$ . Pour  $h/D = 1$  elle ne ré-augmente qu'à partir de  $x/D = 2.5$ , après être passée par une région dans laquelle la force est négative. Ces trois

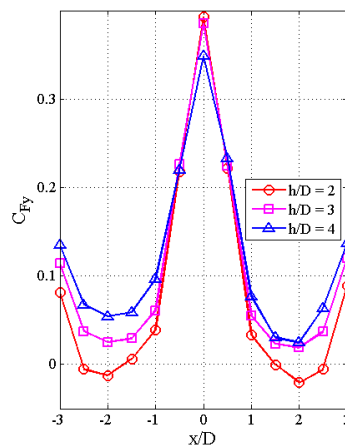
courbes montrent nettement que pour une distance d'impact comprise entre  $0.2D$  et  $1D$ , la force totale d'une cellule (définie par l'intégrale de chacune d'entre elle) diminue avec l'éloignement des jets de la plaque. Dans cette gamme de distances jet-plaque, la pente de la force d'impact est donc négative (stabilisante).

On peut faire la remarque inverse pour les courbes de la **Fig. 165**. En effet, dans cette gamme de distances jet-plaque, la force au niveau de la colonne du point d'arrêt reste quasiment constante puis diminue latéralement jusqu'à atteindre un minimum en  $x/D = 2$  et remonter jusqu'à un maximum en  $x/D = 3$ . Dans cette zone, le minimum de force est d'autant plus bas que la distance d'impact est faible. Ceci induit que la force totale de la cellule est d'autant plus forte que la plaque s'éloigne de la paroi d'impact, ce qui par définition est une zone d'instabilité statique.

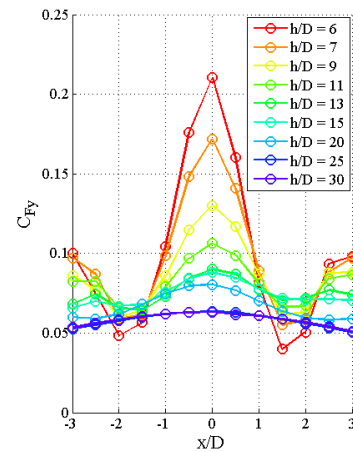
Enfin, on peut voir sur la **Fig. 166** que pour des distances d'impact supérieures à  $6D$ , la force diminue de façon monotone en tout point (sauf en  $x/D = \pm 1.5$  où la force augmente encore entre  $6D$  et  $7D$ ).



**Fig. 164** Distribution de  $C_{Fy}$  pour  $0.2 \leq h/D \leq 1$



**Fig. 165** Distribution de  $C_{Fy}$  pour  $2 \leq h/D \leq 4$



**Fig. 166** Distribution de  $C_{Fy}$  pour  $6 \leq h/D \leq 30$

Les **Fig. 167**, **Fig. 168**, **Fig. 169** et **Fig. 170** présentent les distributions de  $C_{Fy}$  pour 3 nombres de Reynolds différents à quatre distances d'impact comprises entre  $0.2$  et  $30D$ . On voit qu'à toutes ces distances d'impact, la forme des courbes n'est pas modifiée par le nombre de Reynolds. Comme pour le cas du jet isolé, celui-ci translate les courbes et modifie légèrement le niveau de force.

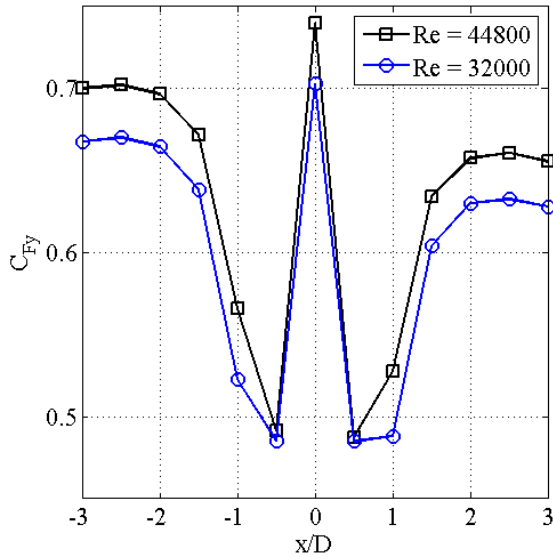


Fig. 167 Distribution de  $C_{Fy}$  pour  $h/D = 0.2$

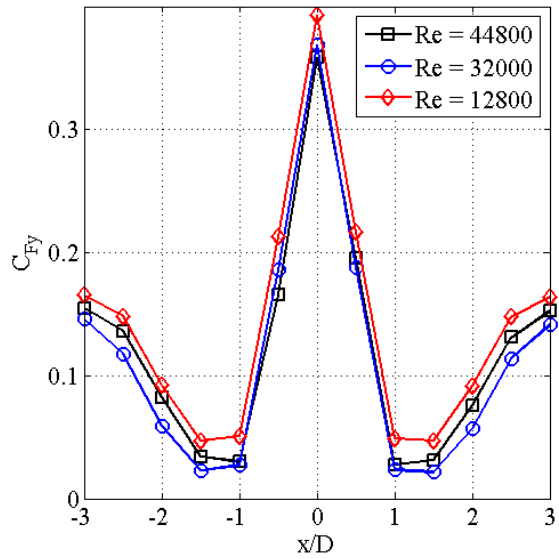


Fig. 168 Distribution de  $C_{Fy}$  pour  $h/D = 0.5$

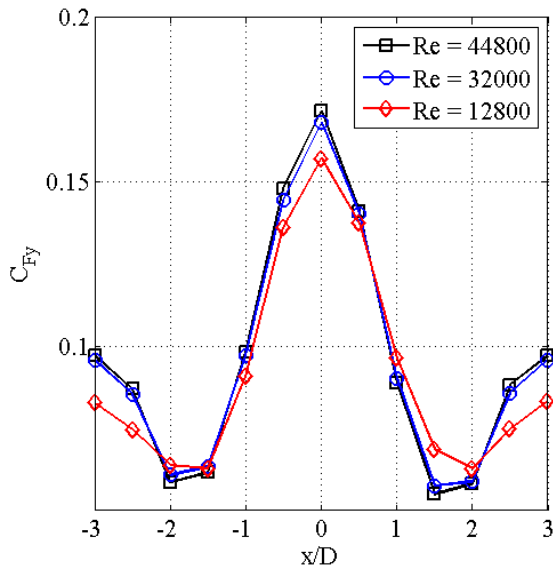


Fig. 169 Distribution de  $C_{Fy}$  pour  $h/D = 7$

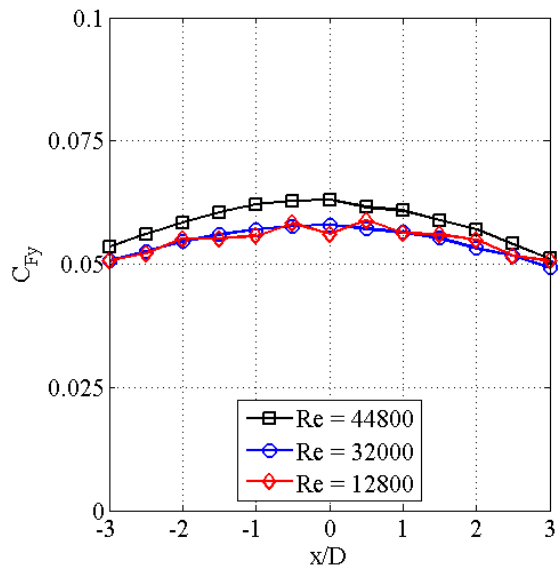


Fig. 170 Distribution de  $C_{Fy}$  pour  $h/D = 30$

La force qui résulte de ces distributions est présentée sur la Fig. 171. Son allure est loin d'être monotone. En  $h/D = 0.2$ , la force est très élevée, elle vaut 8 fois la valeur du flux de quantité de mouvement issu d'un orifice. On observe ensuite une diminution extrêmement rapide des efforts entre  $0.2D$  et  $1D$  avec une pente fortement négative, ce qui crée une zone très stable. Ceci explique le pouvoir stabilisant du PAD, décrit au §II.4.2.b). Une configuration de plusieurs jets confinés, impactant une bande en proche paroi place celle-ci au milieu d'une très grande pente de force négative qui bloque tous ses déplacements. La courbe atteint un minimum en  $h/D = 1$  puis croit jusqu'à  $h/D = 4$ , en cohérence avec les résultats de la Fig. 165. La pente de la courbe de force est donc positive entre  $1D$  et  $4D$  ce qui définit une zone d'instabilité. On peut constater que la pente positive dans cette zone est nettement moins raide que la pente négative aux distances d'impact plus basses.

Enfin, la plaque redevient stable en pompage pour des distances d'impact supérieures à  $4D$  puisque la force devient monotonement décroissante.



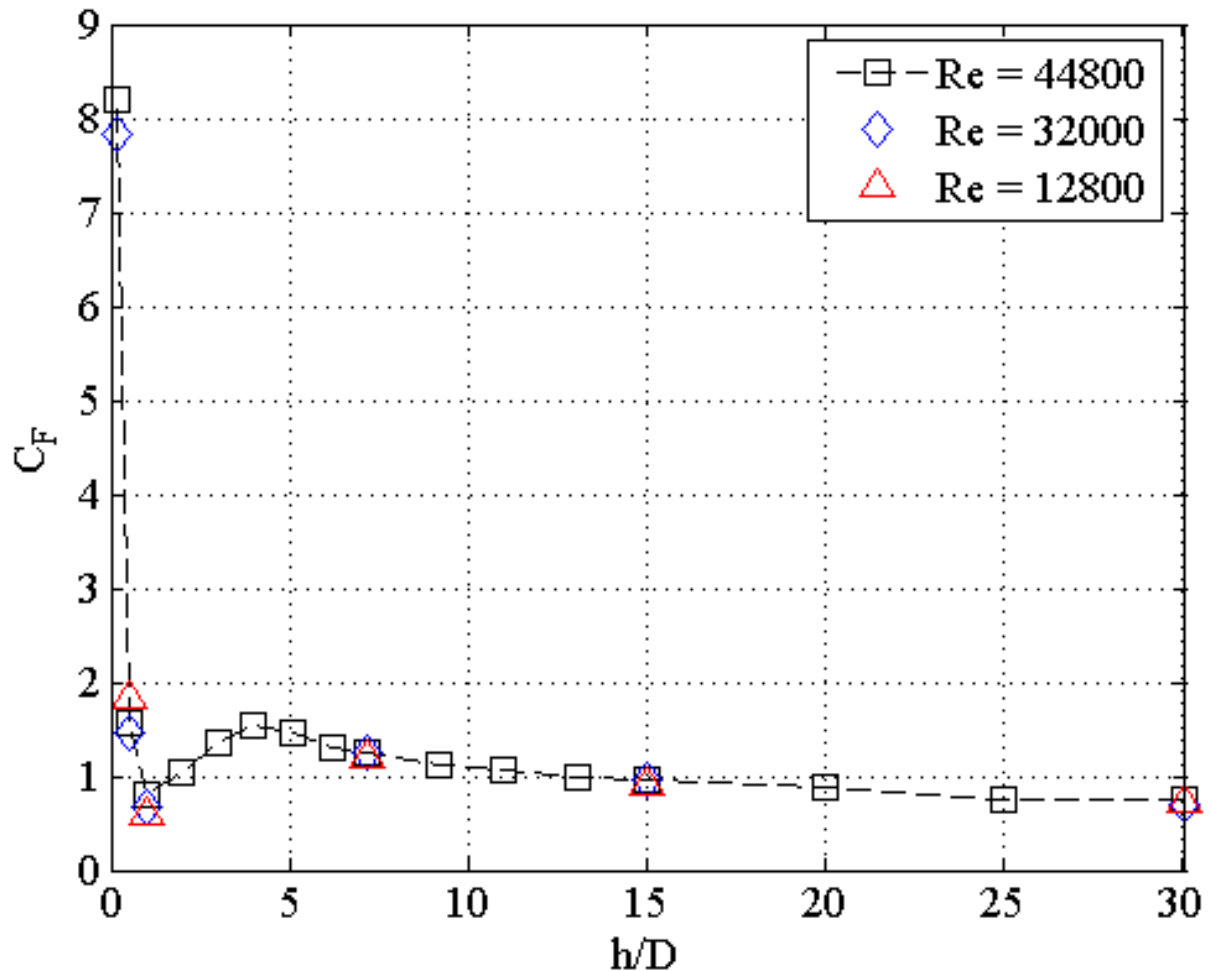


Fig. 171 Force d'impact en fonction de  $h/D$

#### IV.3.4.b) Buses droites

La **Fig. 172** présente la distribution de  $C_{Fy}$  pour la géométrie b) à des distances jet-plaque allant de  $0.2D$  à  $4D$  et un nombre de Reynolds de  $44800$ . On remarque qu'à  $h/D = 0.2$ , le profil est très étroit et descend plus bas que les autres. On note également que les profils ont tendance à s'élargir entre  $x/D = -1$  et  $x/D = 1$  lorsque  $h/D$  augmente. En  $x/D = 3$  (aux extrémités de la cellule) la force est également croissante en fonction de la distance jet-plaque. Tout ceci indique une zone d'instabilité statique.

Sur la **Fig. 173**, on peut observer que la force décroît monotonement en fonction de la distance jet-plaque ce qui crée une zone stable.

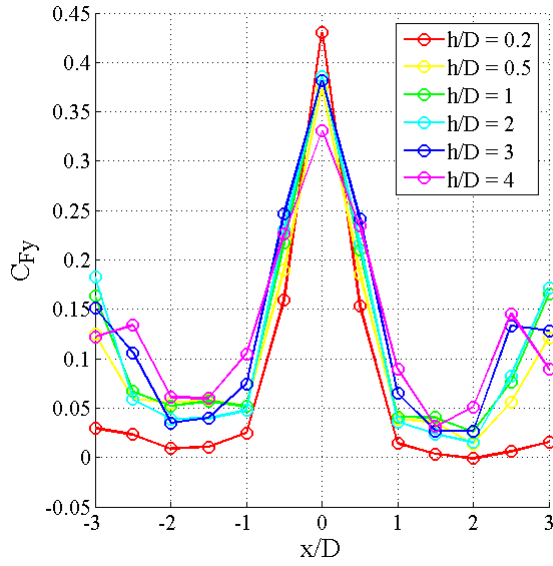


Fig. 172 Distribution de  $C_{Fy}$  pour  $0.2 \leq h/D \leq 4$

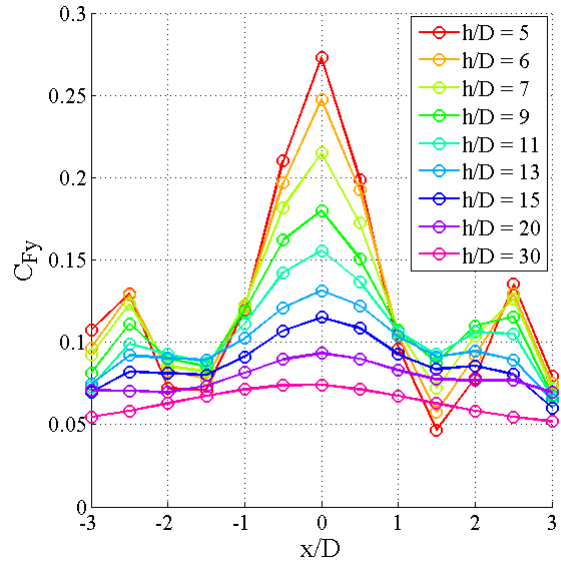


Fig. 173 Distribution de  $C_{Fy}$  pour  $5 \leq h/D \leq 30$

Les Fig. 174, Fig. 175, Fig. 176 et Fig. 177 présentent les distributions de  $C_{Fy}$  à des distances d'impact respectives de  $0.2D$ ,  $1D$ ,  $6D$  et  $30D$ . On voit que l'influence du nombre de Reynolds est ici encore très faible, mis à part le cas de  $h/D = 0.2$  où celui-ci modifie la force entre  $x/D = 1$  et  $x/D = 3$ . On observe que globalement la courbe du nombre de Reynolds le plus fort est toujours située au-dessus des autres.

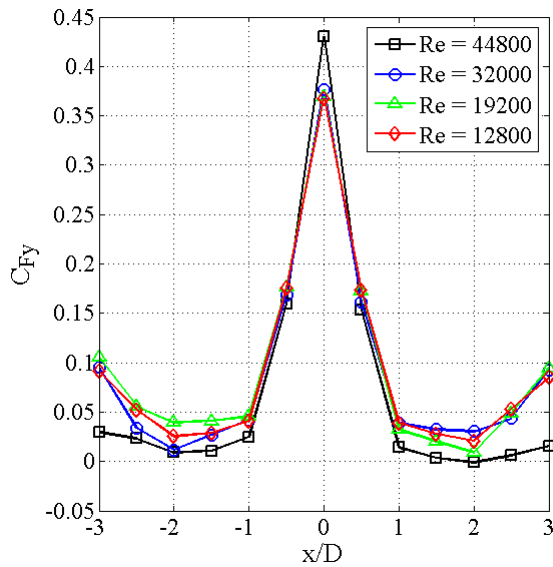


Fig. 174  $h/D = 0.2$

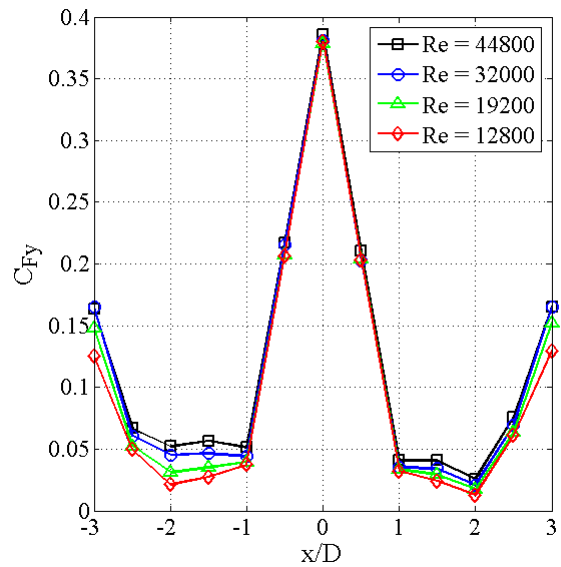
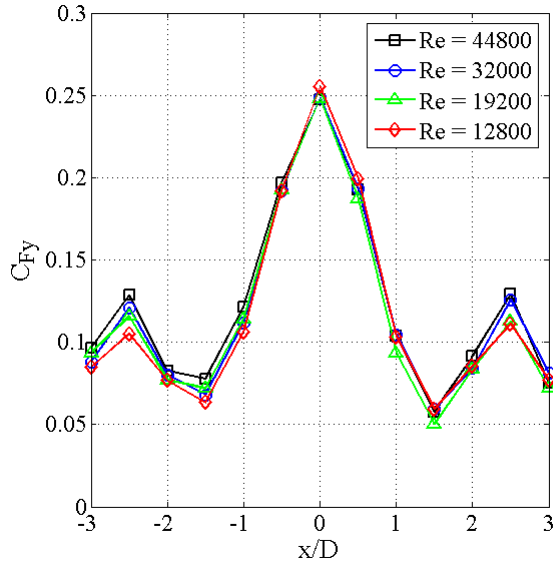
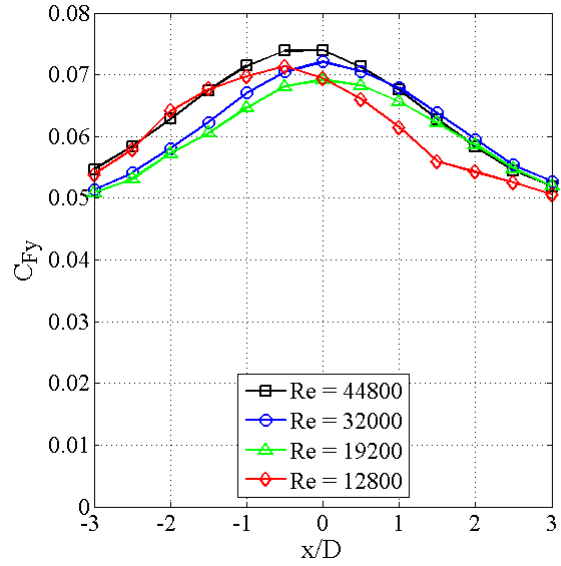


Fig. 175  $h/D = 1$

Fig. 176  $h/D = 6$ Fig. 177  $h/D = 30$ 

L'évolution de la force totale d'une cellule est présentée sur la **Fig. 178**. Les courbes sont toutes croissantes entre  $0.2D$  et  $4D$  avec un léger changement de pente entre  $h/D = 0.5$  et  $2$  qui marque un palier sur chacune des courbes. Celui-ci semble être lié à une diminution de force aux extrémités de la cellule (voir **Fig. 172**). Ce palier apparaît à  $0.5D$  pour les nombres de Reynolds de  $12800$  et  $19200$  et à  $1D$  pour des nombres de Reynolds de  $32000$  et  $44800$ . Le changement de pente est d'autant plus brutal que le nombre de Reynolds est important. Pour  $Re = 44800$ , la pente de la courbe devient négative, marquant ainsi une zone de stabilité au milieu d'une zone d'instabilité. Pour des distances d'impact supérieures à  $4D$ , on remarque un deuxième palier avant que la courbe ne décroisse. Celui-ci est particulièrement marqué pour les nombres de Reynolds de  $12800$  et  $19200$ . Au-delà de  $h/D = 6$  les courbes sont décroissantes quel que soit le nombre de Reynolds, ce qui place la bande en conditions de stabilité statique.

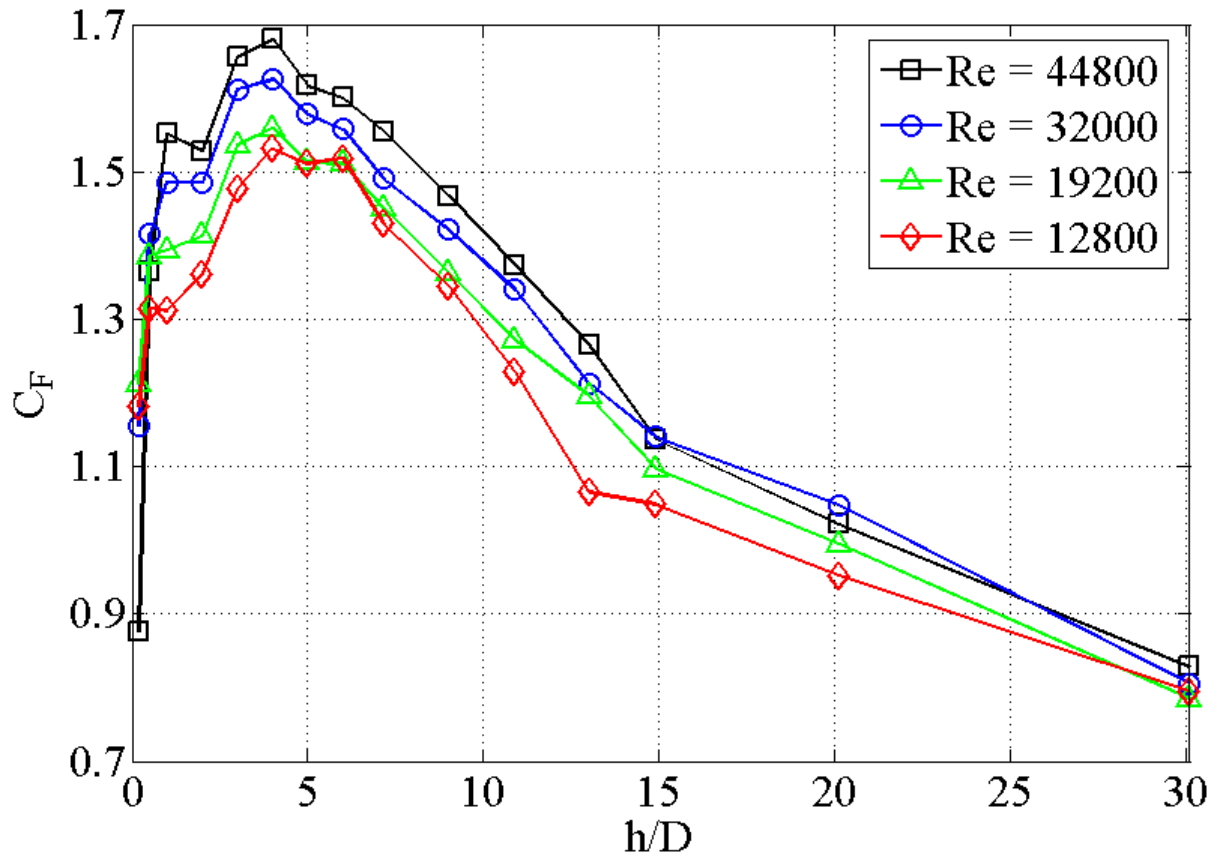


Fig. 178 Force d'impact en fonction de  $h/D$  pour un ARN de buses droites

#### IV.3.4.c) Buses avec convergent

Les distributions de  $C_{Fy}$  obtenues avec la géométrie c) sont présentées sur la **Fig. 179** pour des distances d'impact allant de  $0.5D$  à  $4D$ . Leur comportement est tout à fait similaire à celui de la géométrie b) et annoncent une zone d'instabilité statique en pompage. La force aux bords de la cellule augmente jusqu'à  $h/D = 2$  puis se met à décroître. La **Fig. 180** montre les distributions de  $C_{Fy}$  pour  $h/D$  allant de 5 à 30. On peut y voir que les distributions de force baissent monotonement de niveaux avec la distance jet-plaque.

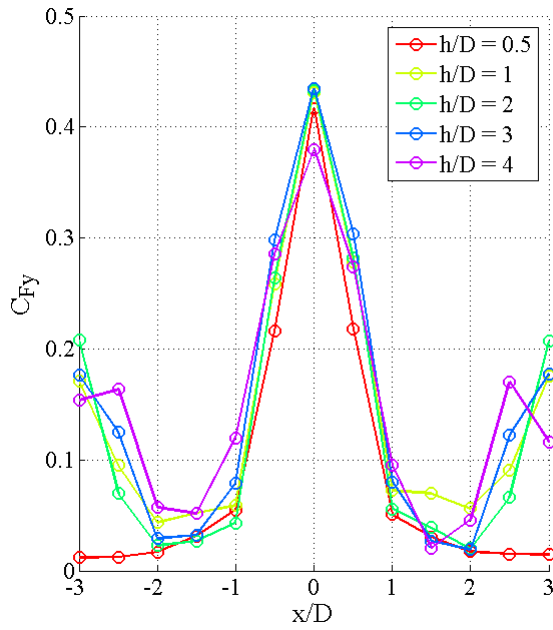


Fig. 179 Distribution de  $C_{Fy}$  pour  $0.5 \leq h/D \leq 4$

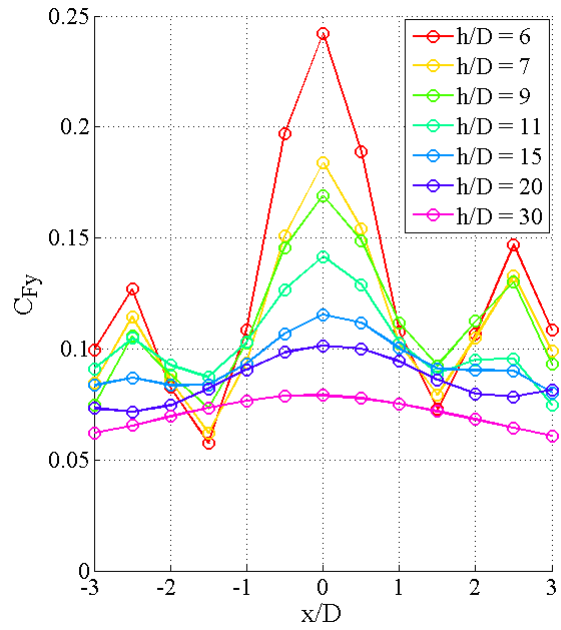


Fig. 180 Distribution de  $C_{Fy}$  pour  $4 \leq h/D \leq 30$

Les Fig. 181, Fig. 182, Fig. 183 et Fig. 184 présentent les distributions de  $C_{Fy}$  en fonction de  $x/D$  pour quatre nombres de Reynolds allant de 12800 à 44800 à des distances d'impact respectives de  $0.5D$ ,  $1D$ ,  $6D$  et  $30D$ . Pour  $h/D = 0.5$ , les courbes sont très bien confondues mis à part aux bords de la cellule où l'on peut observer des disparités. On note que la force en ces points n'évolue pas en fonction de l'augmentation de nombre de Reynolds. Ainsi la force semble être plus élevée pour  $Re = 19200$ , de façon inexplicable. A  $h/D = 1$ , sur la Fig. 182, la force évolue très clairement en fonction du nombre de Reynolds à des abscisses comprises entre  $x/D = \pm 1$  et  $x/D = \pm 3$ . Pour  $h/D = 6$ , les courbes ne se confondent pas parfaitement et sont translatées plus ou moins haut en fonction du nombre de Reynolds.

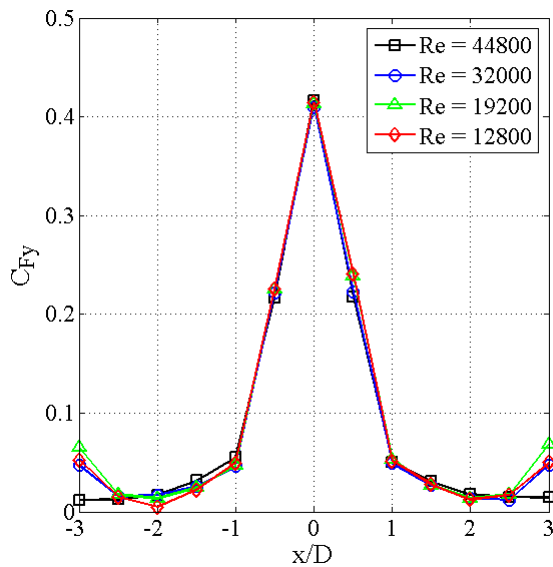


Fig. 181  $h/D = 0.5$

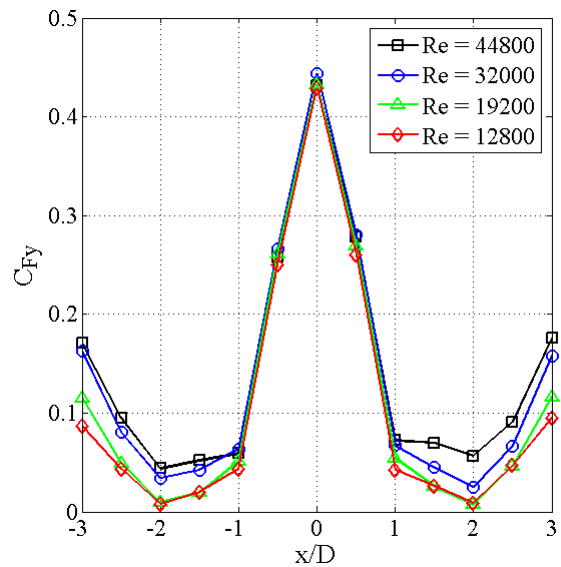


Fig. 182  $h/D = 1$

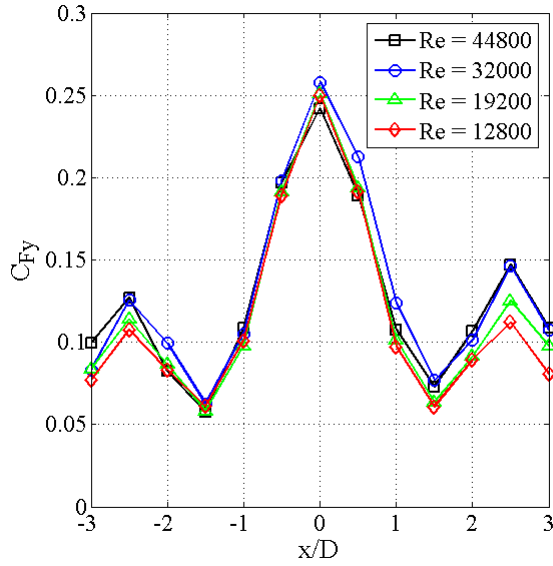


Fig. 183  $h/D = 6$

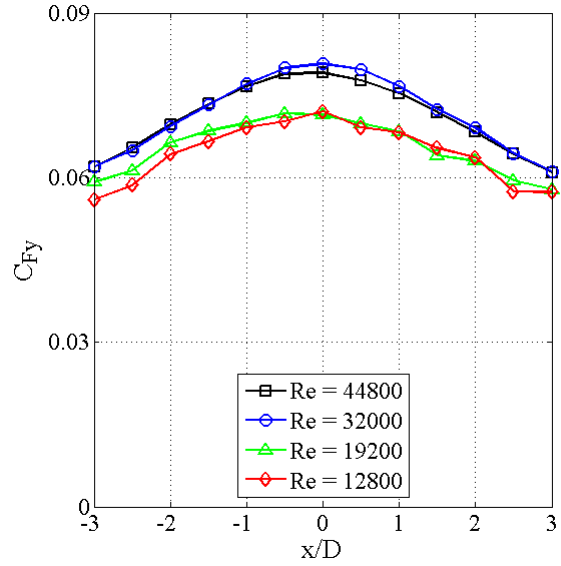


Fig. 184  $h/D = 30$

L'évolution de la force adimensionnelle obtenue pour quatre nombres de Reynolds est présentée sur la **Fig. 185**. Chaque courbe possède une très forte pente positive entre  $0.2D$  et  $1D$  qui augmente proportionnellement au nombre de Reynolds. Entre  $1D$  et  $3D$ , on note la présence du même type de palier que celui remarqué pour la géométrie b). Un changement de pente apparaît à  $h/D = 1$  pour toutes les courbes de façon plus marquée que pour la géométrie b). La pente devient négative pour tous les nombres de Reynolds sauf  $Re = 19000$ , ce qui est attribué à une erreur de mesure. Le deuxième changement d'inclinaison des courbes apparaît en  $h/D = 3$  pour  $Re = 12800$  et  $Re = 19200$  et en  $h/D = 4$  pour  $Re = 32000$  et  $44800$ . Au-delà de ces distances, la force devient décroissante pour toutes les courbes et la bande devient stable. La force semble également devenir moins sensible au nombre de Reynolds.

Si on compare les courbes des deux nombres de Reynolds les plus éloignés ( $12800$  et  $44800$ ) on constate que leur allure est différente. Cette différence est imputée à la transition observée dans l'écoulement du jet libre issu de cette géométrie au §IV.2.3.a). L'apparition de pics de turbulence modifie tout le développement du jet et par conséquent sa courbe de force d'impact aussi. Il en résulte une différence dans la localisation du maximum de la courbe ainsi que des pentes plus sévères autour de ce maximum lorsque le nombre de Reynolds est plus élevé. Ainsi cette transition due au nombre de Reynolds rend la bande plus instable entre  $2D$  et  $4D$  et plus stable entre  $4D$  et  $9D$ . Néanmoins ces différences dues au nombre de Reynolds sont tout de même assez légère dans le sens où l'allure globale de l'évolution des efforts reste conservée.

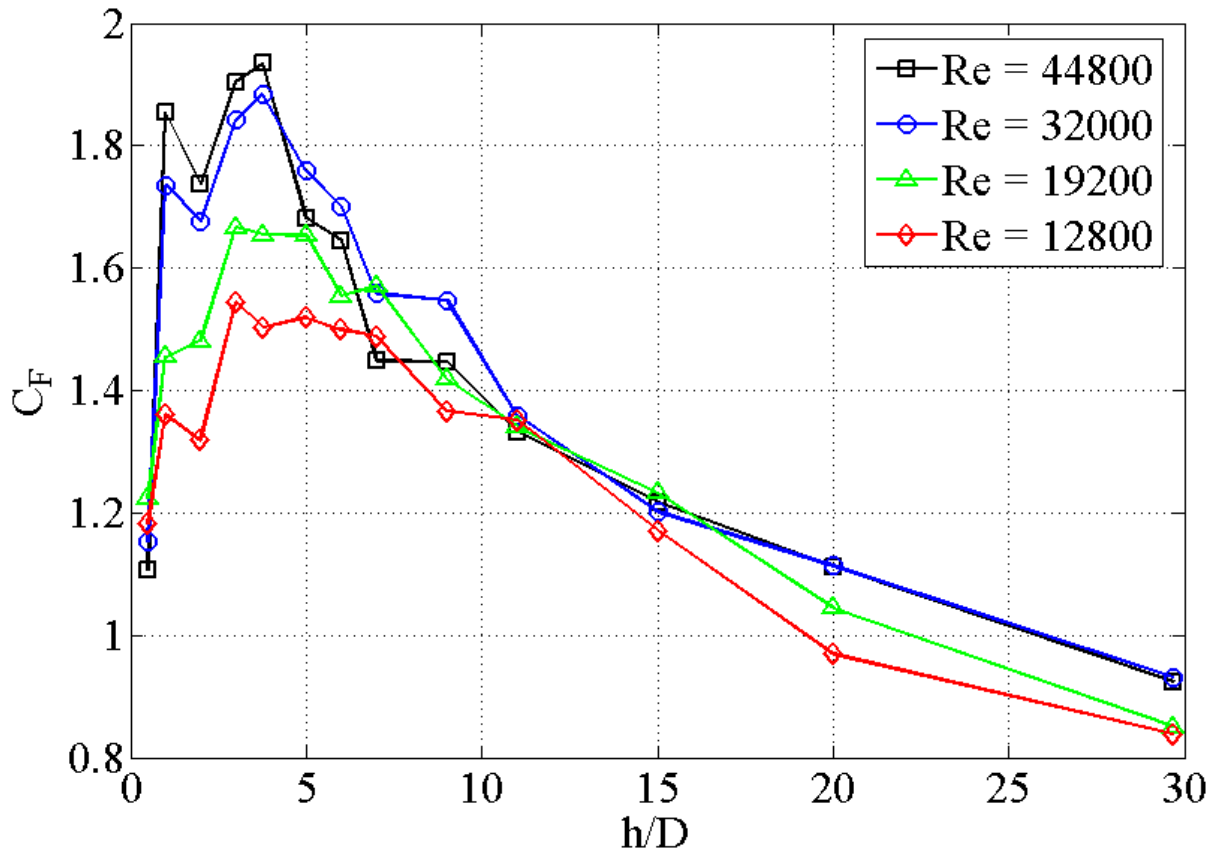


Fig. 185 Force d'impact en fonction de  $h/D$  ( $Re = 44800$ )

#### IV.3.4.d) Comparaison des configurations

La Fig. 186 regroupe l'évolution de la force d'une cellule en fonction de  $h/D$  pour les trois géométries à un nombre de Reynolds de 44800. La courbe de la géométrie a) est la seule à posséder une pente négative en proche paroi et atteint une valeur de force huit fois plus grande que celles des deux autres courbes. Ceci marque nettement l'influence du confinement sur l'évolution de la force d'une cellule. L'influence du confinement est présente jusqu'à  $4D$ . Après cette distance, toutes les géométries sont stabilisantes et possèdent des valeurs de force très proches. Cependant, entre  $1D$  et  $4D$ , la géométrie a) est la plus déstabilisante car elle possède la pente positive la plus forte. Les géométries b) et c) ont quant à elles un comportement très similaire quel que soit  $h/D$  elles deviennent quasiment confondues au-delà de  $4D$ . ceci peut être vu plus clairement sur la Fig. 187.

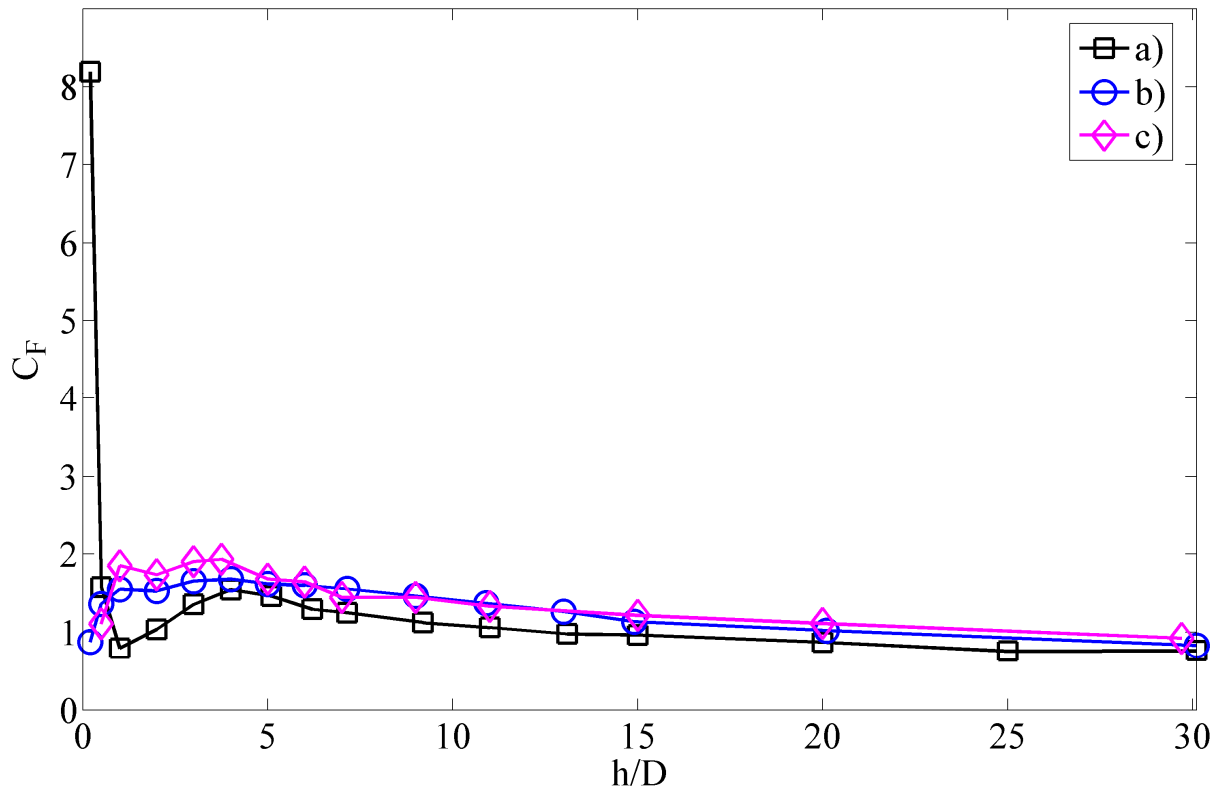


Fig. 186 Force d'impact des trois géométries de soufflage en fonction de h/D (Re = 44800)

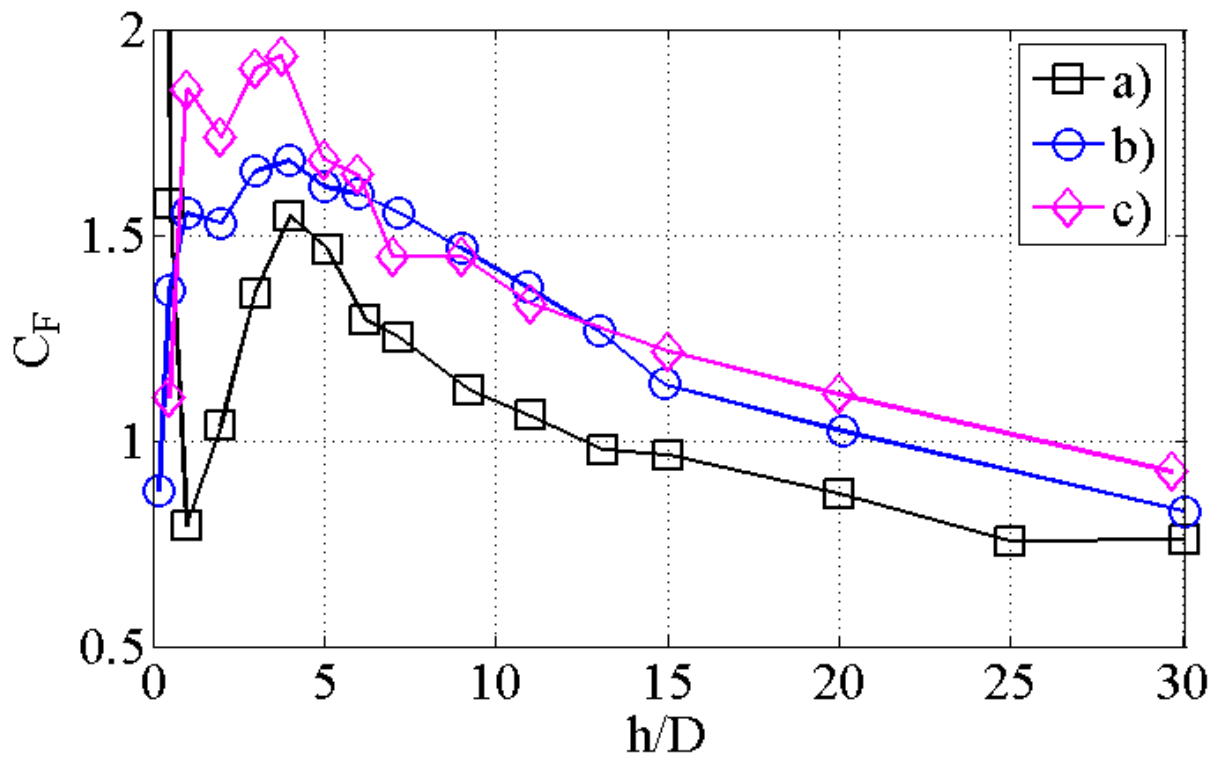
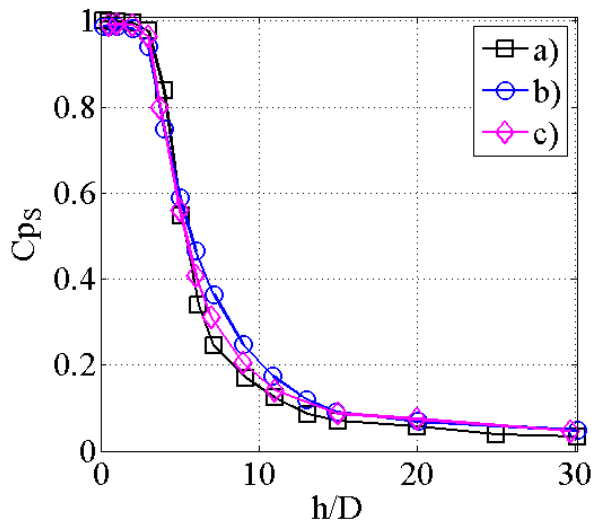


Fig. 187 Force d'impact des trois géométries de soufflage en fonction de h/D (Re = 44800)  
figure agrandie

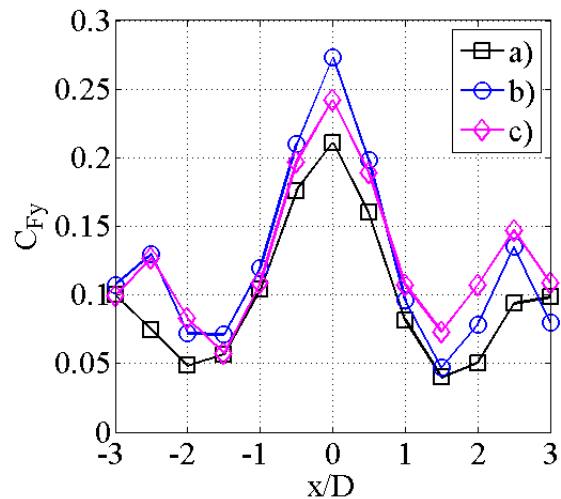


La **Fig. 188** présente l'évolution de  $C_{ps}$  en fonction de  $h/D$  pour les trois géométries. Si on compare ce résultat à la même évolution pour un jet isolé (voir **Fig. 162**), on constate un net changement de comportement pour la géométrie a). Il semblerait que la présence des six jets autour fournisse de l'énergie à son cœur potentiel qui le rend aussi long que celui des autres géométries. Ou alors ceux-ci ralentissent peut-être la diffusion du jet sur ses bords.

La **Fig. 189** compare l'évolution de  $C_{Fy}$  des trois géométries à une distance d'impact de  $6D$  (la plus proche de l'optimal thermique). Cette figure met en relief une différence importante de comportement entre  $x/D = \pm 2.5$  et  $x/D = \pm 3$  entre la géométrie a) et les deux autres. En effet, on peut remarquer que la géométrie a) finit sur une pente croissante aux bords de la cellule. Si on analyse les courbes des **Fig. 165** et **Fig. 166** on peut constater que c'est le cas quelle que soit la distance jet-plaque. Les courbes des géométries b) et c), possèdent quant à elles un pic secondaire en  $x/D = \pm 2.5$  et finissent sur une pente décroissante aux bords de la cellule. Ce comportement apparaît à des distances d'impact supérieures à  $4D$  pour ces deux géométries. A des distances d'impact inférieures, leur comportement est similaire à celui de la géométrie a).



**Fig. 188** Pression d'arrêt des trois géométries  
( $Re = 44800$ )



**Fig. 189** Distribution du coefficient de force  
( $h/D = 6$  et  $Re = 44800$ )

#### IV.3.4.e) Conclusions pour un ARN

Comme pour le cas des jets isolés, l'influence du nombre de Reynolds est plus marquée pour la géométrie c) que pour les deux autres, cependant il ne modifie pas la pente des courbes mais seulement leur intensité. Pour la géométrie b), le nombre de Reynolds décale le début du palier des courbes en proches paroi entre  $Re = 19200$  et  $Re = 32000$ , ce qui par conséquent modifie les intervalles de stabilité de bande. Enfin, sur la géométrie a) le nombre de Reynolds semble n'avoir aucune influence sur les courbes mis à part en  $h/D = 0.2$ .

Chaque géométrie possède un intervalle de distance d'impact dans lequel la pente de sa force d'impact est positive et place par conséquent la bande en position instable. Ces intervalles sont récapitulés dans les **Tableau 7**, **Tableau 8** et **Tableau 9**.

Géométrie a)				
Re =	12800	19200	32000	44800
Intervalles instables	[1D ; 4D]	[1D ; 4D]	[1D ; 4D]	[1D ; 4D]

Tableau 7 Récapitulatif des intervalles instables pour la géométrie a)

Géométrie b)				
Re =	12800	19200	32000	44800
Intervalles instables	[0.2D ; 4D]	[0.2D ; 4D]	[0.2D ; 4D]	[0.2D ; 1D] U [2D ; 4D]

Tableau 8 Récapitulatif des intervalles instables pour la géométrie b)

Géométrie c)				
Re =	12800	19200	32000	44800
Intervalles instables	[0.2D ; 1D] U [2D ; 3D]	[0.2D ; 1D] U [2D ; 3D]	[0.2D ; 1D] U [2D ; 4D]	[0.2D ; 1D] U [2D ; 4D]

Tableau 9 Récapitulatif des intervalles instables pour la géométrie c)

**Bilan :** Ces résultats peuvent être considérés comme étant assez représentatifs des efforts aérodynamiques d'une batterie de jets impactants une bande. Pour les appliquer au cas industriel il est nécessaire de multiplier les efforts par autant de jets qu'il y a dans une section de refroidissement. Ceci est vrai sauf aux bords. En effet ces résultats sont obtenus pour le cas d'un jet entouré de six autres avec une disposition hexagonale. Cependant aux bords de la plaque, le motif de sept jets n'est pas complet et implique par conséquent des efforts différents sur la bande. Dans ce cas précis qui est celui d'une bande impactée par des jets perpendiculaires, on peut considérer que ces effets sont minoritaires car une largeur de bande peut être impactée par plus de 30 jets sur sa largeur. Ainsi pour chaque ligne les deux jets placés aux extrémités ont une influence de 2/30 sur la stabilité totale de la bande. En admettant que leurs effets soient contraires à ceux qui ne sont pas placés aux bords, ceux-ci ne devraient donc pas modifier beaucoup le comportement statique global de la bande. Cependant ce raisonnement n'est plus valable si la bande possède une position angulaire différente de 90° par rapport aux jets.

### IV.3.5) Conclusions générales

Ce chapitre sur la caractérisation stationnaire des jets libres et impactants a tout d'abord permis de valider la conception du banc et termes de déplacements et de mesures. En effet, les mesures de pression obtenues concordent de façon cohérente avec les résultats que l'on peut trouver dans la littérature. La finesse de la grille de prises de pression s'est avérée tout à fait suffisante pour estimer la force d'impact avec une bonne précision et ce grâce à une forte concentration de prises sur une surface réduite grâce aux axes de symétrie du problème.

Les jets ont été caractérisés de façon quantitative ce qui a permis d'interpréter les différentes évolutions des efforts sur la plaque en fonction de la géométrie de soufflage et de déterminer des zones d'instabilité statiques en pompage.

L'influence de plusieurs paramètres est dorénavant mieux comprise :

**Le confinement** : Il augmente considérablement la force d'impact en très proche paroi et permet d'obtenir des configurations très stables à des distances d'impact inférieures à 1D. Cependant cette gamme de distances d'impact est trop éloignée de l'optimal thermique pour pouvoir être utilisée en industrie de façon rentable (mis à part ponctuellement sous forme de PAD).

**Le profil de vitesse du jet en sortie d'orifice** : L'influence de ce paramètre a pu être étudiée grâce à la comparaison entre les géométries b) et c). Un profil plat tel que celui de la géométrie c) en sortie de buse implique une force d'impact supérieure à celle d'un profil parabolique que celui de la géométrie b) pour des distances d'impact comprises entre 0.2D et 4D. Un tel profil implique aussi de plus grandes variations de forces en fonction de la distance jet-plaque dans les deux sens. Il peut donc renforcer la stabilité de bande ou bien renforcer son instabilité en fonction de la distance d'impact.

Les chapitres suivants font intervenir un facteur qui n'apparaît pas jusqu'à présent : l'angle d'impact. Conformément aux observations effectuées dans l'industrie ainsi qu'aux résultats antérieurs, l'angle est un paramètre très important dans la stabilité de bande.

#### IV.4) Références

- [1] GEORGE W.K, BEUTHER P.D., SHABBIR A. « Polynomial Calibrations For Hot Wires In Thermally Varying Flows» *Experimental Thermal And Fluid Science* 2 (1989) 230-235
- [2] DEO R.C. ET AL., « The Influence Of Nozzle-Exit Geometric Profile On Statistical Properties Of A Turbulent Plane Jet » *Experimental thermal and fluid science* (2007), doi: 10.1016/j.expthermflusci.2007.06.004
- [3] GAUNTNER J.W., LIVINGOOD J.N.B., HRYCAK P. « Survey Of Literature On Flow Characteristics Of A Single Turbulent Jet Impinging On A Flat Plate » *NASA TN D-5652 February 1970*
- [4] TU C. V., WOOD D. H., “Wall Pressure and Shear Stress Measurements Beneath an Impinging Jet” *Experimental Thermal And Fluid Science*, 1996, 13:364-373
- [5] ABDEL-FATTAH A. « Numerical And Experimental Study Of Turbulent Impinging Twin-Jet Flow » *Experimental Thermal And Fluid Science* 31 (2007) 1061-1072
- [6] OZMEN Y., “Confined Impinging Twin Air Jets At High Reynolds Numbers” *Exp. Therm. Fluid sci.* (2010), doi : 10.1016/j.expthermflusci.2010.10.006

# Chapitre V Aéroélasticité de la plaque en rotation

---

## V.1) Introduction générale

Dans les chapitres précédents les jets impactaient la plaque de façon perpendiculaire et seule la distance d'impact était modifiée. Dans celui-ci, la position angulaire de la plaque par rapport aux jets est variée de façon statique et dynamique. Cette variation d'angle modifie la distribution de pression pariétale de façon complexe car une même surface d'impact de référence possède différentes zones qui ont chacune leur comportement propre. La stabilité globale d'une bande est ainsi liée à une accumulation de phénomènes de très petite échelle par rapport à son envergure globale. Comme il a été vu précédemment, la topologie de l'écoulement pariétal d'une batterie de jets impactants est très liée à la distance d'impact. L'influence de la position angulaire de la plaque sur sa stabilité est donc différente en fonction de cette distance et ces deux paramètres doivent être étudiés conjointement.

Toute l'étude présentée dans ce chapitre respecte l'hypothèse de petits déplacements. Ainsi seuls de petits écarts de position angulaire de la plaque sont observés. Les différents post traitements utilisés ont été adaptés et développés pour correspondre au mieux au type d'essai et au résultat recherché. Ainsi, même si les analyses quasi statiques ne correspondent qu'à un point particulier de l'analyse dynamique pour lequel la fréquence d'oscillation de la plaque est nulle, on différenciera souvent les cas où  $f_p = 0$  de ceux où  $f_p \neq 0$  car la méthodologie de mesure et de post traitement utilisée est différente.

Tout au long de ce chapitre un effort sera porté sur la possibilité d'extrapolation des résultats à l'échelle d'une bande entière, malgré le caractère très local de l'étude. La vision globale du phénomène doit à tout moment être gardée en tête lors de la lecture. Même si les dimensions du banc ont été réduites au minimum pour minimiser le coût en capteurs de pression, les symétries, et motifs répétitifs d'une section de refroidissement permettent d'extrapoler les résultats locaux sur la globalité de la bande. Les limites du banc seront néanmoins exposées clairement dans une perspective d'amélioration future.

### V.1.1) Mise en place des essais dynamiques

Lors des essais dynamiques il est nécessaire que la plaque ait un mouvement angulaire dont l'amplitude est centrée par rapport à l'axe  $x$ . Le centrage du mouvement doit souvent être recalé en début d'acquisition dynamique à cause de la longue durée des essais et de l'importante inertie du système en rotation qui a tendance à dérégler le montage. Le réglage se fait en réajustant la longueur de bielle, ce qui permet d'assurer que la plaque est à  $0^\circ$  lorsque la bielle est à  $0^\circ$  ou  $180^\circ$ . L'amplitude angulaire est fixée à  $\pm 2,72^\circ$  avec une incertitude de l'ordre de  $\pm 0,05^\circ$ . (voir **Fig. 190**)

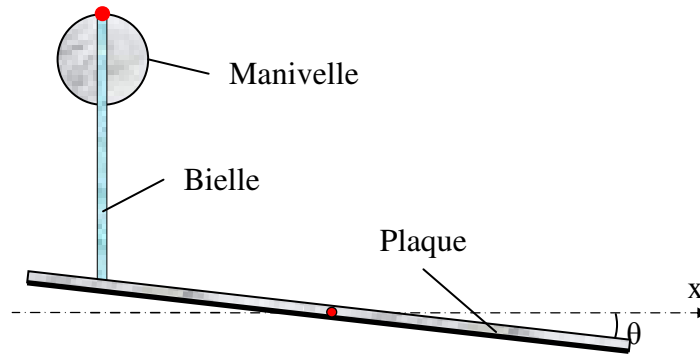


Fig. 190 Mise en place de la bielle à sa bonne longueur

Les prises de pression doivent être centrées de la même façon que lors des impacts perpendiculaires, tel que cela a été décrit au chapitre précédent. Cependant une contrainte supplémentaire vient s'y ajouter : l'axe de rotation de la plaque doit être positionné de façon précise par rapport aux jets et aux prises de pression. Ce centrage a été fait lors de la phase de validation du banc mais les différents jeux qui s'établissent lors des essais lui imposent d'être refait avant chaque campagne pour plus de précision. Comme il a été vu lors de la description du banc au chapitre III, l'axe de rotation de la plaque est immatériel. Lors du centrage de la rotation, on le rend visible à l'aide d'un fil à plomb fixé sur le palier de rotation qui maintient la plaque (voir Fig. 191). Puis à l'aide d'une équerre, on aligne le centre du jet avec le fil et la prise de pression centrale. En faisant ensuite un offset électronique sur les voies de mesure de déplacement de la plaque et du châssis, la position centrée est enregistrée pour toute la campagne d'essai.

Il est important de noter également que durant la rotation de la plaque, sa verticalité doit être encore plus surveillée que pour les essais précédents. En effet, les prises de pression ne sont disposées que pour mesurer la moitié du jet, de fait, si la plaque penche vers l'avant ou l'arrière, celles-ci mesureront alternativement plus et moins que la moitié du jet en fonction de la position de la plaque. Cet effet étant doublé ensuite par le post traitement peut nuire à la bonne représentativité des mesures et la symétrie par rapport à l'axe x est rompue.

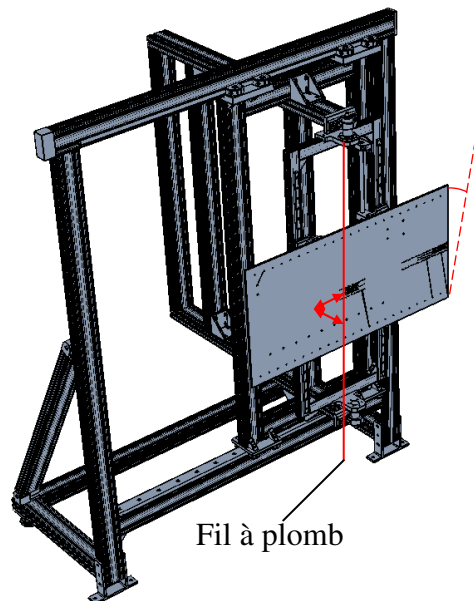


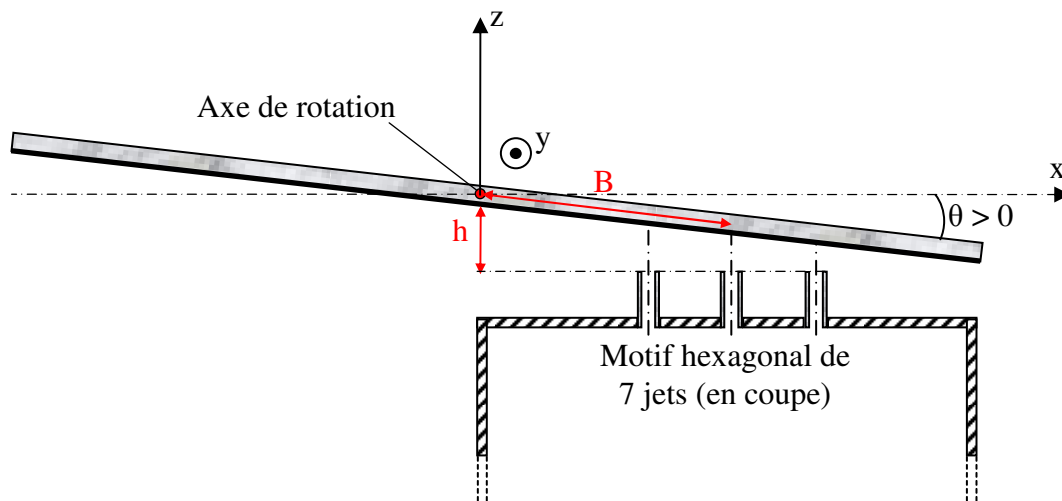
Fig. 191 Positionnement du banc pour les essais de rotation dynamique

La mise en rotation de la plaque est effectuée au dernier moment juste avant l'acquisition. Le variateur du moteur permet de fixer sa vitesse de rotation qui, divisée par le rapport de réduction du motoréducteur permet d'évaluer la fréquence d'oscillation de la plaque. La répétabilité du moteur en fréquence est excellente au centième de Hertz près, de même que la stabilité et l'homogénéité de mouvement dans le temps.

## I.1.2) Définition des grandeurs

### I.1.2.a) Moments

Lorsque la bande oscille, la distance d'impact  $h$  devient définie par la distance selon l'axe  $z$  entre la sortie des buses et la plaque au niveau de son axe de rotation (voir **Fig. 192**). Lors des oscillations,  $h$  correspond ainsi à la distance d'impact moyenne de la plaque. La distance  $B$  désigne l'écart entre le point d'arrêt du jet central et l'axe de rotation elle correspond au bras de levier des moments aérodynamiques.



**Fig. 192** Inclinaison de la plaque par rapport aux jets

La distance à l'axe de rotation diffère selon les prises de pression, ainsi chaque colonne de la grille possède un bras de levier propre. La grille de prises de pression ayant 13 colonnes et  $B$  désignant l'abscisse de la colonne centrale, les autres ont une abscisse de :

$$x_j = B + j.dx \quad (V.1.1)$$

où  $j$  désigne l'indice de la colonne, centré au milieu de la surface instrumentée et est compris entre -6 et +6 (voir **Fig. 193**).

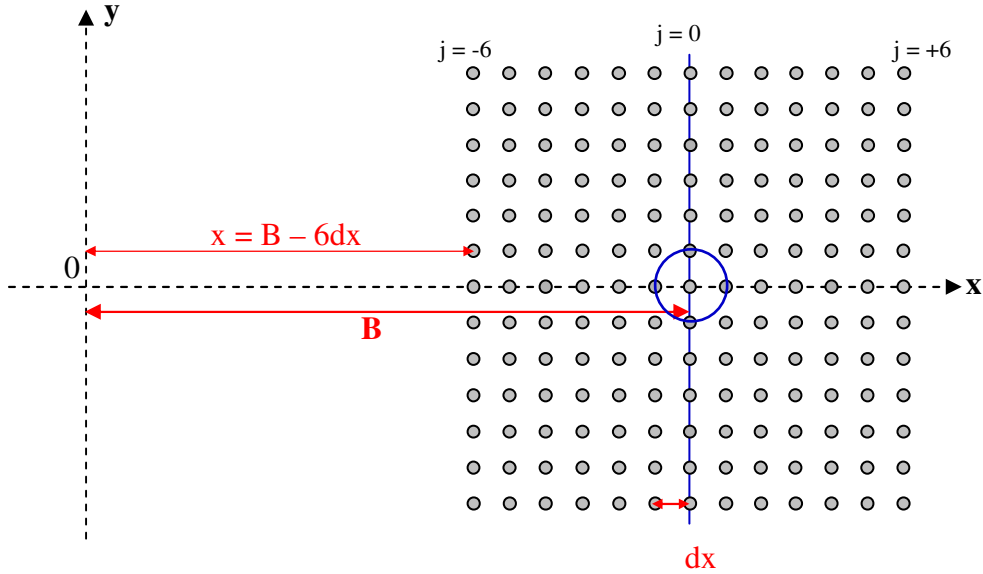


Fig. 193 Bras de levier des prises de pression sur la plaque

On définit ainsi un petit élément de moment  $dM_{ij}(t)$  correspondant à la force aérodynamique qui s'applique sur la surface ( $dS = dx^2$ ) multipliée par son bras de levier  $x_j$  tel que :

$$dM_{ij}(t) = x_j \cdot p_{ij}(t) \cdot dS \quad (\text{V.1.2})$$

On l'adimensionne sous forme de coefficient de moment de la façon suivante:

$$dC_{mij}(t) = \frac{dM_{ij}(t)}{M_0} \quad (\text{V.1.3})$$

où  $M_0$  vaut :

$$M_0 = \rho_a \cdot U_{0,c}^2 \cdot S_{\text{jet}} \cdot D = F_0 \cdot D \quad (\text{V.1.4})$$

Ce qui mène à :

$$dC_{mij}(t) = \frac{x_j \cdot p_{ij}(t) \cdot dS}{\rho_a U_{0,c}^2 S_{\text{jet}} \cdot D} = \frac{dC_{Fij} \cdot x_j}{D} \quad (\text{V.1.5})$$

Ainsi, par analogie avec la matrice  $M_F$  qui rassemble les moyennes temporelles des coefficients de force (voir §IV.3.4) on définit la matrice des moyennes temporelles des moments aérodynamiques adimensionnels sur la plaque telle que :

$$\mathbf{M}_M = \left\{ \begin{array}{cccc} dC_{M1,1} & \dots & \dots & dC_{M7;13} \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ dC_{M13;1} & \dots & \dots & dC_{M13;13} \end{array} \right\} \quad (\text{V.1.6})$$

avec :

$$dC_{M_{i,j}} = \frac{1}{N_{\text{ech}}} \sum_{t=1}^{t=T_{\text{aq}}} dC_{m_{i,j}}(t) = \langle dC_{m_{i,j}}(t) \rangle \quad (\text{V.1.7})$$

Ces moments sont indispensables dans l'analyse de la stabilité de la bande en rotation. Tout comme pour la matrice des distributions de force  $\mathbf{M}_F$ , la matrice de distribution des moments sera sommée par colonnes afin d'observer plus facilement leur évolution selon l'axe  $x$ . On définit ainsi :

$$C_{M_y}(x) = \sum_{i=1}^{13} dC_{M_{ij}} \quad (\text{V.1.8})$$

#### V.1.1.a.1) Raideurs et amortissements aéroélastiques

En cohérence avec les choix d'adimensionalisation des efforts et des couples effectués jusqu'à présent, on définit le moment aéroélastique local de la façon suivante :

$$M_{ij}(t) = \rho_a U_{0,c}^2 S_{\text{jet}} D \cdot \left[ C_{\text{raid}_{ij}} \cdot \theta(t) + C_{\text{am}_{ij}} \cdot \frac{\dot{\theta}(t)}{\omega_0} \right] \quad (\text{V.1.9})$$

Les coefficients sans dimension des couples aéroélastiques de déplacement et de vitesse  $C_{\text{raid}}$  et  $C_{\text{am}}$  sont les équivalents de  $F'$  et  $F''$  utilisés par **Regardin et al. (réf. [1])**. Il sera vu au §V.3.7) comment exprimer les uns en fonction des autres afin de pouvoir les comparer. Les couples de raideur et d'amortissement aéroélastiques locaux sont donc définis ainsi :

$$K_{\text{aero}_{ij}} = \rho_a U_{0,c}^2 S_{\text{jet}} \cdot D \cdot C_{\text{raid}_{ij}} \quad (\text{V.1.10})$$

(Couple de raideur aéroélastique local)

et

$$C_{\text{aero}_{ij}} = -\rho_a U_{0,c}^2 S_{\text{jet}} \cdot D \cdot \frac{C_{\text{am}_{ij}}}{\omega_0} \quad (\text{V.1.11})$$

(Couple amortissant aéroélastique local)

Si l'on adimensionalise l'expression (V.1.9) par  $M_0$  on trouve :

$$C_{M_{ij}}(t) = C_{\text{raid}_{ij}} \cdot \theta(t) + C_{\text{am}_{ij}} \cdot \frac{\dot{\theta}(t)}{\omega_0} \quad (\text{V.1.12})$$



Par conséquent les couples de raideur et d'amortissement aéroélastiques adimensionnels locaux correspondent respectivement à  $C_{\text{raid};ij}$  et  $-\frac{C_{\text{am};ij}}{\omega_0}$ . Par analogie à la définition de la fonction de transfert de l'expression (II.4.40) du chapitre II, la fonction de transfert adimensionnelle locale entre les moments aérodynamiques et la position angulaire de la plaque a l'expression suivante :

$$Q_{ij} = \frac{\overline{C}_{Mij}}{\theta} \cdot e^{\varphi_{ij}} = C_{\text{raid};ij} + iC_{\text{am};ij} \quad (\text{V.1.13})$$

Ceci montre que les coefficients aéroélastiques adimensionnels correspondent aux parties réelles et imaginaires des fonctions de transferts locales. Ces coefficients étant sans dimensions nous n'étudierons que leur signe pour analyser la stabilité de la plaque.

On définit de la même façon les coefficients aéroélastiques des efforts par la fonction de transfert suivante :

$$Q_{Fij} = \frac{\overline{C}_{Fij}}{\theta} \cdot e^{\varphi_{ij}} = C_{\text{raid};ij}^* + iC_{\text{am};ij}^* \quad (\text{V.1.14})$$

### I.1.3) Convention des signes sur la stabilité de plaque

Cette convention des signes est essentielle pour pouvoir étudier la stabilité plaque. Le but de ce paragraphe est de définir le signe de chaque grandeur afin de pouvoir schématiser un diagramme de phase délimitant les zones stables et instables de la plaque.

On définit tout d'abord le signe de la position angulaire de la plaque. On le choisit positif lorsque la plaque s'approche des buses du côté des  $x$  positifs et négatif lorsqu'elle s'en éloigne (voir Fig. 194).

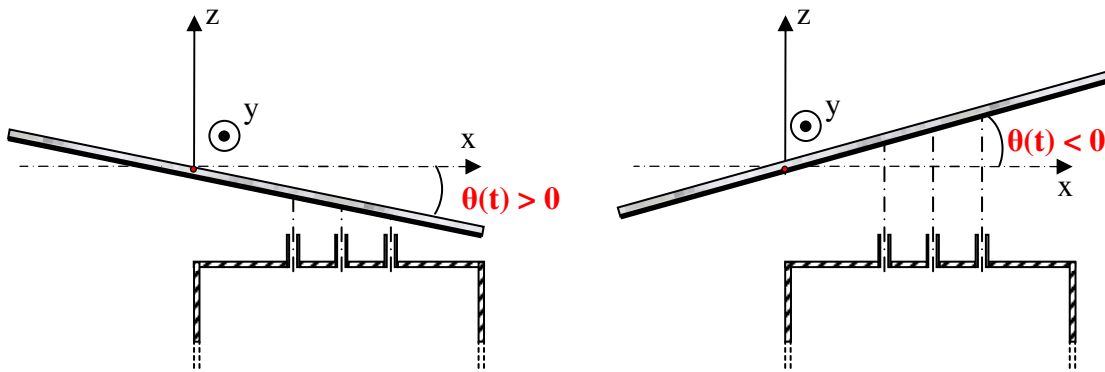


Fig. 194 Signe de la position angulaire de la plaque

#### I.1.3.a) Cas statique

Lors d'une approche statique on se penche exclusivement sur l'étude du couple de raideur aéroélastique. Celui-ci dépend uniquement de la position de la plaque. Il peut agir comme un ressort de torsion qui tend à ramener la plaque vers sa position d'équilibre ou à l'inverse la repousser et tendre à l'en éloigner. Le fait d'étudier de petites variations de positions angulaires permet d'étudier des phénomènes linéaires. Observons deux cas distincts :

Premier cas : L'impact du motif de jets est centré sur l'axe de rotation. Dans ce cas, le couple aérodynamique est nul lorsque  $\theta = 0$  puisque les efforts sont symétriques par rapport à l'axe de rotation. Sa variation en fonction de  $\theta$  est donc une droite soit croissante, soit décroissante. On peut donc définir le couple de raideur ainsi :

$$K_{\text{aero}} = \frac{dM_{Oy}}{d\theta} \quad (\text{V.1.15})$$

Donc sous forme adimensionnelle, on a :

$$C_{\text{raid}} = \frac{dC_M}{d\theta} \quad (\text{V.1.16})$$

La raideur aéroélastique correspond à la pente de variation du moment aérodynamique en fonction de  $\theta$ . Son signe permet de définir la stabilité statique de la plaque. Si  $C_{\text{raid}}$  est positif les jets agissent comme un ressort de torsion qui tend à ramener la plaque vers sa position d'équilibre. Si en revanche  $C_{\text{raid}}$  est négatif, les jets ont tendance à repousser la plaque loin de sa position d'équilibre à sa moindre variation angulaire.

Lors d'une approche statique la phase entre le couple aérodynamique et la position angulaire de la plaque ne peut valoir que  $0^\circ$  (le couple et l'angle augmentent conjointement) ou  $180^\circ$  (le couple augmente lorsque l'angle diminue et vice versa). En d'autres termes un moment stabilisant est en phase avec la position angulaire de la plaque, ce qui correspond à  $\varphi = 0^\circ$ . A l'inverse, un moment déstabilisant est en contre-phase avec la position angulaire soit  $\varphi = 180^\circ$ . Ainsi, d'un point de vue mathématique une approche statique ne porte que sur la partie réelle de la fonction de transfert.

En pratique on mesure le moment aérodynamique à deux positions angulaires de la plaque  $\theta_1$  et  $\theta_2$  telles que  $\theta_1 > \theta_2$ , puis on calcule le couple de raideur aéroélastique (adimensionnel) tel que :

$$C_{\text{raid}} = \frac{C_M(\theta_1) - C_M(\theta_2)}{\theta_1 - \theta_2} \quad (\text{V.1.17})$$

Deuxième cas : L'impact du motif de jets n'est pas centré sur l'axe de rotation de la plaque. Par conséquent lorsque  $\theta = 0$ , le moment aérodynamique de l'impact n'est pas nul mais égal à la force d'impact multipliée par sa distance à l'axe. Cependant, ce moment à incidence nulle n'intervient pas dans la définition de la raideur. Pour chaque position angulaire, on décompose donc le coefficient de moment  $C_M$  de la façon suivante :

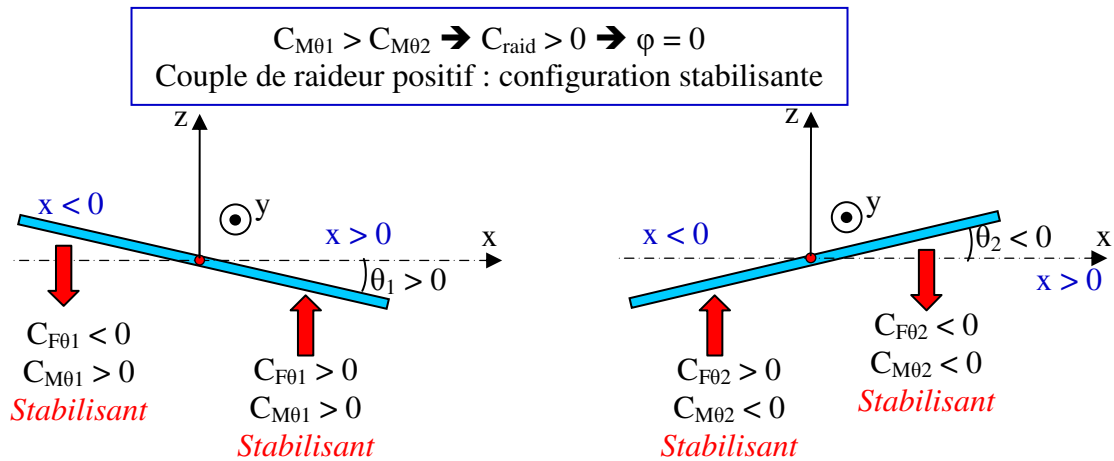
$$C_M = C_{M_m} + C_{M\theta} \quad (\text{V.1.18})$$

$C_{M_m}$  correspond à la valeur de  $C_M$  à incidence de plaque nulle et  $C_{M\theta}$  à la variation de  $C_M$  entre  $\theta = 0$  et l'incidence de la plaque.  $C_{M\theta}$  est donc l'information pertinente à déterminer lors d'une étude statique. Pour l'obtenir il est nécessaire auparavant de mesurer la valeur de  $C_{M_m}$  en plaçant la plaque à incidence nulle, puis de la retrancher à  $C_M$  à celle des autres incidences.

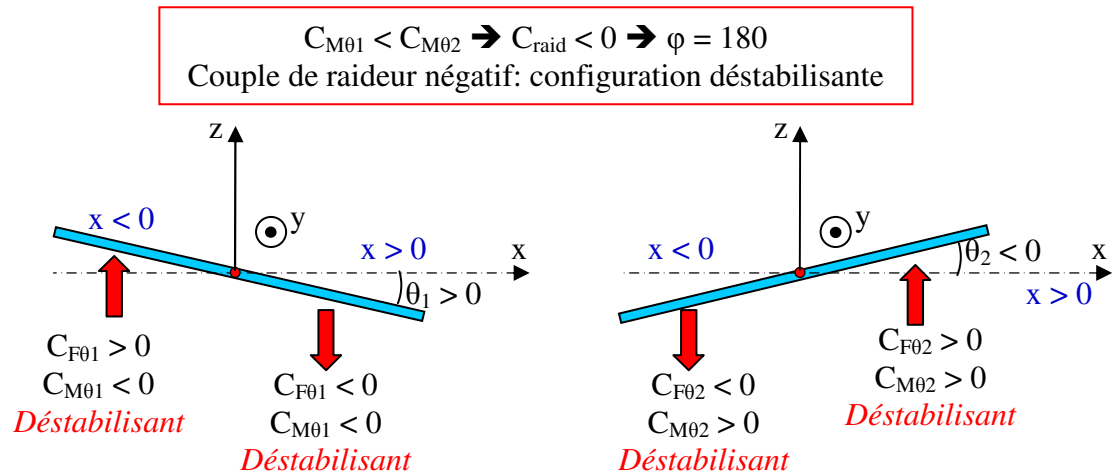
On peut ainsi évaluer le couple de raideur aéroélastique de façon simple en mesurant le moment aérodynamique successivement à deux positions angulaires de la plaque  $\theta_1$  puis  $\theta_2$  telles que  $\theta_2 = -\theta_1$ . On définit donc le couple de raideur adimensionnel ainsi :

$$C_{\text{raid}} = \frac{C_{M\theta_1} - C_{M\theta_2}}{\theta_1 - \theta_2} \quad (\text{V.1.19})$$

On note que la valeur de  $C_{M\theta}(\theta = 0)$  est toujours nulle. Afin de résumer cette convention des signes, la **Fig. 195** schématise une configuration stable et la **Fig. 196** montre une configuration instable. Ces deux schémas montrent également des forces d'impact (sous forme adimensionnelles  $C_F$ ). Bien qu'elles n'aient pas été évoquées auparavant dans ce paragraphe, les forces aérodynamiques aident à la compréhension dans l'analyse de stabilité en fonction de leur signe et de leur lieu d'application.



**Fig. 195** Schéma d'une configuration stabilisante



**Fig. 196** Schéma d'une configuration déstabilisante

Enfin, il est nécessaire de se remémorer que le couple de raideur global induit par les jets sur la plaque est obtenu par intégration de couples de raideur locaux. Ainsi localement (au sein d'une cellule) on peut observer des raideurs différentes cependant seul le signe de l'intégrale importe dans la stabilité globale de la bande.

On peut également étudier la stabilité statique de la bande par une approche quasi statique qui consiste à faire osciller la plaque à une fréquence tellement faible que l'on considère que l'amortissement ajouté par les jets est négligeable. Par conséquent comme pour le cas parfaitement statique, les couples ne peuvent être qu'en phase ou contre phase avec le

mouvement de la plaque selon le caractère stable ou instable de la configuration. Avec cette approche on calcule le couple de raideur aéroélastique par fonction de transfert comme cela est décrit au §V.2.1.b).

### V.1.1.b) Cas dynamique

On définit maintenant le signe de l'amortissement lorsque la plaque est en oscillations ( $f_p \neq 0$ ). La pente du moment aérodynamique en fonction de la vitesse angulaire de la plaque est définie par :

$$\omega_0 C_{\text{aero}} = \frac{dM_{Oy}}{d\dot{\theta}} \quad (\text{V.1.20})$$

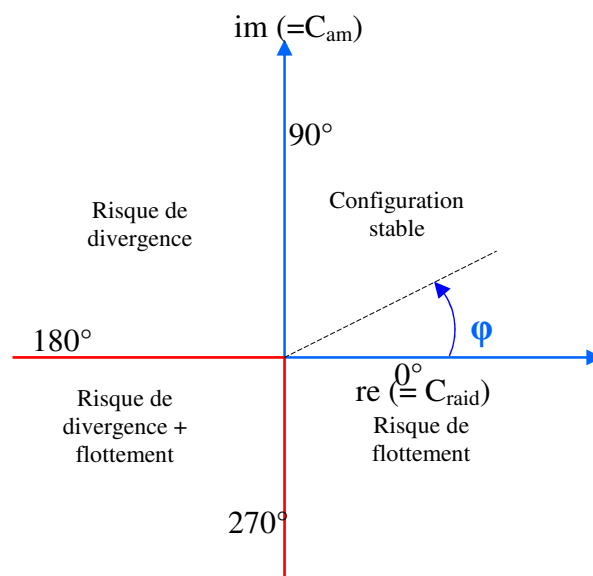
Donc sous forme adimensionnelle :

$$C_2 = \frac{dC_M}{d\dot{\theta}} \quad (\text{V.1.21})$$

Imaginons par exemple un moment aérodynamique exactement en phase avec la vitesse angulaire de la plaque  $\dot{\theta}(t)$ , donc en quadrature de phase avec  $\theta(t)$ . Si la quadrature est à  $90^\circ$ , le moment augmente lorsque la plaque accélère vers les buses et diminue lorsque la plaque accélère en direction inverse des buses. Le moment s'oppose donc au mouvement en l'amortissant. Ceci correspond à  $C_{\text{am}} > 0$ .

L'effet est inverse si la quadrature de phase est à  $270^\circ$  : l'aérodynamique des jets crée alors un amortissement négatif susceptible si celui-ci est important d'annuler l'amortissement structural de la bande et de créer un flottement. Ce dernier cas correspond à  $C_{\text{am}} < 0$ .

Ces conventions permettent de déterminer des domaines de stabilité de plaque en fonction de la phase des fonctions de transfert. Ces domaines sont schématisés sur la **Fig. 197**.



**Fig. 197** Différentes configurations de stabilité de bande en fonction de  $\varphi$

Le signe de chaque grandeur utilisée est donc crucial pour analyser la stabilité de bande et le post traitement des mesures doit en tenir compte.

## V.2) Calcul des fonctions de transfert aéroélastiques

Le post traitement des mesures calcule les fonctions de transferts aéroélastiques locales et globales de chaque essai en utilisant deux méthodes pour assurer leur validité. La première utilise les FFT des signaux et la deuxième est une identification par moindres carrés.

### V.2.1) Calcul par FFT (Fast Fourier Transform)

#### V.2.1.a) Paramètres d'acquisition

Le calcul d'une fonction de transfert par le biais de FFT est très simple et presque immédiat. Il est toutefois nécessaire de choisir pertinemment les paramètres d'acquisition afin d'optimiser l'utilisation de cet outil et d'obtenir des résultats fiables.

Le temps d'acquisition ( $T_{aq}$ ) doit être suffisamment long pour que le signal mesuré contienne un nombre important de périodes d'oscillation de la plaque. Un bloc suffisamment représentatif du mouvement contient environ 50 périodes. Pour améliorer la précision de mesure, des moyennes de résultats obtenus avec plusieurs blocs sont nécessaires. Le temps d'acquisition est ainsi fixé à un minimum de 300 périodes d'oscillation de la plaque.

La fréquence d'acquisition ( $f_{aq}$ ) est quant à elle variée en fonction des essais afin d'obtenir au final toujours le même nombre d'échantillons, tout en prenant bien soin que la condition de Shannon soit largement respectée. Les signaux de pression pouvant être très bruités, notamment par la turbulence des jets loin du point d'arrêt, la fréquence d'acquisition est généralement fixée largement au dessus de la fréquence de la plaque.

Le nombre d'échantillons  $N_{ech}$  doit toujours être une puissance de 2 pour optimiser les algorithmes qui définissent la fonction FFT. Pour cette étude, le nombre d'échantillon par voie est maintenu constant et égal à 16384 ( $= 2^{14}$ ), soit un total de 1 622 016 points sur les 99 voies. Cet important nombre d'échantillons utilise pleinement les capacités de l'ordinateur d'acquisition, la puissance de 2 suivante faisant saturer sa mémoire vive.

Lorsque la fréquence de plaque est variée,  $f_{aq}$  et  $T_{aq}$  sont redéfinis dans le but de garder dans le même ordre de grandeur le nombre de points par période et le nombre de périodes totales mesurées. Le **Tableau 10** montre les paramètres utilisés pour quelques fréquences d'oscillation différentes.

fp (Hz)	faq (Hz)	Taq (s)	Nbre de périodes	Nech	Nbre de points par période
0.15	8	2048	307.2	16384	53.3
1	32	256	512	16384	32
2	64	512	512	16384	32
3	128	128	384	16384	42.67
3.66	128	128	468.48	16384	34.97

**Tableau 10 Paramètres d'acquisition**

Au delà de 3,66 Hz, les oscillations de plaque engendrent des vibrations considérables du banc et la plaque instrumentée se déforme à cause de son inertie propre et l'amplitude de son

mouvement augmente. Cette fréquence représente par conséquent la limite supérieure d'utilisation du banc. En revanche certains essais présentés par la suite ont été effectués à sa fréquence minimale qui est de 0,053 Hz (essais quasi statiques). Pour ces cas précis, le temps d'acquisition a été maintenu à 2048 s ( $\approx 34$  min) pour éviter des temps d'essai trop longs. Ceci équivaut à 107.8 périodes d'oscillations.

Ces paramètres d'acquisition permettent d'obtenir une très bonne définition en fréquence en fixant simplement la taille de FFT telle que :

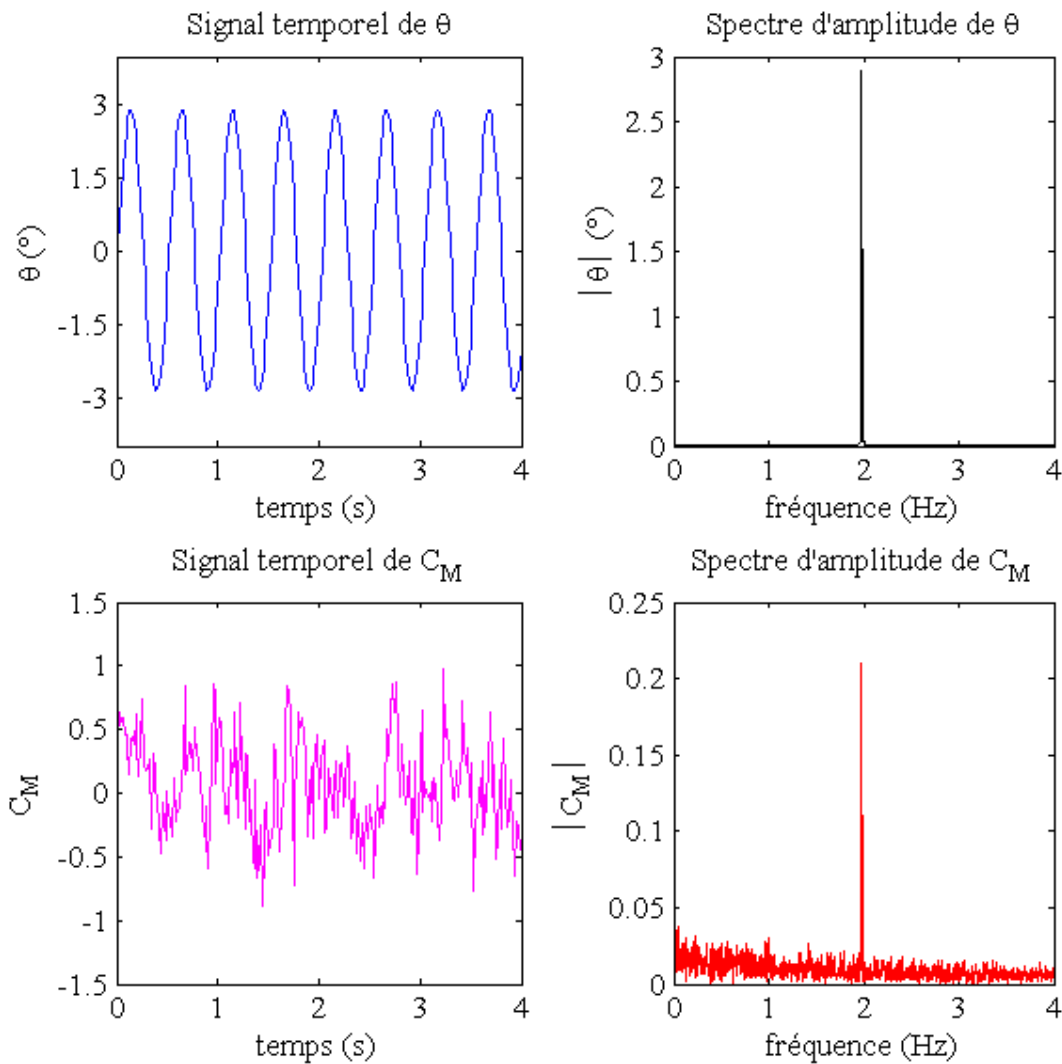
$$nfft = N_{ech} \quad (V.2.1)$$

On a donc un pas fréquentiel de

$$df = faq/nfft \quad (V.2.2)$$

Ceci fixe en général  $df$  de l'ordre de 0.001 Hz. Le grand nombre de périodes mesurées permet également d'amoindrir les erreurs de périodicité dues au début et à la fin du signal. Aussi les fenêtrages (de type « hanning » par exemple) ne modifient-ils pas les résultats.

La **Fig. 198** montre les signaux temporels de  $\theta(t)$  et de  $C_M(t)$  ainsi que leur spectre d'amplitude pour  $f_p = 1,98$  Hz avec les paramètres d'acquisition présentés ci dessus. Le signal de  $C_M(t)$  est très bruité cependant il présente tout de même un pic très prononcé à  $f = f_p$ . C'est à cette fréquence précise que la fonction de transfert est calculée afin d'en obtenir l'amplitude et la phase. Il est évidemment crucial d'effectuer exactement le même traitement pour  $\theta(t)$  et  $C_M(t)$ .



**Fig. 198** Signaux temporels et spectres d'amplitude de  $\theta(t)$  et  $C_M(t)$  avec les paramètres d'acquisitions standards pour  $f_p = 1,98$  Hz

### V.2.1.b) Post-traitement par FFT

Ce sous paragraphe décrit le calcul des fonctions de transfert aéroélastiques à partir des mesures pour les essais dynamiques ( $f_p \neq 0$ ). Le post traitement des mesures commence par l'identification de la fréquence d'oscillation de la plaque. Pour ceci on utilise le signal de  $\theta(t)$  qui sert de référence de phase. La détection du pic de fréquence (qui est la valeur maximale du signal fréquentiel) permet d'identifier la fréquence à laquelle il est localisé dans le vecteur de FFT( $\theta$ ) (voir **Fig. 198**). Les signaux des capteurs de pression ayant exactement le même nombre d'échantillon que ceux de  $\theta$ , et étant traités exactement de la même façon, on établit immédiatement à quel numéro d'échantillon correspond cette fréquence. Les fonctions de transfert aéroélastiques sont ensuite calculées à cette fréquence. On utilise pour ceci une boucle numérique qui calcule les fonctions de transferts aéroélastiques de force ( $Q_{Fij}(f_p)$ ) et de moment ( $Q_{Mij}(f_p)$ ) pour tous les capteurs de la grille de prise de pression soit pour  $i$  et  $j$  allant tous deux de 1 à 13. Ainsi à chaque itération de cette boucle qui correspond au traitement d'un signal, le calcul suivant est effectué :

$$\left\{ \begin{aligned} Q_{Mij} &= \frac{\text{FFT}(dC_{Mij}(t))}{\text{FFT}(\theta(t))} = \frac{\overline{C}_{Mij}}{\overline{\theta}} \cdot e^{\varphi(C_{Mij})} = \underbrace{C_{raidij}}_{re_{Mij}} + i \underbrace{C_{amij}}_{im_{Mij}} \end{aligned} \right. \quad (V.2.3)$$

$$\left\{ \begin{aligned} Q_{Fij} &= \frac{\text{FFT}(dC_{Fij}(t))}{\text{FFT}(\theta(t))} = \frac{\overline{C}_{Fij}}{\overline{\theta}} \cdot e^{\varphi(C_{Fij})} = \underbrace{C_{raidij}^*}_{re_{Fij}} + i \underbrace{C_{amij}^*}_{im_{Fij}} \end{aligned} \right. \quad (V.2.4)$$

Les raideurs et amortissements ainsi adimensionnalisés sont des coefficients aéroélastiques sans dimension. Dans les notations, on distingue les coefficients de force à ceux des moments par une étoile (\*). On obtient donc grâce à ce calcul les raideurs et amortissements aéroélastiques, sous forme adimensionnelles localisées autour de chaque prise de pression qui correspondent respectivement aux parties réelles et imaginaires des fonctions de transfert.

L'étalonnage dynamique des capteurs de pression (décrit au **Chapitre III**) nous indique que le circuit vinyle-capteur impose au signal un déphasage qui doit donc être supprimé. Le gain induit est quant à lui très faible dans la gamme de fréquence utilisée ([0Hz ; 4Hz]) et est négligé. On sait donc que le déphasage  $\varphi_I$  induit par le montage est de :

$$\varphi_I = 2.0472.f_p \quad (V.2.5)$$

On corrige donc la phase de chaque fonction de transfert à chaque itération tout en maintenant leur amplitude constante. La phase corrigée  $\varphi_C$  est ainsi déterminée simplement de la façon suivante :

$$\varphi_C = \varphi - \varphi_I = \varphi - 2.0472.f_p \quad (V.2.6)$$

A partir de cette correction, les parties réelles et imaginaires des fonctions de transfert sont recalculées par :

$$\left\{ \begin{aligned} re_C &= \frac{-\overline{Q}}{\sqrt{1 + \tan^2 \varphi_C}} && \textit{Partie réelle corrigée} \end{aligned} \right. \quad (V.2.7)$$

$$\left\{ \begin{aligned} im_C &= \frac{-\overline{Q} \tan \varphi_C}{\sqrt{1 + \tan^2 \varphi_C}} && \textit{Partie imaginaire corrigée} \end{aligned} \right. \quad (V.2.8)$$

La **Fig. 199** schématise la correction du signal en phase.



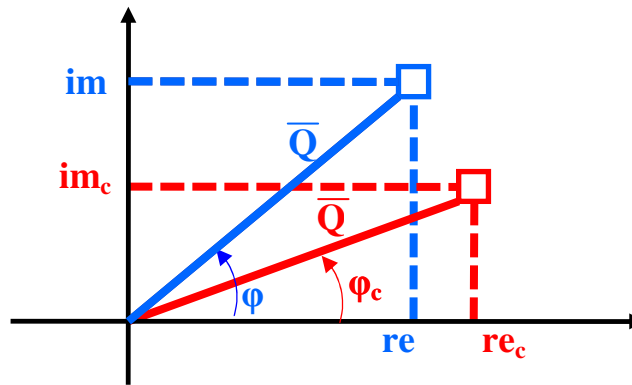


Fig. 199 Schéma de la correction du signal en phase

Une attention particulière est accordée au signe et à la valeur de la phase car ceux-ci varient en fonction de la fonction Matlab utilisé. La phase est en effet définie par une fonction arctangente telle que :

$$\varphi = \text{Arc tan}\left(\frac{\text{im}}{\text{re}}\right) \quad (\text{V.2.9})$$

Or la fonction tangente étant périodique de période  $2\pi$ , plusieurs valeurs différentes peuvent être obtenues si l'on ne prend pas garde à chaque fois au signe de re et im. Aussi sa valeur exacte est-elle définie après avoir subi une série de tests « if » qui vérifie sa cohérence en fonction du signe de re et im.

De plus la phase doit satisfaire la convention de signes définie c'est-à-dire que, l'angle étant la référence, si les signaux aérodynamiques sont en retard, la phase est positive et va jusqu'à  $360^\circ$  (cela sera détaillé au §(I.1.3))

En fin de boucle, les parties réelles et imaginaires de moments et forces sont stockés dans les matrices suivantes :

$$\text{MK}_{\text{Faero}} = \left\{ \begin{bmatrix} C_{\text{raid}1;1}^* & \dots & \dots & C_{\text{raid}7;13}^* \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ C_{\text{raid}13;1}^* & \dots & \dots & C_{\text{raid}13;13}^* \end{bmatrix} \right\} \quad \begin{array}{l} \text{Matrice des forces de} \\ \text{raideur aéroélastiques} \end{array} \quad (\text{V.2.10})$$

$$\text{MC}_{\text{Faero}} = \left\{ \begin{bmatrix} C_{\text{am}1;1}^* & \dots & \dots & C_{\text{am}7;13}^* \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ C_{\text{am}13;1}^* & \dots & \dots & C_{\text{am}13;13}^* \end{bmatrix} \right\} \quad \begin{array}{l} \text{Matrice des forces} \\ \text{d'amortissement} \\ \text{aéroélastiques} \end{array} \quad (\text{V.2.11})$$

$$\text{MK}_{\text{Maero}} = \left\{ \begin{bmatrix} C_{\text{raid}1;1} & \dots & \dots & C_{\text{raid}7;13} \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ C_{\text{raid}13;1} & \dots & \dots & C_{\text{raid}13;13} \end{bmatrix} \right\} \quad \begin{array}{l} \text{Matrice des couples de} \\ \text{raideurs aéroélastiques} \end{array} \quad (\text{V.2.12})$$

$$\text{MC}_{\text{Maero}} = \left\{ \begin{array}{cccc} C_{\text{am}1;1} & \cdots & \cdots & C_{\text{am}7;13} \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ C_{\text{am}13;1} & \cdots & \cdots & C_{\text{am}13;13} \end{array} \right\} \quad \begin{array}{l} \text{Matrice des couples} \\ \text{d'amortissement} \\ \text{aéroélastiques} \end{array} \quad (\text{V.2.13})$$

Ces matrices correspondent à des cartographies de raideurs et amortissements aéroélastiques adimensionnels qui permettent de situer chacune de ces valeurs mesurées sur la plaque. Les coefficients aéroélastiques totaux de la cellule correspondent à la somme de ces matrices :

$$C_{\text{raid}}^* = \sum_{i=1}^{i=13} \sum_{j=1}^{j=13} C_{\text{raid}i;j}^* \quad \begin{array}{l} \text{Force de raideur} \\ \text{aéroélastique totale d'une} \\ \text{cellule} \end{array} \quad (\text{V.2.14})$$

$$C_{\text{am}}^* = \sum_{i=1}^{i=13} \sum_{j=1}^{j=13} C_{\text{am}i;j}^* \quad \begin{array}{l} \text{Force d'amortissement} \\ \text{aéroélastique totale d'une} \\ \text{cellule} \end{array} \quad (\text{V.2.15})$$

$$C_{\text{raid}} = \sum_{i=1}^{i=13} \sum_{j=1}^{j=13} C_{\text{raid}i;j} \quad \begin{array}{l} \text{Couple de raideur} \\ \text{aéroélastique totale d'une} \\ \text{cellule} \end{array} \quad (\text{V.2.16})$$

$$C_{\text{am}} = \sum_{i=1}^{i=13} \sum_{j=1}^{j=13} C_{\text{am}i;j} \quad \begin{array}{l} \text{Couple d'amortissement} \\ \text{aéroélastique totale d'une} \\ \text{cellule} \end{array} \quad (\text{V.2.17})$$

On peut aboutir exactement aux mêmes coefficients si au lieu de calculer d'abord les fonctions de transfert de chaque signal, on calcule directement les fonctions de transfert entre les forces et moments globaux de la cellule et le mouvement angulaire. Ceci revient à dire qu'une somme de FFT est équivalente à la FFT d'une somme. Ce résultat provient de la linéarité de la transformée de Fourier. Ainsi on a :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\text{FFT}(C_F(t))}{\text{FFT}(\theta(t))} = \frac{\overline{C_F}}{\overline{\theta}} \cdot e^{\varphi(C_F)} = C_{\text{raid}}^* + i.C_{\text{am}}^* \end{array} \right. \quad (\text{V.2.18})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\text{FFT}(dC_M(t))}{\text{FFT}(\theta(t))} = \frac{\overline{C_M}}{\overline{\theta}} \cdot e^{\varphi(C_M)} = C_{\text{raid}} + i.C_{\text{am}} \end{array} \right. \quad (\text{V.2.19})$$

La même correction en phase que décrite précédemment est effectuée sur  $\varphi(C_F)$  et  $\varphi(C_M)$  qui correspondent aux phases globales de toute la cellule en force et en moment. Au final les fonctions de transfert calculées de façon globales et individuelles doivent aboutir strictement au même résultat. Des tests «if» permettent de vérifier que tous les calculs sont bien faits en comparant la valeur des deux résultats. Si elle diffère d'un epsilon (fixé à  $10^{-15}$  car les calculs numériques peuvent induire de légères erreurs d'ordre plus petits) un message d'erreur s'affiche. La **Fig. 200** récapitule les étapes de ce post-traitement.

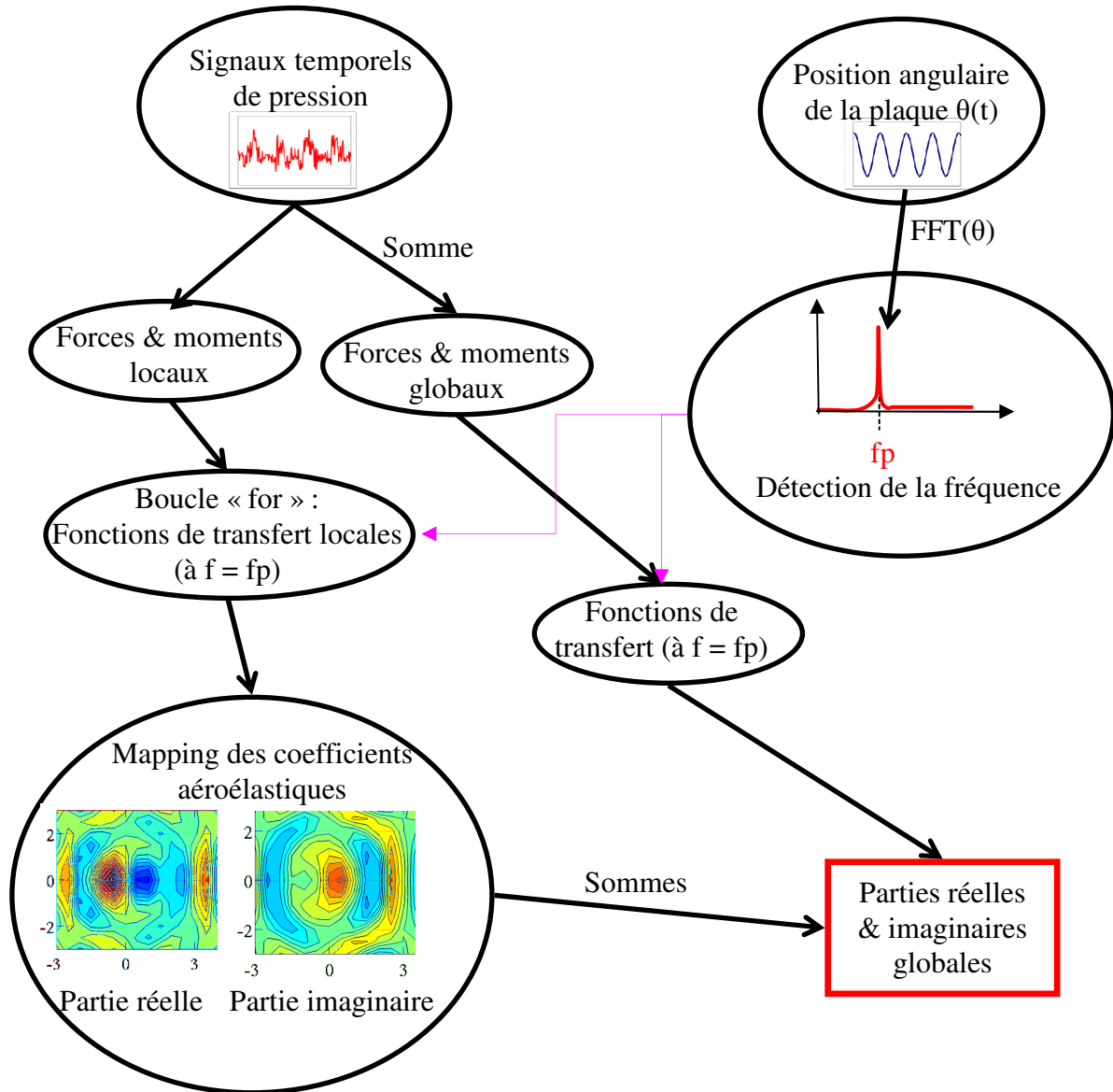


Fig. 200 Schéma des étapes du post traitement

## V.2.2) Identification de modèle par moindres carrés (OLSE : Ordinary least square estimation)

### V.2.2.a) Principe

Cette méthode consiste à relier une variable observée :  $X(t)$  (le régressant) à deux variables explicatives, dans notre cas :  $\theta(t)$  et  $\dot{\theta}(t)$  (les régresseurs). Le but de cette méthode est de modéliser le régressant par une combinaison linéaire des deux régresseurs :

modéliser le régressant par une combinaison linéaire des deux régresseurs :

$$X(t) = A.\theta(t) + B.\dot{\theta}(t) + e(t) \quad (V.2.20)$$

$e(t)$  représente les erreurs dues au bruit de mesure, ajouté aux erreurs dues à l'imperfection du modèle. Le régressant  $X(t)$  représente un moment ou une force aéroélastique. Ce modèle

sélectionne donc exclusivement la composante de  $X(t)$  qui correspond à la fréquence du mouvement et la projette sur un axe en phase avec celui-ci et un autre en quadrature de phase.

Les coefficients  $A$  et  $B$  correspondent aux coefficients aéroélastiques s'ils minimisent  $e^2(t)$ . Pour les calculer on définit la fonctionnelle suivante :

$$S(A, B) = \int_0^{T_{aq}} (X - A.\theta(t) + B.\dot{\theta}(t))^2 dt \quad (V.2.21)$$

Le minimum de cette fonctionnelle se définit ainsi :

$$\text{Min}_{(A,B) \in \mathbb{R}^2} S(A, B) \Leftrightarrow \text{grad}[S(A, B)] = (0, 0) \quad (V.2.22)$$

$$\Leftrightarrow \begin{cases} \frac{\partial S}{\partial A} = 0 \\ \frac{\partial S}{\partial B} = 0 \end{cases} \quad (V.2.23)$$

$$\quad (V.2.24)$$

Pour résoudre numériquement ce problème, le régressant  $X$  est mis sous la forme d'un vecteur contenant  $N_{ech}$  points, et les régresseurs  $\theta(t)$  et  $\dot{\theta}(t)$  sont placés dans une matrice  $M_R$  de taille  $[N_{ech} ; 2]$ . On appellera  $M_C$  la matrice des coefficients  $(A, B)$  et  $e$  le vecteur d'erreur.

On a ainsi :

$$X = M_R.M_C + e \quad (V.2.25)$$

Et

$$S = e^T e \quad (V.2.26)$$

$$\Leftrightarrow S = (X^T - M_C^T M_R^T)(X - M_R.M_C) \quad (V.2.27)$$

$$\Leftrightarrow \frac{\partial S}{\partial M_C} = -2M_R^T X + 2M_R^T M_R M_C \quad (V.2.28)$$

Ainsi, le vecteur  $M_{CS}$  qui annule le gradient de  $S$  est:

$$M_{CS} = [M_R^T M_R]^{-1} M_R^T X \quad (V.2.29)$$

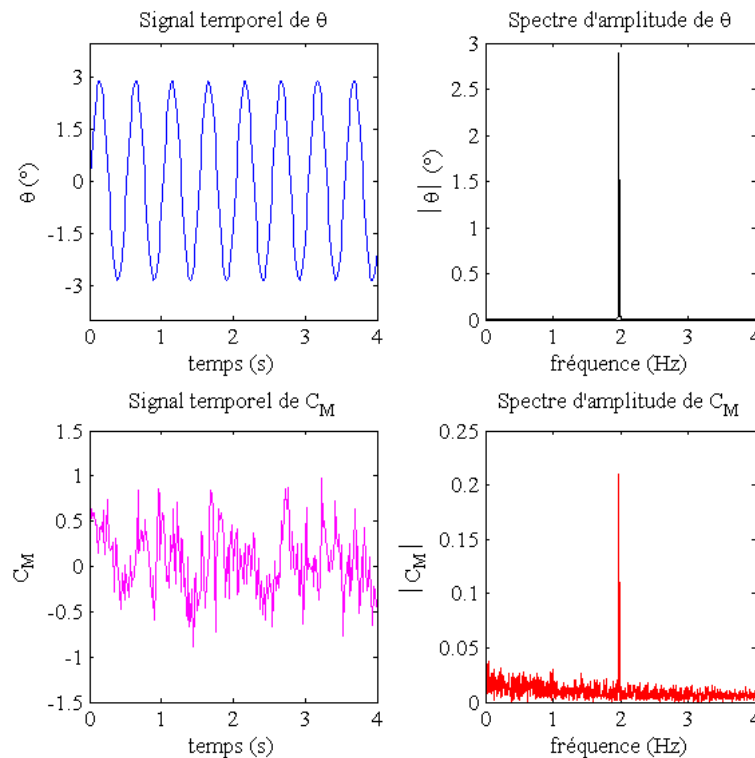
et donc :

$$M_{CS} = [re_x \quad im_x] \quad (V.2.30)$$

En pratique, le calcul à faire se limite ainsi numériquement à l'expression (V.2.29) et permet d'obtenir simplement les deux coefficients aéroélastiques d'un essai (parties réelles et imaginaires de la fonction de transfert).

### V.2.2.b) Post traitement par OLSE

L'efficacité du post traitement avec cette méthode repose principalement sur la précision du signal de  $\theta(t)$ , celui-ci est donc filtré en début de post traitement. Le filtrage est très simple, après avoir calculé son spectre d'amplitude et déterminé la fréquence d'oscillation, on remplit le spectre de 0 pour des fréquences allant de  $2f_p - 10df$  jusqu'à  $f_{aq}/2$  (ce qui permet d'effacer le pic de la première harmonique que l'on retrouve parfois tout en ne coupant pas trop près de  $f_p$ ). Le bruit haute-fréquence originalement présent sur le signal du potentiomètre est alors effacé. On obtient par FFT inverse un signal parfaitement lisse. Le même traitement est évidemment effectué sur les signaux des capteurs (voir **Fig. 201**).



**Fig. 201** Spectre d'amplitude de  $\theta(t)$  et  $CM(t)$  avant et après le filtrage ( $f_p = 0.33$  Hz)

Le signal obtenu après ce premier filtrage possède encore du bruit basse-fréquence. Pour améliorer d'autant la précision, on effectue un moyennage temporel des signaux par blocs contenant plusieurs périodes (10 en général). La moyenne est effectuée de la façon suivante : Le programme permet de détecter chaque front montant de la courbe de  $\theta(t)$  qui coupe l'axe des abscisses. On prélève alors un bloc de  $N_T$  périodes du signal de  $\theta(t)$  à partir de chacun de ces points, puis on les moyenne (voir **Fig. 202**).

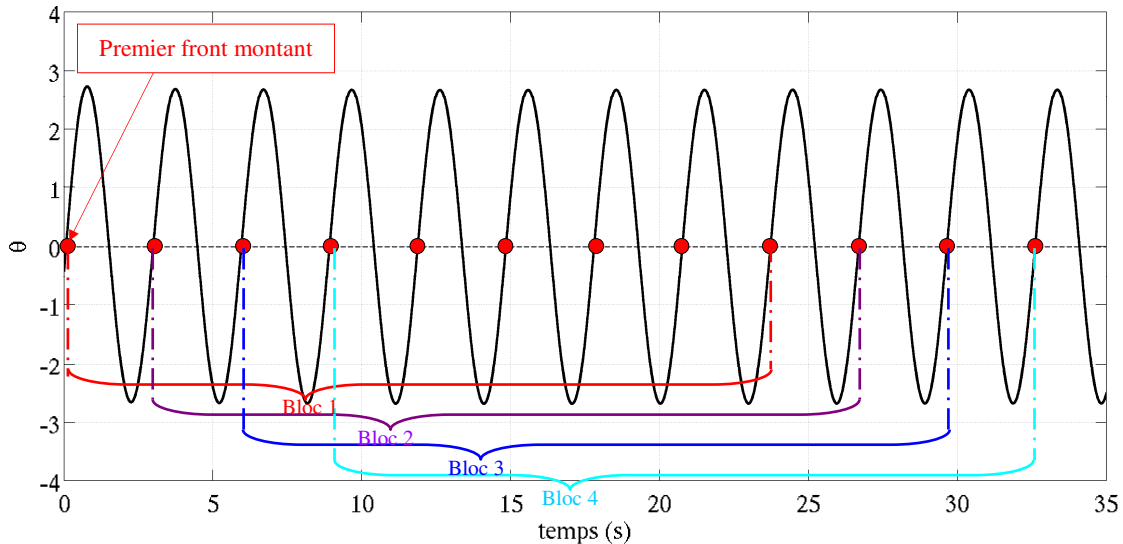


Fig. 202 Schéma des blocs de moyennage

On effectue en parallèle exactement le même traitement avec les signaux de pression. Lorsque le nombre de moyennes est suffisamment grand, le bruit (qui après filtrage est uniquement basse fréquences) s’annule pour ne laisser au final que l’information pertinente qui se situe à la fréquence  $f_p$ . Cette méthode implique ainsi un très grand rapport  $f_a/f_p$  car il est impératif d’avoir beaucoup de points par périodes d’oscillation pour que le moyennage soit correct. L’expérience montre que le rapport  $f_a/f_p$  doit ainsi être d’au moins 500. La Fig. 203 montre à titre d’exemple le tracé temporel de  $C_M(t)$  en comparant le signal brut tel qu’il est acquisitionné avec le signal filtré et moyenné par bloc de 10 périodes.

En traçant les grandeurs aéroélastiques en fonction de  $\theta(t)$  comme on peut le voir sur la Fig. 204, on obtient des courbes de Lissajous dont la pente et l’ouverture permettent d’évaluer la phase entre le mouvement et les efforts et donc d’en analyser la stabilité. Lorsque la courbe est une droite croissante les signaux sont exactement en phase, lorsqu’elle est décroissante, ils sont en contre-phase et lorsqu’elle décrit un cercle parfait ils sont en quadrature.

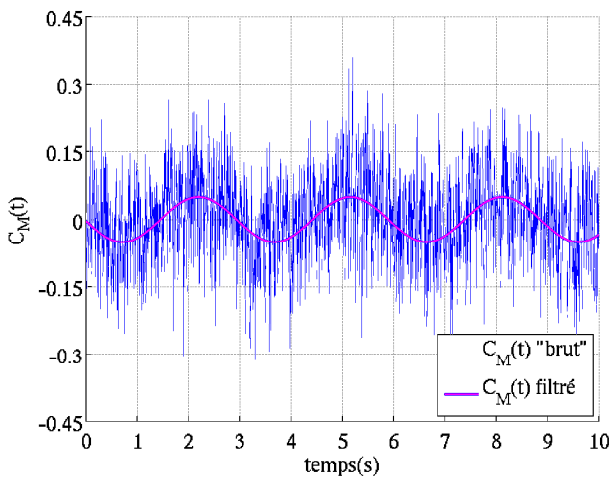


Fig. 203 Exemple de filtrage de  $C_M(t)$  ( $f_p = 0.33$  Hz)

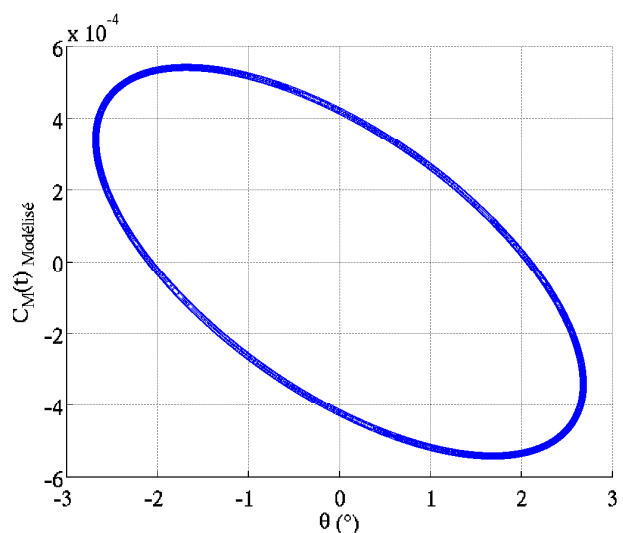


Fig. 204 Courbe de Lissajous entre  $C_M$  et  $\theta$

On peut ainsi au final reconstruire le signal temporel des efforts et couples aéroélastiques en construisant la fonction modélisée :

$$X(t) = K_{\text{aero}} \cdot \theta(t) + C_{\text{aero}} \cdot \dot{\theta}(t) + e(t) \quad (\text{V.2.31})$$

### V.2.3) Comparaison des méthodes

Pendant la période de validation des mesures, les fonctions de transfert aéroélastiques ont été calculées en utilisant les deux méthodes sur chaque signal de pression instationnaire jusqu'à ce que les deux méthodes fournissent des résultats identiques. Pour être efficace, la méthode OLSE requiert une grande fréquence d'échantillonnage afin d'avoir un nombre de point assez conséquent par période (500 pts minimum). Ceci fournit par conséquent des fichiers résultats relativement lourds. Elle requiert de plus un temps de post-traitement très important compte tenu du nombre d'étape de calcul à effectuer à chaque itération et du nombre de points à traiter. La méthode par FFT est celle qui a été utilisée au final après la validation du post traitement dans une optique de gain de temps. Les paramètres d'acquisition ont ainsi été optimisés pour cette méthode.

### V.2.4) Exploitation des résultats

En déplaçant la zone instrumentée de la plaque horizontalement d'une distance égale à la longueur d'une maille élémentaire de soufflage et en effectuant les mêmes mesures à chacune des positions on obtient les distributions de raideur et d'amortissement aéroélastique sur une largeur de 30 cm (limite de déplacement du banc). Le déplacement n'étant fait que dans un sens, il équivaut à une demi-largeur de bande (voir Fig. 205). Ces distributions permettent en les sommant de déterminer les coefficients aéroélastiques globaux d'une demi-largeur de bande de 30 cm maximum.

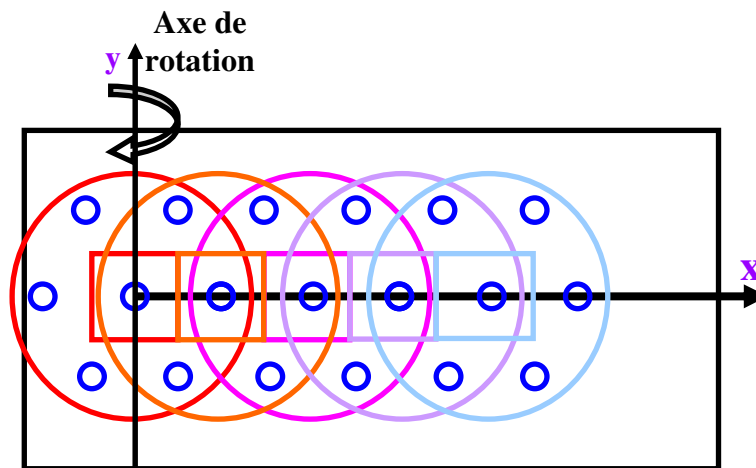


Fig. 205 Déplacement de la zone instrumentée

## V.3) Résultats

Le soufflage par orifices simples (géométrie a) est la géométrie de soufflage la plus basique qui soit. Elle a été étudiée auparavant sous l'influence de nombreux paramètres différents tels que le confinement, l'entraxe des jets (L) etc... Le cas représenté ici correspond à la configuration ayant un confinement maximum c'est-à-dire le moins de passage d'air possible.

Nous nous pencherons dans un premier temps sur l'aéroélasticité statique de la plaque en rotation impactée par les jets issus de cette géométrie de soufflage, en confrontant les résultats à ceux obtenus avec le banc dynamiquement similaire de l'IAT (réf. [1]).

### V.3.1) Comportement statique d'une cellule

Observons tout d'abord le comportement statique d'une cellule à une fréquence d'oscillation très faible ( $f_p = 0.05$  Hz) pour se rapprocher d'un cas quasi statique. A cette fréquence, l'amortissement aéroélastique des jets est négligeable ce qui permet de se focaliser sur leur raideur. Cette approche correspond à une vitesse réduite très grande ( $U_{red} = 20000$ ) et une fréquence réduite presque nulle ( $F_{red} = 5.10^{-5}$ ).

Pour ces essais, le bras de levier B est nul, ce qui signifie que le point d'arrêt du jet central du motif impacte la plaque précisément sur son axe de rotation (voir Fig. 206). L'amplitude angulaire est fixée à  $2,7^\circ$ . On note que pour un impact centré de la sorte, l'amplitude du mouvement de la plaque selon l'axe z est absolument négligeable du point de vue de la variation des efforts aérodynamiques. En effet, le déplacement dz entraîné par une variation de  $\theta$  est proportionnel au bras de levier pour une amplitude angulaire donnée tel que :

$$dz = x \sin \theta \tag{V.3.1}$$

Une demi-largeur de cellule mesurant  $3D$  ( $3\text{cm}$ ), dz vaut au maximum  $3\sin(2,7^\circ)$ , soit  $dz_{max} = 1,4$  mm ( $=0,14D$ ) pour ces essais. Par conséquent on peut considérer que les phénomènes observés ne sont ici dus qu'à l'inclinaison de la plaque.

Pour choisir les distances d'impact des essais, on se sert des résultats présentés dans le chapitre IV. On a vu que les efforts d'impact d'une cellule ont une évolution non monotone en fonction de la distance d'impact. Cette évolution est remontrée sur la Fig. 207. Les cercles bleus indiquent les distances auxquelles les essais ont été effectués. Les distances de  $2D$  ;  $4D$  et  $7D$  correspondent respectivement à la partie croissante, au maximum et au début de la partie décroissante de la courbe, et donc à trois phases de développement différents des jets. Le nombre de Reynolds des essais est de  $44800$  ( $U_{0,c} = 70 \text{ m.s}^{-1}$ ).

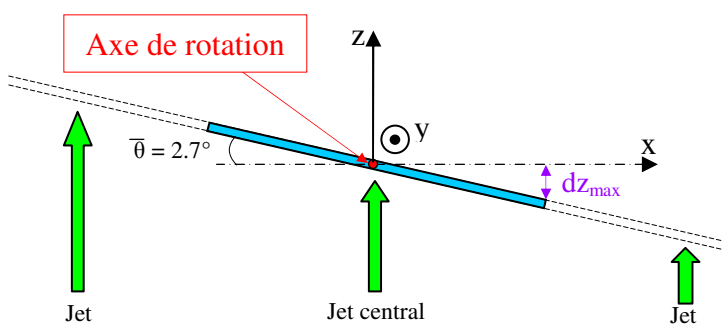


Fig. 206 Schéma des essais

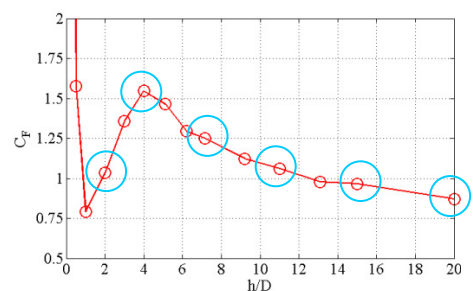


Fig. 207 C<sub>F</sub> en fonction de h/D pour la géométrie a) (Re = 44800 et  $\theta = 0$ )

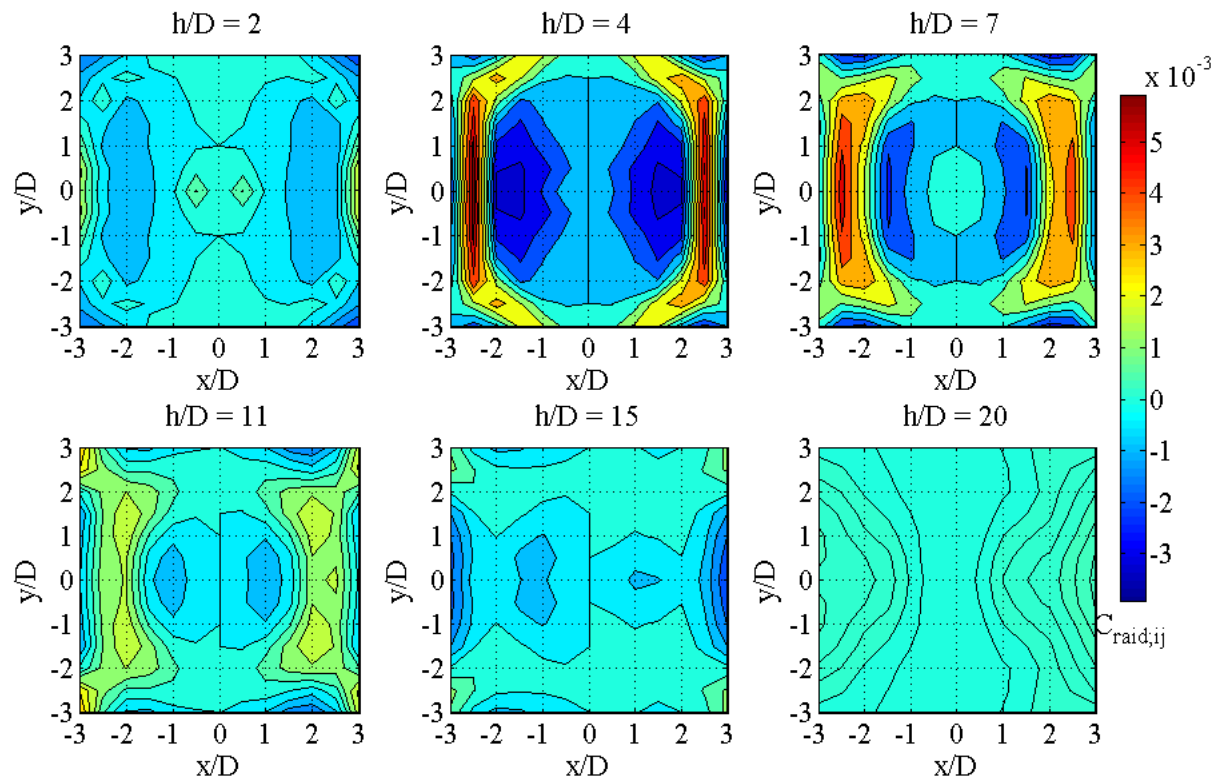
La Fig. 208 présente les contours de la matrice  $MK_{Macro}$  qui contient la valeur des couples de raideur aéroélastique adimensionnels ( $C_{raid;ij}$ ). Les distributions sont symétriques de part et d'autre de l'axe de rotation, ce qui est cohérent avec la symétrie de la configuration.

On remarque trois comportements différents pour les distances  $2D$  ;  $4D$  et  $7D$ . La distance la plus proche ( $h = 2D$ ) possède la plus grande partie de sa distribution négative, mis à part deux pics positifs de chaque côté de l'axe de rotation en  $y = 0$  et  $x/D = \pm 0.5$  et  $x/D = \pm 3$ . Ces



deux pics ne sont retrouvés à aucune autre distance d'impact. Le premier (localisé en  $x/D = \pm 0.5$ ) se situe dans la zone de très fort gradient de pression qui entoure le point d'arrêt. Le deuxième se trouve sur les lignes fontaine verticales de la cellule.

Pour  $h = 4D$  et  $7D$ , il se dégage dans la cellule une zone centrale circulaire qui englobe toute la partie de fort gradient de pression négatif ( $dP/dr < 0$ ). Cette zone est en grande partie instable et est entourée par une autre zone très stable. Enfin, les extrémités de la cellule, où les interactions avec les autres jets sont les plus intenses sont majoritairement instables (mis à part ponctuellement aux quatre coins de la cellule). Pour les distances d'impact de  $11D$  ;  $15D$  et  $20D$ , ce schéma semble être conservé avec toutefois des valeurs maximales de raideur moins importantes.



**Fig. 208** Distribution du coefficient de raideur aéroélastique ( $C_{\text{raid},ij}$ ) d'une cellule impactant à  $B = 0$ ;  $h/D = 2$  ;  $4$  ;  $7$  ;  $11$  ;  $15$  et  $20$ ;  $Re = 44800$

La **Fig. 209** présente la distribution de  $C_{\text{raid},y}$  sur la cellule qui correspond à la somme des colonnes de la matrice  $MK_{\text{Macro}}$  et montre ainsi l'évolution du couple de raideur aéroélastique en fonction de  $x$ . Cette figure résume les informations fournies par les contours présentés sur la **Fig. 208**. On remarque l'apparition d'un pic en  $x/D = \pm 2,5$  à partir d'une distance d'impact de  $4D$ . Ce pic s'estompe ensuite aux distances d'impact plus importantes tout en s'élargissant. Pour chaque distance d'impact ces distributions sont en dent de scie, ce qui ne les fait pas basculer de façon nette vers la stabilité ou l'instabilité de la plaque. La **Fig. 210** montre quant à elle la distribution de l'amortissement en  $x$  ( $C_{\text{am},y}$ ). On observe que celle-ci est effectivement presque nulle.

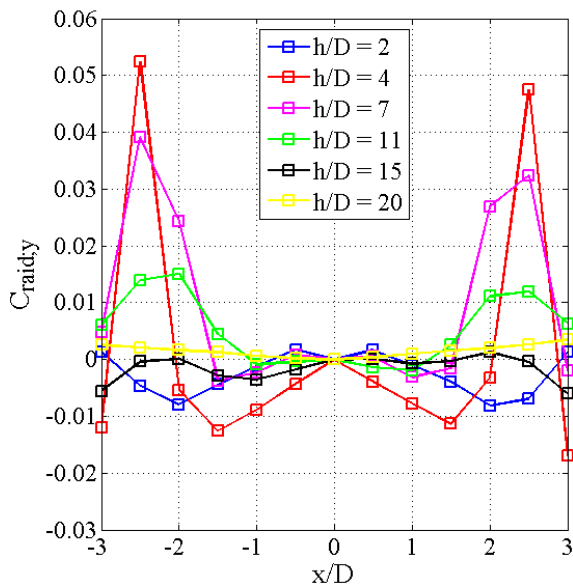


Fig. 209 Evolution du coefficient de raideur aéroélastique ( $C_{raid,y}$ ) en fonction de  $x$  pour  $h/D$  allant de 2 à 20 ( $U_{red} = 20000$ )

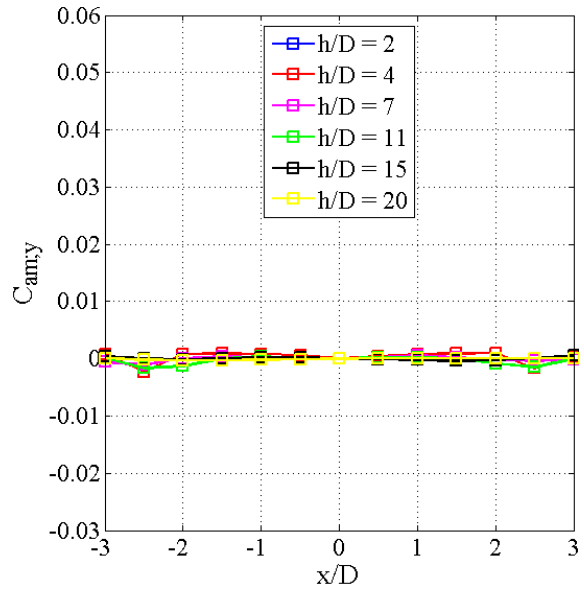


Fig. 210 Evolution du coefficient d'amortissement aéroélastique ( $C_{am,y}$ ) en fonction de  $x$  pour  $h/D$  allant de 2 à 20 ( $U_{red} = 20000$ )

La stabilité globale de la cellule à chacune de ces distances d'impact est définie par le signe de l'intégrale selon  $x$  des coefficients aéroélastiques pour chacune d'elles. Celles du coefficient  $C_{am,y}$  sont quasiment nulles et ne présentent aucun intérêt. Les valeurs intégrales de  $C_{raid}$  sur la cellule sont montrées sur la Fig. 211. Cette courbe, loin d'être monotone est le reflet de l'évolution complexe de l'écoulement en fonction de la distance d'impact. On constate que la cellule centrée sur l'axe de rotation est statiquement instable pour  $h$  inférieur à  $3D$  et ainsi qu'aux alentours de  $15D$  et stable pour  $h$  allant de  $4D$  à  $11D$  ainsi qu'aux alentours de  $20D$ .

La stabilité est même maximale autour de  $h/D = 7$  qui est proche de la distance optimale pour les transferts thermiques à laquelle les bande d'acier sont placées dans l'industrie.

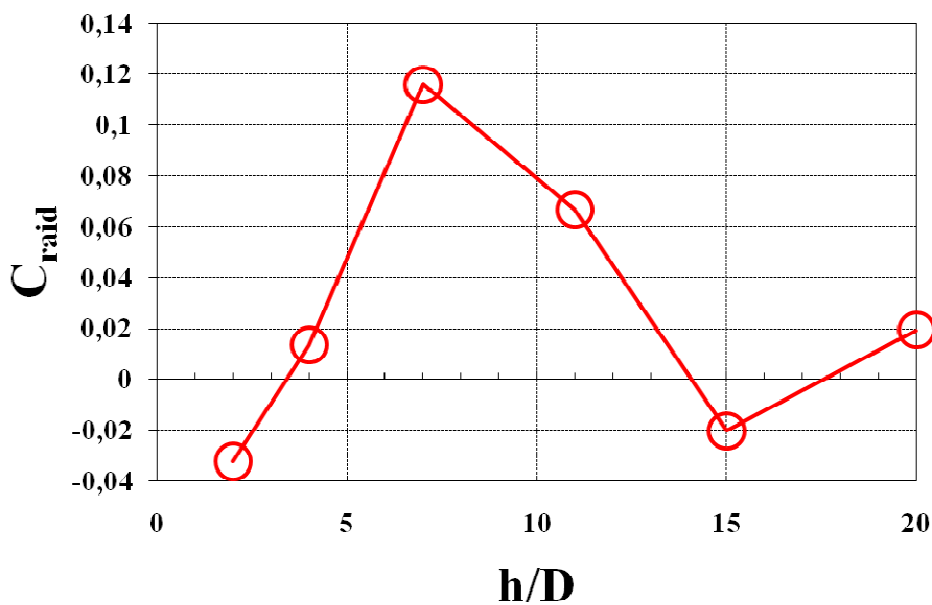


Fig. 211  $C_{raid}$  en fonction de  $h/D$

On s'attarde à présent sur la distance d'impact  $h/D = 7$  qui est la distance la plus proche de celle utilisée en industrie. La **Fig. 212** montre l'évolution du coefficient de moment global (intégré sur toute la surface de la cellule) en fonction de  $\theta$  avec plusieurs points de mesure entre  $\theta = -2.7^\circ$  et  $+2.7^\circ$ . On observe que la courbe n'est pas parfaitement linéaire sur tout cet intervalle et possède une pente plus importante autour de zéro puis devient quasiment nulle aux alentours de  $\theta = \pm 2.7^\circ$ . La valeur de Craid évaluée par fonction de transfert et présentée sur la **Fig. 211** et correspond à la pente moyenne de cet intervalle. On retrouve effectivement sa valeur de 0.12 pour le coefficient directeur de la droite de régression linéaire ajoutée sur la courbe de  $C_M$ . La raideur aéroélastique estimée par fonction de transfert sur une telle amplitude est donc légèrement sous-estimée. On se focalisera ainsi plus particulièrement sur son signe, qui lui est bien représenté et qui est le point important pour analyser la stabilité de la plaque. On voit qu'à une amplitude plus grande la physique change. La courbe de  $C_M$  s'apprête à devenir décroissante, ce qui laisse présager une instabilité de divergence aux grandes amplitudes angulaires. Toutefois, on se limite pour l'instant au cas des petites amplitudes.

**Remarque :** On ne force pas la courbe de régression linéaire à passer par (0,0) car, on considère que l'ordonnée à l'origine de la courbe de régression peut être attribuée aux incertitudes de centrage. Une correction de cette valeur induirait une erreur sur le coefficient directeur de la courbe (donc de  $C_{\text{raid}}$ ).

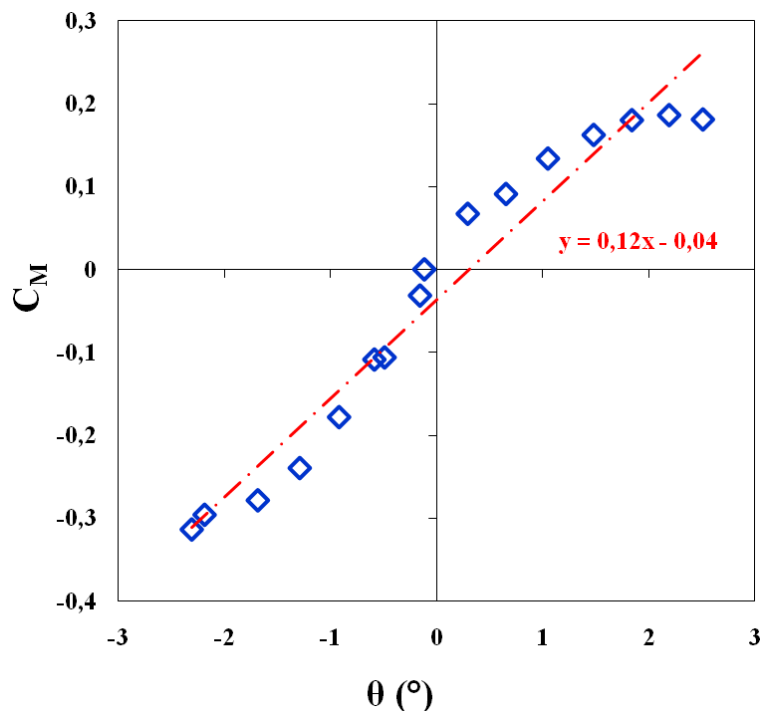


Fig. 212  $C_M$  en fonction de  $\theta$  pour  $h/D = 7$

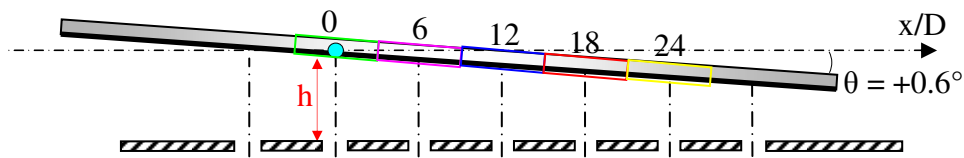
### V.3.2) Prise en compte de la largeur de bande

Les efforts et couples de raideurs aéroélastiques ont été déterminés, par approche statique (voir §I.1.3.a) sur une largeur de plaque de  $30D$  par déplacements successifs du banc. Pour chaque déplacement du banc, les pressions moyennes sont mesurées à trois positions angulaires:

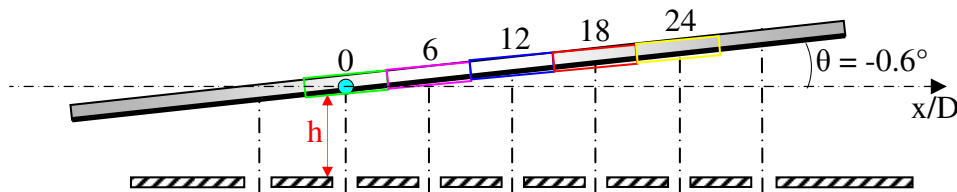
- $\theta = -0.6^\circ$
- $\theta = 0^\circ$
- $\theta = +0.6^\circ$

Cette amplitude angulaire de  $\pm 0.6^\circ$  est choisie en référence à la **Fig. 212** sur laquelle on peut voir que l'évolution de  $C_M$  est très linéaire sur cet intervalle. Cette amplitude réduite, permet ainsi une estimation plus juste du coefficient de raideur  $C_{\text{raid}}$  aux petites amplitudes de vibration. Celui-ci est calculé avec l'expression (V.1.17).

Le bras de levier de l'impact est décalé successivement d'une distance de  $6D$  (largeur d'une cellule) jusqu'à la limite de déplacement du banc qui correspond à  $B = 24D$ . Ceci permet de mesurer l'impact de 5 cellules. Le point d'arrêt du jet central est placé successivement en  $x/D = 0 ; 6 ; 12 ; 18 ; 24$  (voir **Fig. 213** et **Fig. 214**). La distance jet-plaque est toujours fixée à  $h/D = 7$ . Les mesures ont été effectuées pour chacune des trois positions angulaires à une fréquence d'acquisition de 1024 Hz avec un temps d'acquisition de 16 secondes.

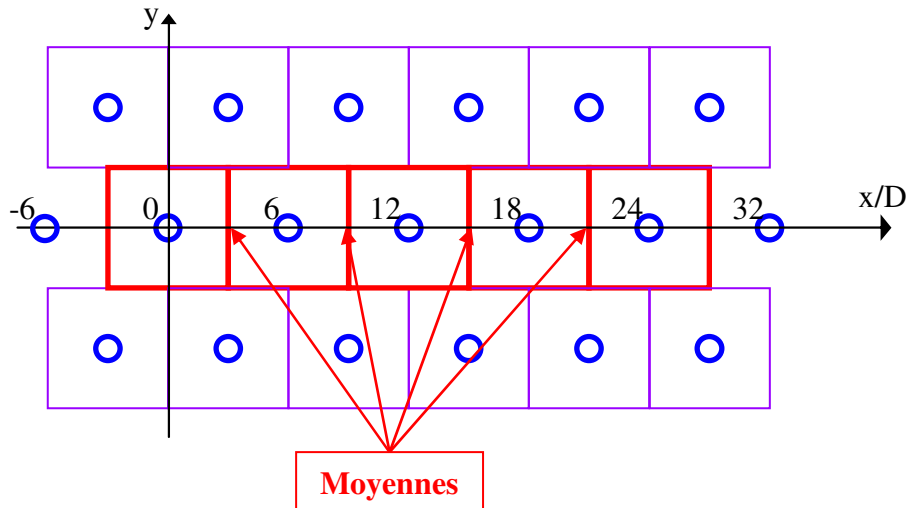


**Fig. 213** Positionnement de la plaque à  $\theta = +0.6^\circ$



**Fig. 214** Positionnement de la plaque à  $\theta = -0.6^\circ$

Les distributions de raideur adimensionnelles sont assemblées par post traitement. Au niveau des lignes d'intersection qui se recoupent entre les cellules, on calcule simplement la raideur moyenne obtenue par les deux mesures (voir **Fig. 215**).



**Fig. 215** Positionnement des jets par rapport à l'axe Oy par déplacements successifs du banc

Pour une amplitude angulaire de  $0.6^\circ$ , le déplacement maximum de la plaque en  $z$  est en  $x = 30D$  est de  $dz_{\max} = 3.1 \text{ mm}$ , soit  $dz/D = 0.31$ . Avant d'étudier la stabilité de la plaque en moment, on observe tout d'abord les efforts de raideur adimensionnels ( $C_{\text{raid}}^*$ ) qui favorise la compréhension des phénomènes locaux. Lors de la description des résultats, on parlera de «l'amont» d'une cellule pour évoquer les phénomènes qui se situent du côté des abscisses les plus faibles du point d'arrêt, et de l'aval lorsqu'ils se situent du côté des abscisses les plus grands.

La **Fig. 216** montre l'évolution des efforts adimensionnels ( $C_{Fy}$ ) en fonction de  $x$  des 5 cellules aux trois amplitudes angulaires différentes ( $\theta = +0.6^\circ$ ,  $\theta = 0^\circ$  et  $\theta = -0.6^\circ$ ). On remarque tout d'abord que les différences de force entre  $-0.6^\circ$  et  $+0.6^\circ$  sont loin d'être négligeables pour une si petite variation d'angle. On voit également que sur les cinq cellules, les distributions des efforts sont identiques aux erreurs de mesure près. Ceci signifie que le comportement d'une seule cellule permet de connaître celui de toutes les autres.

On en déduit que sur ces petites amplitudes de mouvement angulaire, la variation des efforts aérodynamiques dus à  $dz$  sont négligeables par rapport aux variations due à  $d\theta$  car dans le cas contraire, l'allure des efforts évolueraient en fonction de  $x$ .

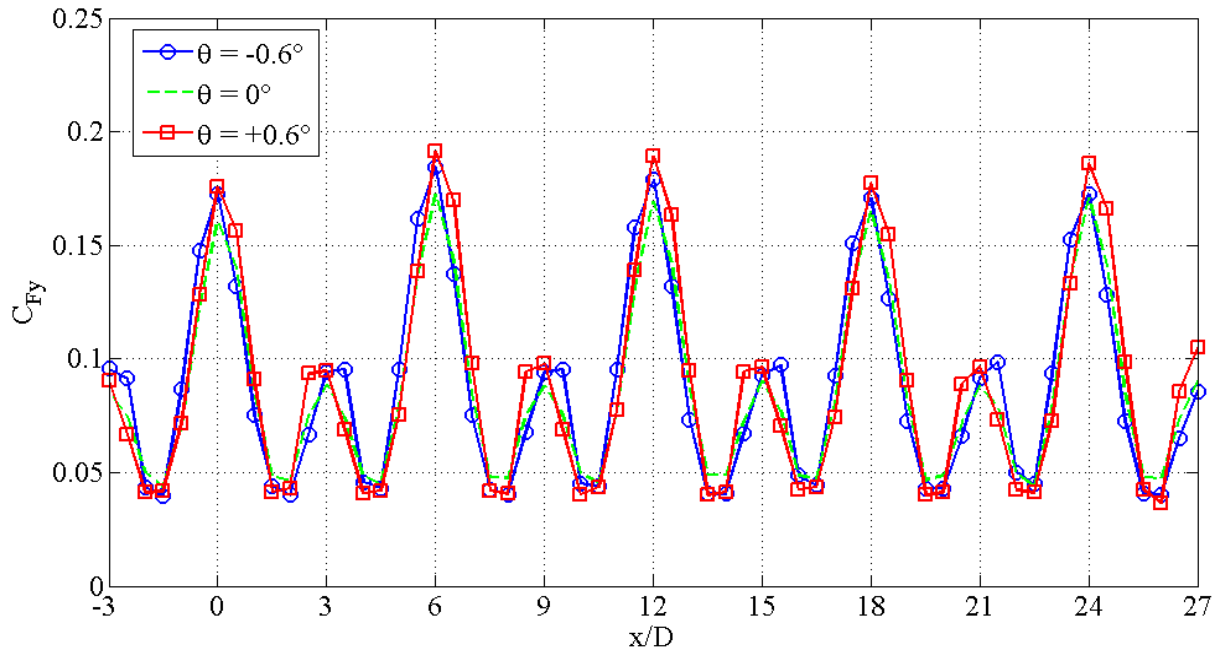


Fig. 216 Distribution de  $C_{Fy}$  en fonction de  $x$  à 2 positions angulaires

La distribution des efforts de raideur adimensionnels ( $C_{\text{raid};ij}^*$ ) est présentée sur la Fig. 217. On observe que pour chaque cellule, celle-ci est répartie de façon antisymétrique de part et d'autre du point d'arrêt. La zone centrale de chacune des cellules présente l'allure d'un dipôle avec une partie stable du côté aval et une partie instable du côté amont.

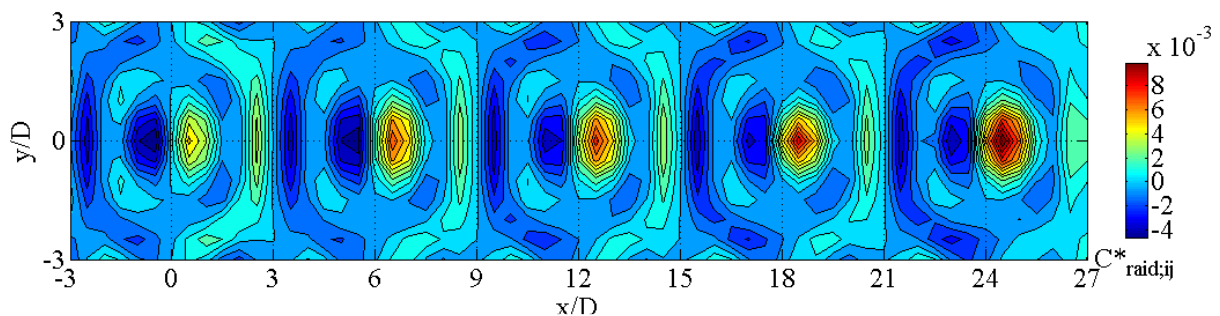


Fig. 217 Contours des efforts de raideur aéroélastiques adimensionnels ( $C_{\text{raid};ij}^*$ )

La Fig. 218 synthétise ces résultats en présentant l'évolution des efforts de raideur  $C_{\text{raid};y}^*$  (somme des colonnes de la matrice  $MK_{\text{Faero}}$ ) en fonction de  $x/D$ . On note que les pics les plus importants ne sont pas localisés au niveau des dipôles mais dans les zones qui entourent les lignes fontaines. En effet lors des sommes par colonnes, l'effet prononcé des dipôles est atténué par les zones de valeur opposée qui les encadrent.

On retrouve un motif qui se répète périodiquement d'une cellule à l'autre (mis à part pour  $x < 0$  où les effets sont inversés puisqu'il s'agit de l'autre côté de l'axe de rotation). On observe que l'aire comprise sous chacune de ces périodes est quasiment nulle. Chacune d'entre elle possède en effet deux pics positifs du côté aval du point d'arrêt et deux pics négatifs du côté amont. En les observant bien on constate que les pics positifs et négatifs de chaque cellule ne sont pas exactement identiques, et cette imperfection d'antisymétrie donne un bilan légèrement positif à chaque cellule.

La stabilité de la plaque est dépendante du signe de l'intégrale de la courbe de  $C_{\text{raid};y}^*$  selon  $x$ . Cette intégrale est par conséquent proche de zéro également ce qui rend la détermination de la stabilité globale très sensible aux erreurs de mesure. Il est prématuré à ce stade de donner

une valeur de cette intégrale car celle-ci serait trop influencée par le choix de l'intervalle d'intégration. En effet, si par exemple on choisit d'intégrer  $C_{\text{raid};y}^*$  sur un intervalle allant de  $x/D = 0$  à  $x/D = 27$ , le résultat bénéficierait d'une pondération stabilisante importante étant donné que les derniers points de la courbe sont positifs. Il est par conséquent nécessaire de mesurer la raideur induite par les effets de bords de la plaque afin d'en estimer correctement la stabilité.

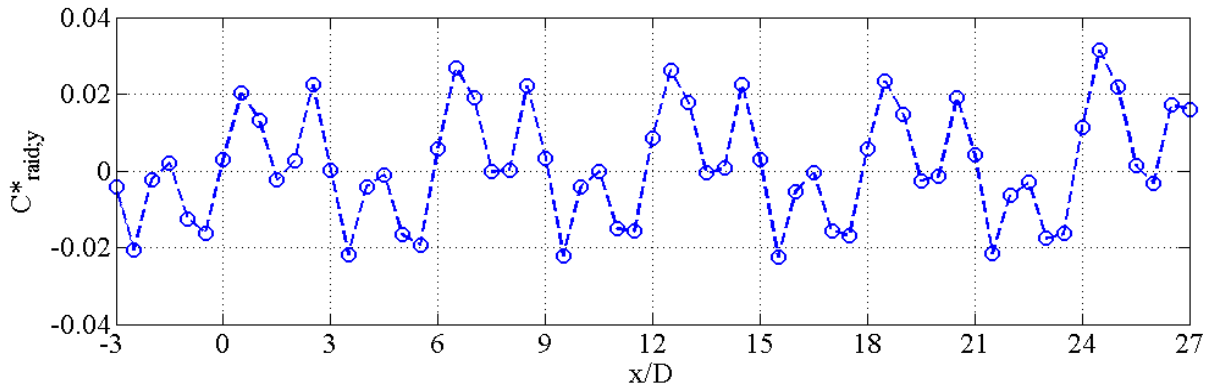


Fig. 218 Evolution de  $C_{\text{raid};y}^*$  en fonction de  $x/D$  (Fred = 0)

La Fig. 219 présente la cartographie des couples de raideurs  $C_{\text{raid};ij}$  pour ces essais. Ceux-ci correspondent logiquement aux efforts de raideur multipliés par le bras de levier ( $x_i$ ). Sous cette forme les résultats mettent plus en évidence la prépondérance des impacts les plus excentrés de la plaque.

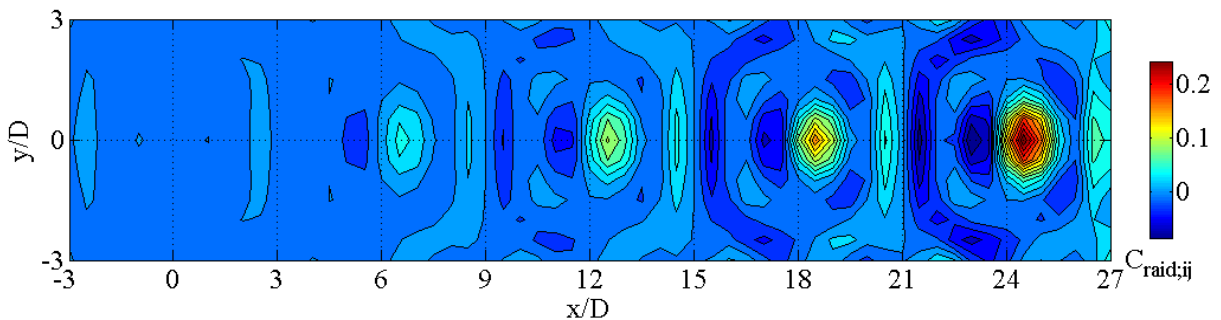


Fig. 219 Distribution de  $C_{\text{raid};ij}$  (Fred = 0)

La Fig. 220 montre l'évolution de  $C_{\text{raid};y}$  en fonction de  $x$ . l'effet des bras de leviers ne modifie pas le fait que la courbe est toujours presque centrée en zéro.

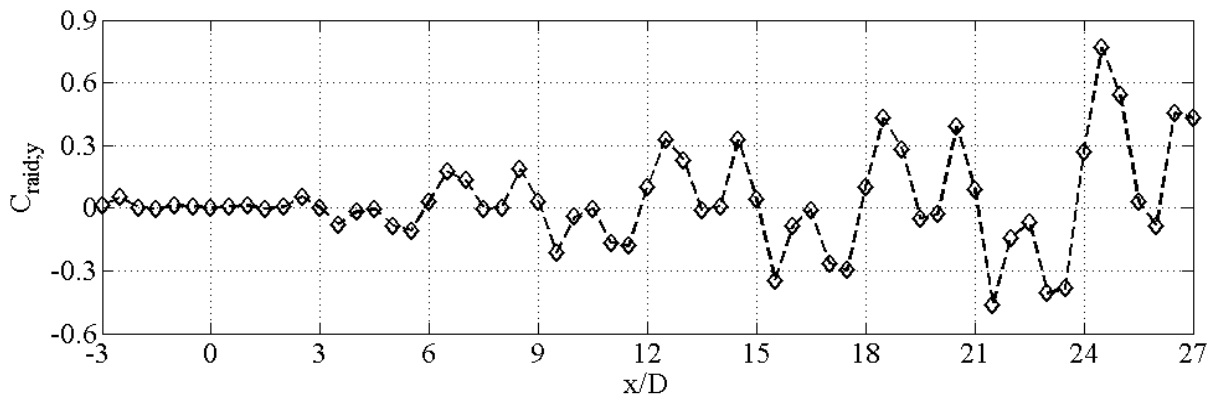
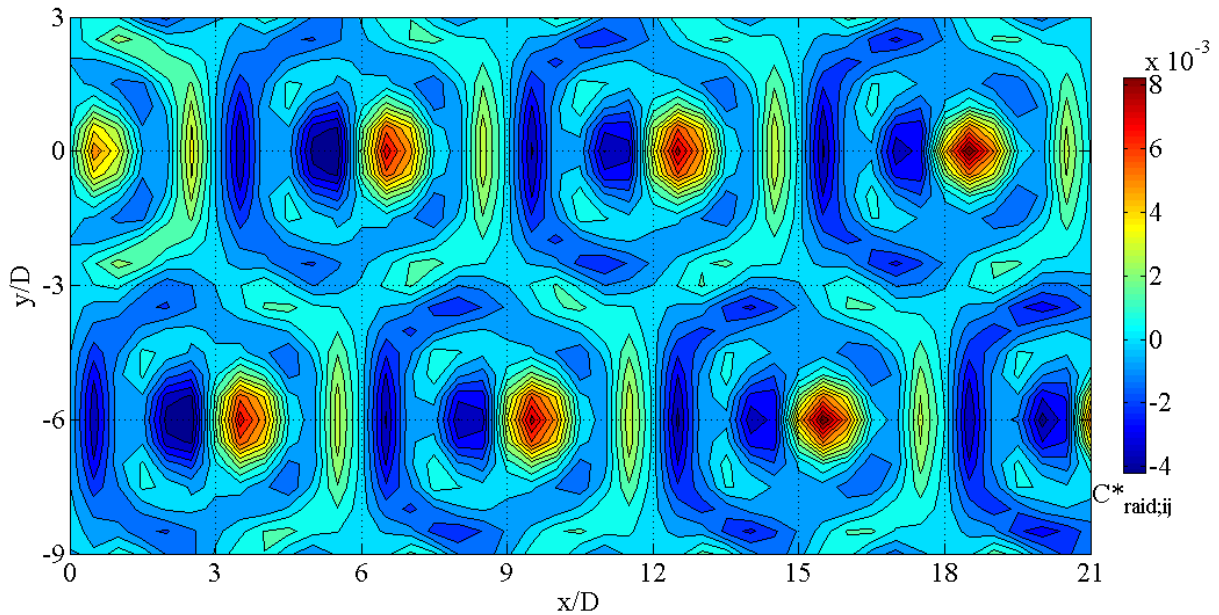


Fig. 220 Distribution de  $C_{\text{raid};y}$

### V.3.3) Deux rangées de buses disposées en quinconce

Le maillage hexagonal de la batterie de jets impactants, implique d'observer deux rangées de jets pour analyser correctement la distribution des efforts selon l'axe  $x$ . La **Fig. 221** présente donc les contours des efforts de raideur adimensionnels induite par deux rangées de jets impactants disposés en quinconce. On se limite ici à la partie positive de l'axe des  $x$ , la partie négative étant la même par symétrie. On voit que les parties stabilisantes et déstabilisantes s'alternent rapidement autant selon l'axe des  $x$  que selon l'axe des  $y$ .



**Fig. 221** Distribution de  $C^*_{raid;ij}$  sur la partie centrale de la plaque pour  $x/D$  allant de 0 à 21

La matrice de cette distribution est sommée sur ses colonnes afin d'obtenir l'évolution de  $C^*_{raid;y}$  en fonction de  $x$  qui est présentée sur la **Fig. 222**. Par analogie avec l'étude d'une rangée seule, on retrouve logiquement une courbe formant un motif qui se répète périodiquement (sur  $[0 ; 6D]$  ;  $[6D ; 12D]$  ;  $[12D ; 18D]$  ). Ce motif évolue également en dent de scie autour de zéro et possède par conséquent une intégrale quasiment nulle dont le signe est très sensible aux imprécisions de mesures. Les points les plus éloignés de l'axe de rotation ont évidemment plus de poids dans la stabilité. Aussi est-il indispensable de raccorder cette courbe avec une courbe qui prend en compte les effets de bords pour pouvoir conclure sur la stabilité. Ces effets sont investigués dans le paragraphe suivant.



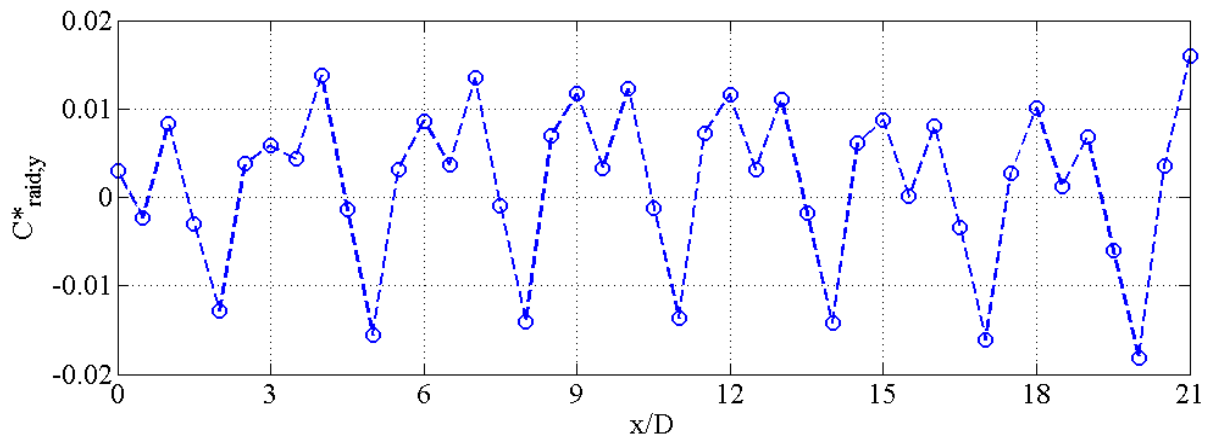


Fig. 222 Distribution de  $C^*_{raid,y}$  sur la partie centrale de la plaque pour  $x/D$  allant de 0 à 21

### V.3.4) Effets de bord

Dans ce sous paragraphe, on étudie la stabilité statique des impacts de jets situés en fin de rangée sur la bande. D'un point de vue des pressions d'impact, ces jets se distinguent par le fait qu'ils ne sont pas entourés de six autres jets, ce qui constitue en quelque sorte des cellules « incomplètes ». Deux situations différentes peuvent créer des effets de bord :

La bande est moins large que les rangées de jets : Dans ce cas les effets de bord sont « forcés » par la fin de la bande (voir Fig. 223).

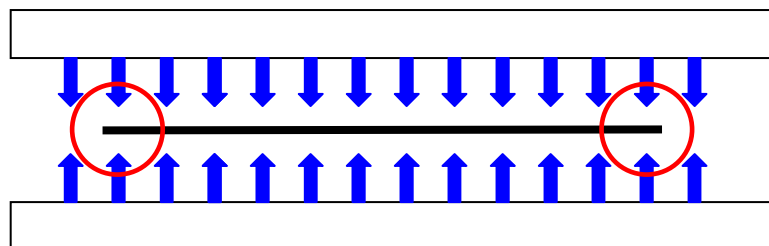


Fig. 223 Schéma d'une bande moins large que les rangées de jets

La bande est plus large que les rangées de jets : Dans ce cas les effets de bord se situent là où les jets s'arrêtent (voir Fig. 224).

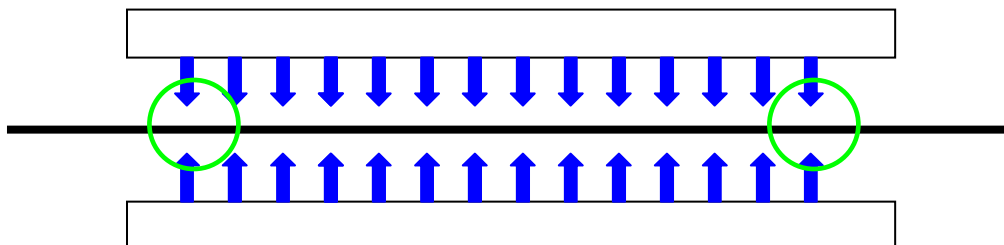


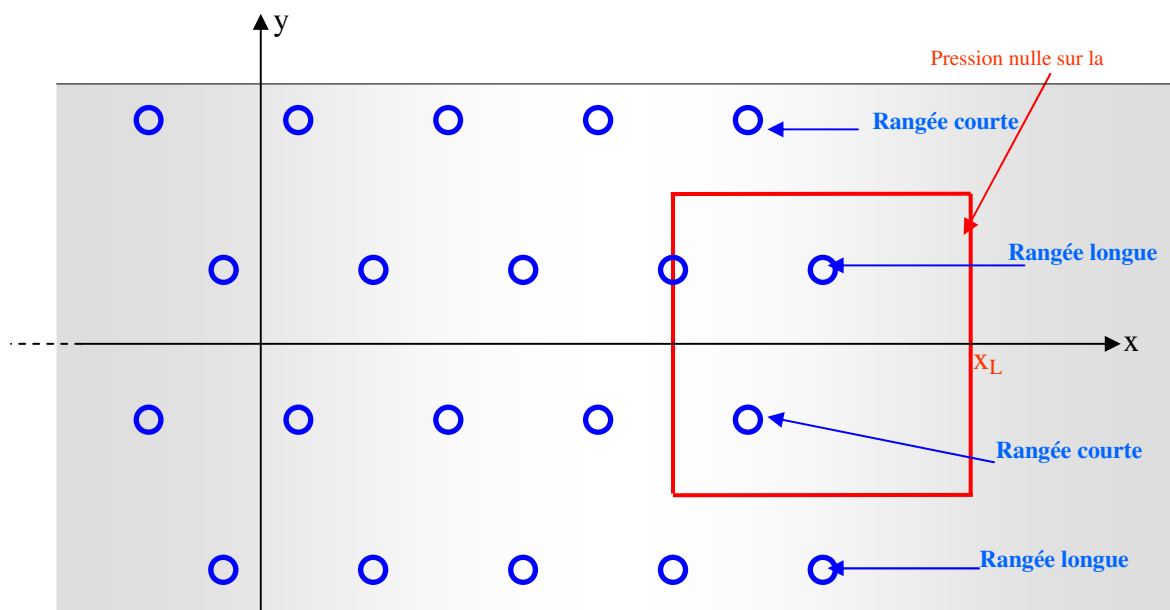
Fig. 224 Schéma d'une bande plus large que les rangées de jets

Ce deuxième cas n'arrive évidemment jamais en industrie car les bords de bande ne seraient alors pas refroidis. Les rangées de jets sont toujours conçues pour être plus larges que les bandes. Toutefois, l'étude de ce cas est beaucoup plus simple à mettre en œuvre car elle permet d'étudier les bords avec la même grille de pression que celle utilisée pour les « effets

centraux ». On économise ainsi le temps de changement de vinyle et de matrice de post traitement.

On a fait l'hypothèse que les situations de bord différentes ont des effets identiques. Cette hypothèse revient à considérer que les jets qui n'impactent pas la bande n'ont aucune influence sur sa stabilité. Cette hypothèse a ensuite été confirmée par visualisations pariétales (voir ).

Sur une hauteur de section de refroidissement, les batteries de buses ont alternativement une rangée longue et une rangée courte du fait de leur disposition en quinconce (voir **Fig. 225**). Pour étudier entièrement le problème il est donc nécessaire d'étudier conjointement deux rangées de buses pour couvrir l'ensemble des effets de bord. La **Fig. 225** illustre ce fait et indique la zone étudiée par un carré rouge. Sa limite située le plus vers l'extrémité de la bande se trouve à l'abscisse  $x_L$  qui correspond au point où la pression due à l'impact des jets devient négligeable.



**Fig. 225** Schéma décrivant la zone étudiée

La **Fig. 226** montre la surface d'étude en détail. Celle-ci est divisée en 5 zones différentes dont chacune nécessite un positionnement du banc particulier (celui-ci ne disposant que de 7 orifices).

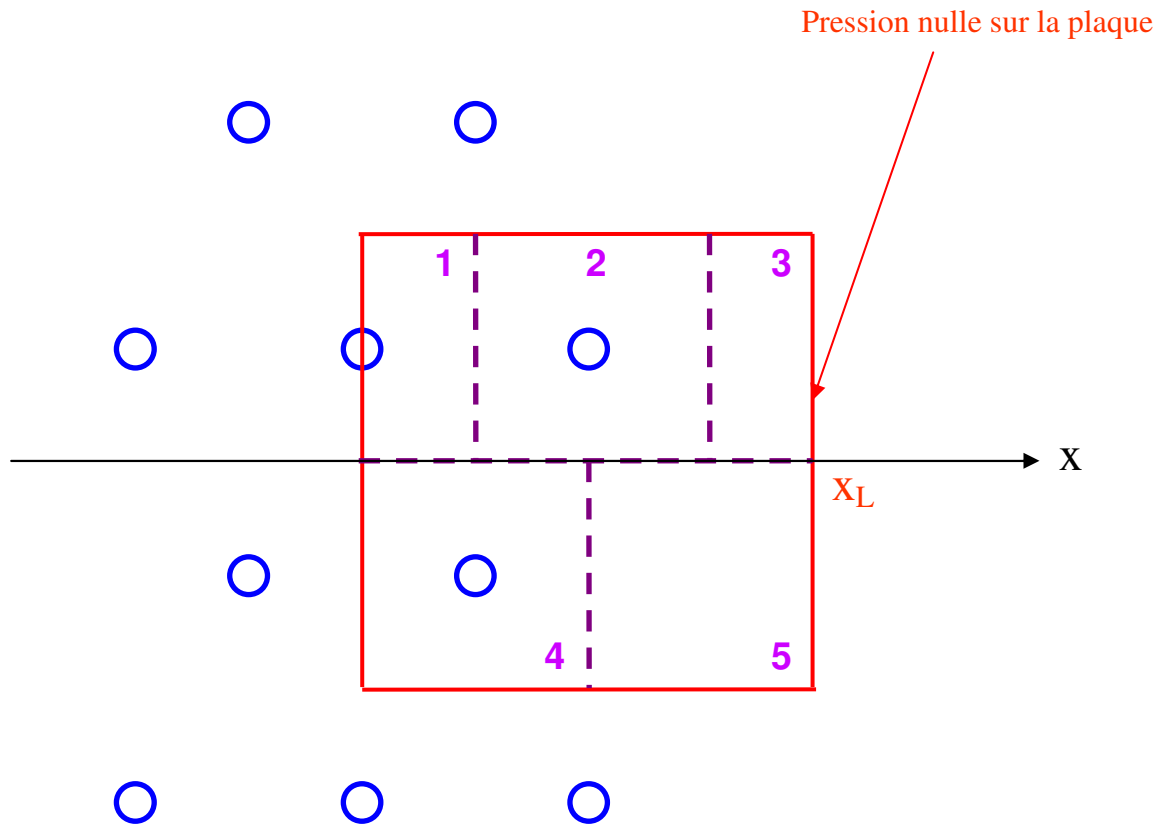


Fig. 226 Détail de la zone étudiée

La Fig. 227 montre les différents positionnements du banc par rapport aux jets qui ont permis de mesurer les pressions pariétales sur toute la zone.

La zone 1 correspond au coin « haut gauche » de la surface d'étude. Elle est obtenue en utilisant le banc dans sa configuration « standard » dans laquelle aucun jet n'est bouché à un bras de levier de  $B = 18D$ . Cependant, la moitié de la cellule est utilisée dans le post traitement. On obtient les zones 2 et 3 en bouchant les trois jets les plus en aval du motif. Enfin les zones 4 et 5 sont obtenues en ne bouchant qu'un jet, celui placé le plus en aval du motif.

Ces zones sont investiguées les unes après les autres puis les résultats sont assemblés par post traitement. On obtient une matrice carrée de pression moyenne dans laquelle les forces et moments peuvent être sommés par colonnes. Les paramètres de mesure sont les mêmes qu'aux sous-paragraphe précédents : la distance jet-plaque est de  $h/D = 7$  et le nombre de Reynolds de 44800. Les raideurs sont obtenues avec exactement la même méthode que celle utilisée au sous-paragraphe précédent : la plaque est déplacée successivement à un angle de  $\theta = +0.6^\circ$  ;  $\theta = 0$  puis  $\theta = -0.6^\circ$ .

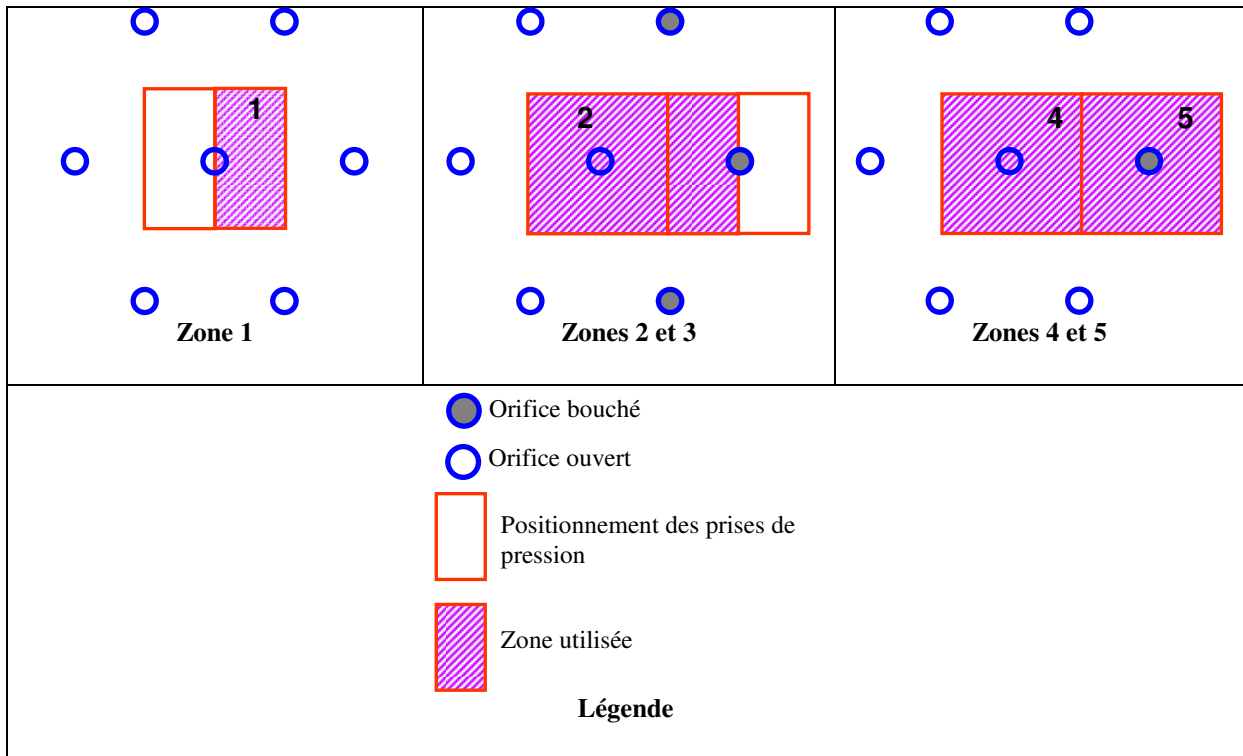


Fig. 227 Définition des différentes zones d'étude

On peut voir les contours des couples de raideur aéroélastiques  $C_{raid;ij}$  sur la Fig. 228. On remarque que la cellule la plus excentrée de la rangée longue (zone 2) forme un dipôle instable. En effet ses parties positives et négatives sont inversées par rapport aux cellules centrales (la partie négative étant en aval). On note également que la zone 4 est majoritairement déstabilisante et ne possède pas du tout le comportement en « dipôle » que l'on a pu observer jusqu'ici.

La Fig. 229 présente la somme des colonnes de la matrice  $M_{KM_{aero}}$  qui permet d'observer l'évolution du couples de raideur aéroélastique en fonction de  $x$  ( $C_{raid;y}$ ). On observe que la partie positive du dipôle de la zone 2 est bien plus importante en valeur absolue que celui de sa partie négative. Par conséquent, même si celui-ci est très ponctuel et entouré par des parties négatives, son poids pèse lourd dans la balance en faveur de la stabilité.

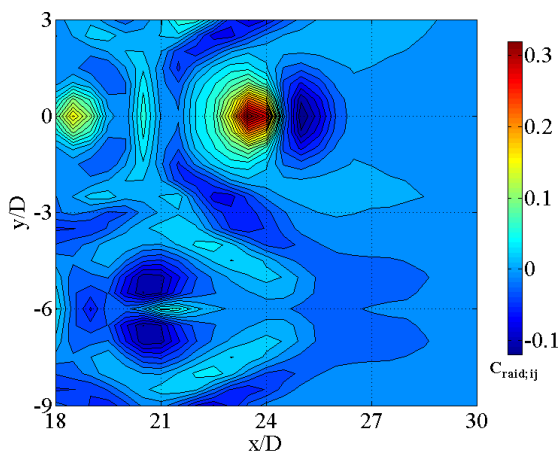


Fig. 228 Contours de  $C_{raid;ij}$

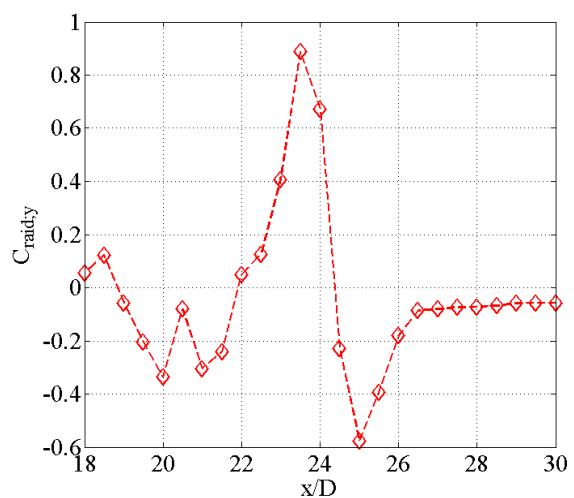


Fig. 229  $C_{raid;y}$  en fonction de  $x/D$

### V.3.5) Assemblage

On assemble ici les mesures effectuées aux « bords » et au « centre » de la plaque. La Fig. 230 montre les distributions de raideur aéroélastique adimensionnelles ( $C_{raid,ij}$ ) où l'on a raccordé par post traitement les effets centraux et les effets de bords en  $x/D = 18$ . Cette figure met en évidence à quel point les amplitudes de raideur sont prépondérantes aux bords de la plaque autant aux niveaux des pics positifs que des pics négatifs.

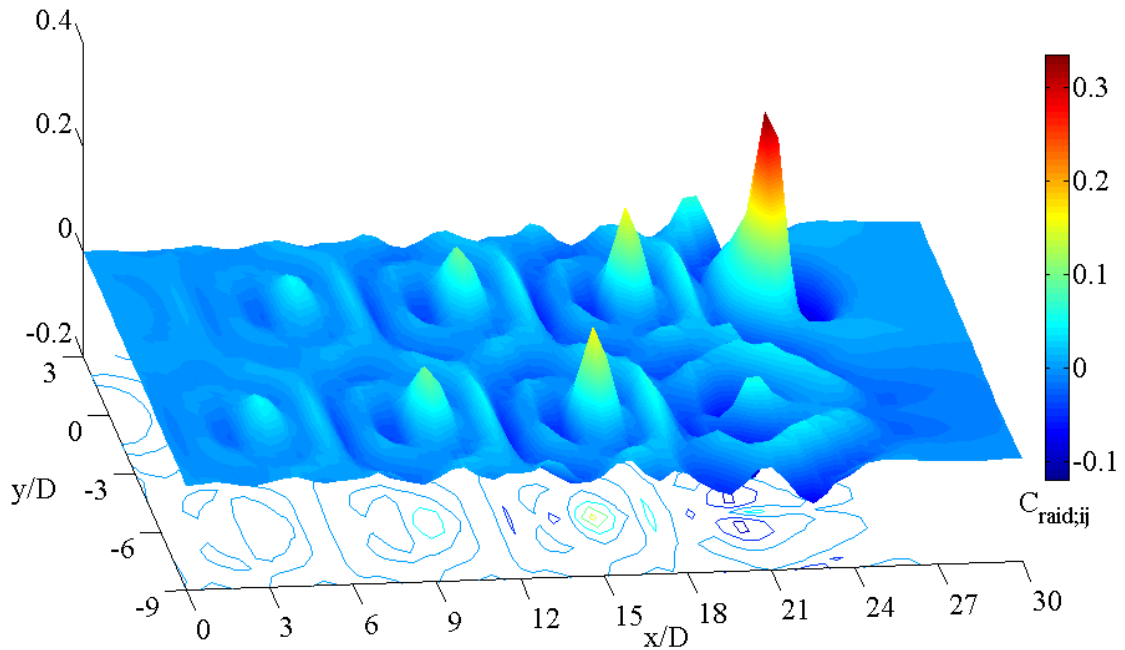


Fig. 230 Distribution de  $C_{raid,ij}$  sur une demi-plaque de largeur  $30D$  en incluant les effets de bords

La Fig. 231 montre la somme par colonne de cette distribution ( $C_{raid,y}$ ). L'intégrale de cette évolution en  $x$  aboutit à la raideur aéroélastique totale induite par deux rangées de jets impactant sur une demi-plaque.

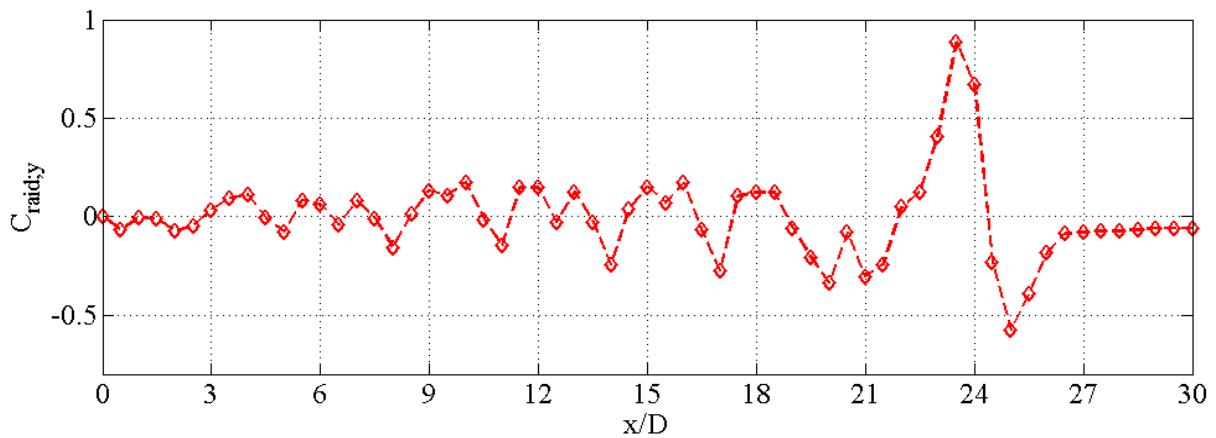
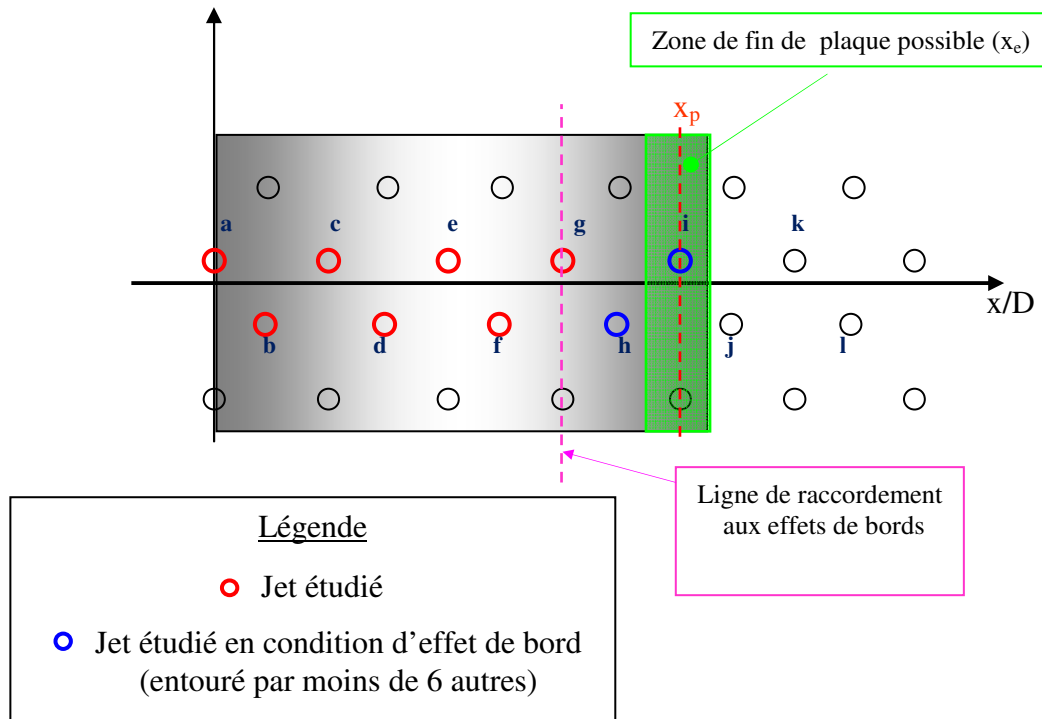


Fig. 231 Distribution de  $C_{raid,y}$  sur une demi-plaque de largeur  $30D$  en incluant l'effet de la fin des jets

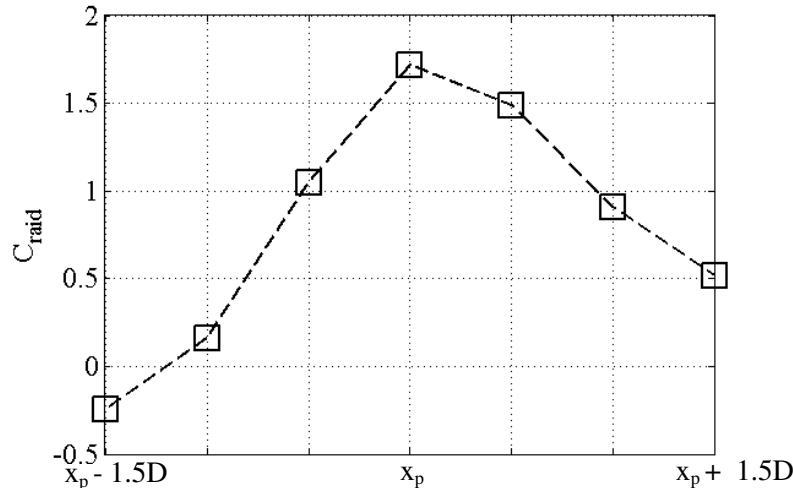
Pour revenir au cas concret dans lequel la bande est plus courte que les rangées de jets, on somme cette distribution jusqu'à l'abscisse du bord de la bande (que l'on nomme  $x_e$ ). La **Fig. 232** schématise la zone dans laquelle le bord de la plaque peut se situer. On nomme  $x_p$  l'abscisse du point d'arrêt le plus excentré de la rangée longue (le jet *i* sur la figure). La zone dans laquelle la plaque peut se terminer est comprise dans un intervalle de  $[x_p - 1,5D ; x_p + 1,5D]$ . En effet, si le bord se trouve avant cette gamme d'abscisses, le jet *i* n'impacte pas la plaque, si au contraire il se trouve après, le jet *j* impacte la plaque. Dans ce dernier cas, le jet *j* devient alors le jet le plus excentré et forme la fin d'une « rangée longue » et le jet *i* forme quant à lui la fin d'une « rangée courte » et le motif d'effet de bord se répète.



**Fig. 232 Schéma explicatif de la localisation des effets de bord**

Pour analyser la stabilité de la plaque on intègre donc les coefficients aéroélastiques jusqu'à  $x_e$ . La **Fig. 233** montre la valeur du couple de raideur aéroélastique adimensionnel  $C_{raid}$  intégrée de zéro à  $x_e$ . On constate que la courbe possède un point négatif en  $x_e = x_p - 1,5D$  (donc instable) et que le reste de la courbe est positif (donc stable). La courbe est en cohérence avec la distribution de la **Fig. 231** où dans ce cas précis  $x_p = 24D$ . Le grand pic positif de raideur situé en  $x = 23,5D$  fait basculer l'intégrale de raideur positive si il est compris dans l'intégrale.

Il est intéressant de voir que la stabilité dépend de très petits écarts de largeur de plaque par rapport à la position du dernier jet. La zone instable (c'est-à-dire où  $C_{raid}$  est négatif) est très limitée mais on ne peut la négliger.



**Fig. 233** Valeur de  $C_{raid}$  intégré sur toute une demi-largeur de plaque en fonction de la position du bord par rapport au point d'arrêt du jet le plus excentré

### V.3.6) Essais dynamiques

On étudie maintenant les efforts aéroélastiques de la plaque en rotation dynamique. Sa vitesse angulaire crée des efforts d'amortissement aéroélastiques qui ne sont pas présents lors des essais statiques. Tout comme pour ces derniers, l'étude porte sur une largeur de bande comprenant deux rangées de buses en quinconce et incluant les effets de bords. Les essais ont été effectués à une seule fréquence d'oscillation de plaque de  $f_p = 2$  Hz et quatre vitesses de soufflage différentes :  $U_{0,c} = 20 ; 30 ; 50$  et  $70 \text{ m.s}^{-1}$ . La distance jets-plaque est toujours fixée à  $h = 7D$ , ce qui correspond à des vitesses réduites de  $U_{red} = 143 ; 214 ; 357$  et  $500$ .

La **Fig. 234** montre l'évolution des efforts de raideur aéroélastiques adimensionnels  $C_{raid,y}^*$  en fonction de  $x/D$  pour ces quatre vitesses réduites. Contrairement au cas statique de la **Fig. 222**, la partie centrale de la courbe n'a pas l'allure d'un motif qui se répète périodiquement selon l'axe des  $x$ , mais plutôt celle d'un motif qui évolue en amplifiant autant ses pics positifs et négatifs en fonction de  $x$ . Le raccordement avec les effets de bords est fait en  $x = 18D$ .

Cette évolution en fonction de l'axe des  $x$  ne peut avoir qu'une seule cause : une trop grande amplitude  $dz$ . En effet, ces essais ont été effectués avec une amplitude angulaire de  $\theta = \pm 2.7^\circ$  (la plus petite que permet le banc pour les essais dynamiques). Cette amplitude est plus grande que celle utilisée lors des essais statiques ( $\pm 0.6^\circ$ ). Elle entraîne un déplacement de la plaque  $dz_{max}$  de  $\pm 1.4D$  à son extrémité. Or une telle amplitude de mouvement selon l'axe  $z$  n'est plus négligeable, comme l'ont prouvé les résultats du chapitre IV. Par conséquent les efforts aérodynamiques subissent nettement l'influence de deux paramètres :  $\theta$  et  $z$ . Ceci signifie que l'hypothèse de petits déplacements n'est plus respectée.

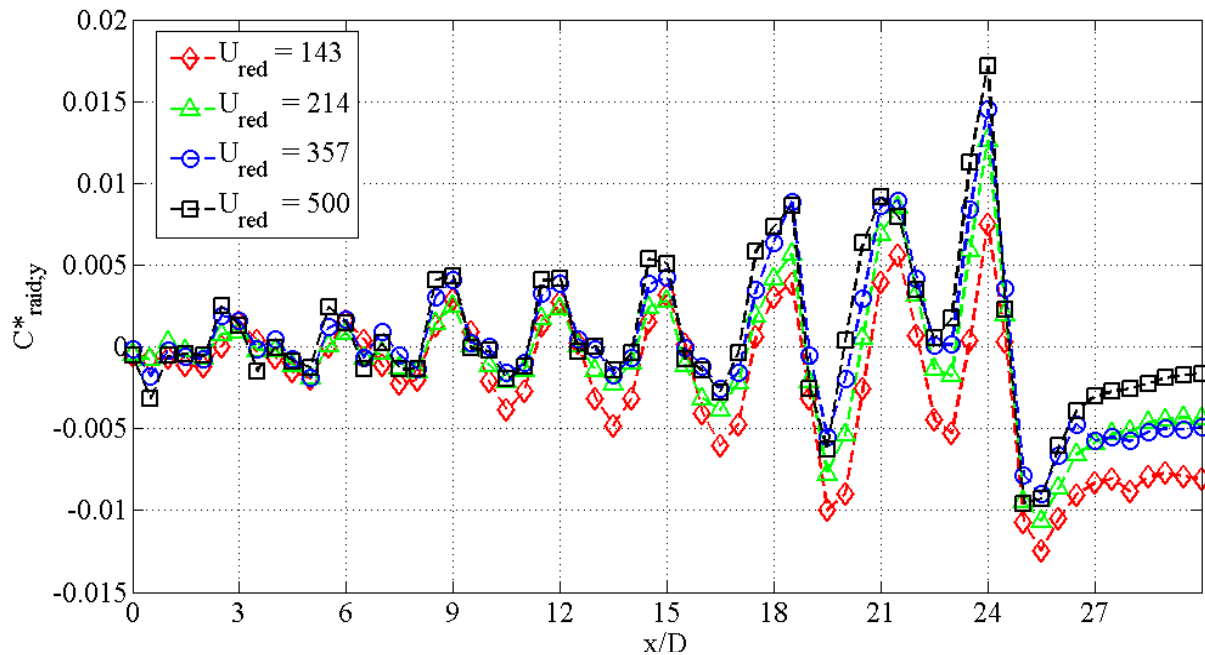


Fig. 234 Evolution de  $C^*_{raid,y}$  en fonction de  $x/D$  pour quatre vitesses réduites

La Fig. 235 présente l'évolution du couple de raideur adimensionnel ( $C_{raid,y}$ ) en fonction de  $x/D$ . La prise en compte du bras de levier amplifie d'autant plus les effets de bord ainsi que l'évolution de la courbe en amplitude.

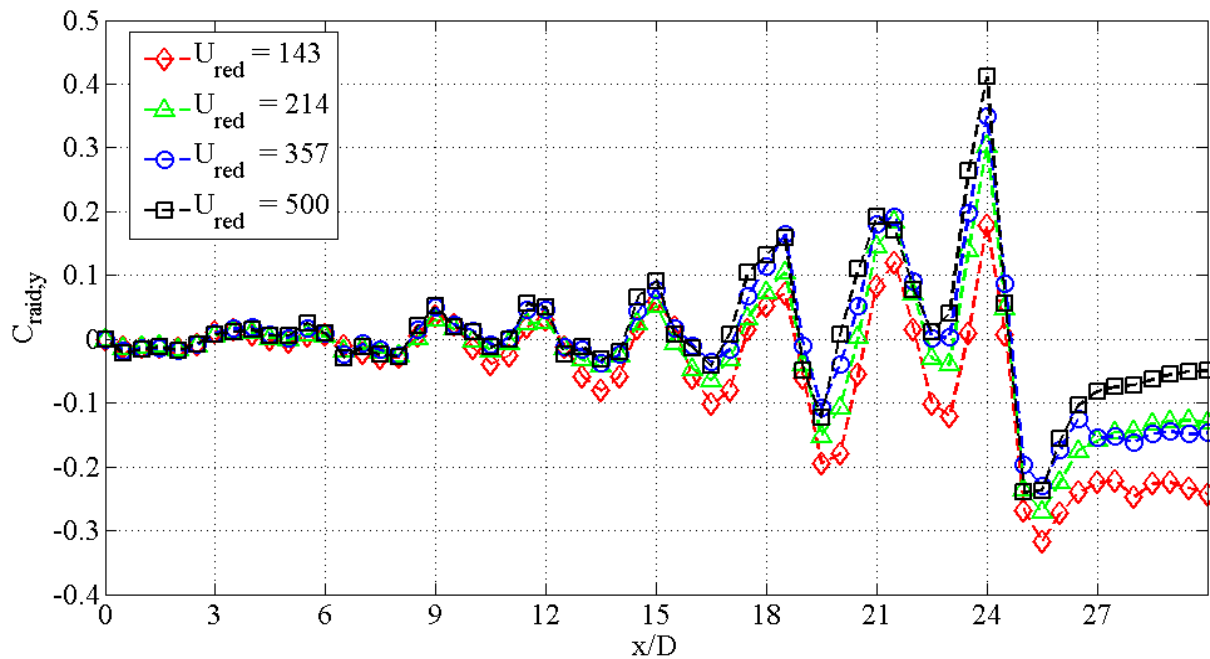


Fig. 235 Evolution de  $C_{raid,y}$  en fonction de  $x/D$  pour quatre vitesses réduites

La Fig. 236 montre l'évolution de  $C^*_{am,y}$  en fonction de  $x$ . Contrairement à la raideur, on constate que l'amortissement aéroélastique reste relativement peu influencé par l'amplitude du mouvement en  $z$ . On constate également que par rapport à la raideur les effets de bords marquent ici une différence moins nette avec les effets centraux. La vitesse réduite modifie les allures des courbes de façon importante, particulièrement entre 143 et 214. On voit



globalement que plus la vitesse réduite est grande, plus l'amortissement aéroélastique est important.

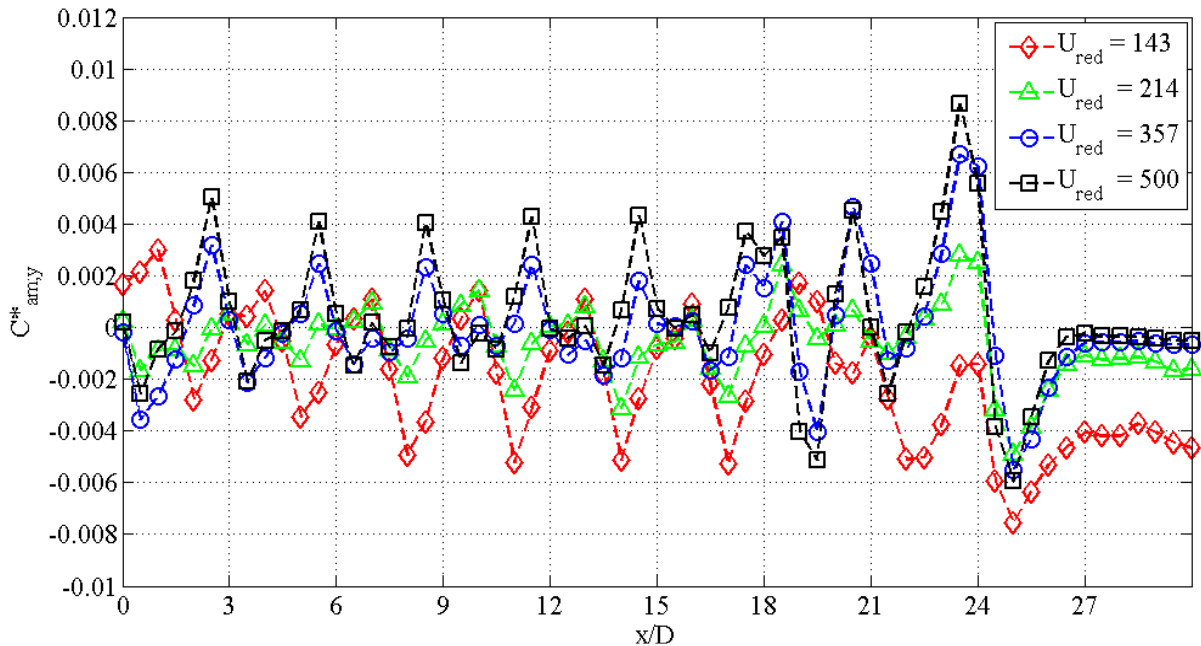


Fig. 236 Evolution de  $C^*_{am,y}$  en fonction de  $x/D$  pour quatre vitesses réduites

La Fig. 237 montre quant à elle la distribution du couple d'amortissement adimensionnel ( $C_{am,y}$ ) en fonction de  $x/D$ . On voit nettement sous cette forme que les jets impactants à proximité de l'axe de rotation contribuent très peu à l'amortissement global contrairement aux bords.

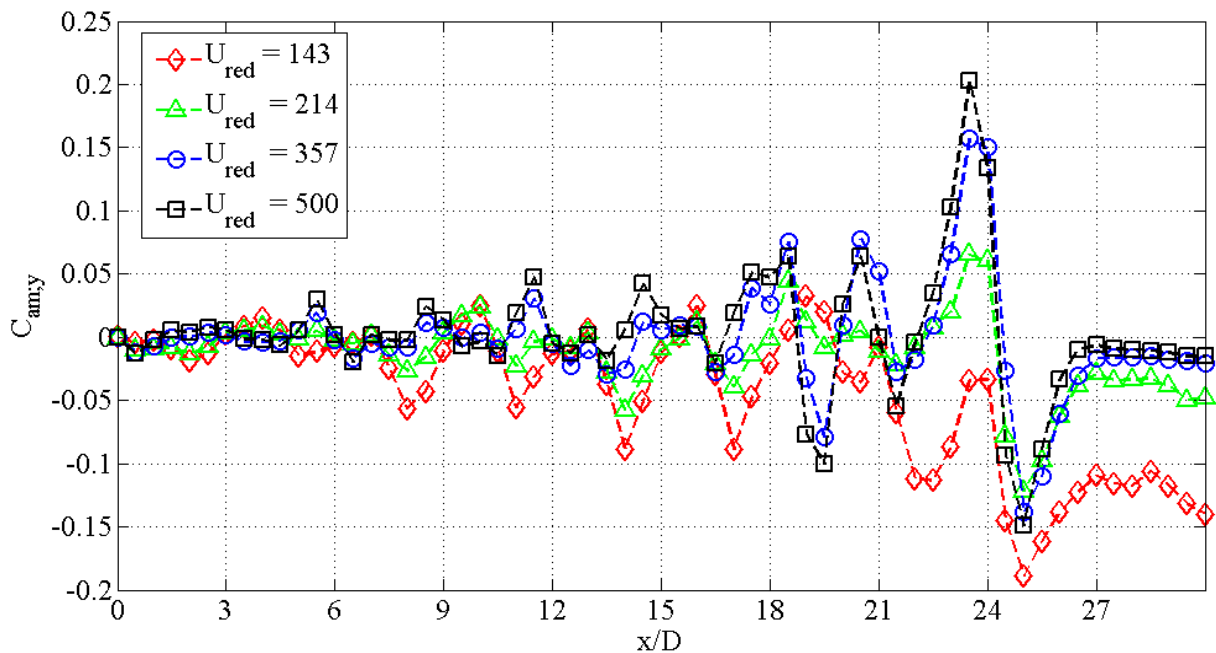


Fig. 237 Evolution de  $C_{am,y}$  en fonction de  $x/D$  pour quatre vitesses réduites

On peut voir sur les Fig. 238 et Fig. 239 les valeurs intégrales des coefficients  $C_{raid}$  et  $C_{am}$  calculés jusqu'à  $x = x_e$  (où  $x_e$  correspond à l'abscisse de l'extrémité de la plaque) tels que :

$$C_{raid} = \int_{x=0}^{x=x_e} C_{raid;y} dx \quad (V.3.2)$$

(calculés par somme discrète)

$$C_{am} = \int_{x=0}^{x=x_e} C_{am;y} dx \quad (V.3.3)$$

On calcule sept valeurs pour chacun de ces coefficients, correspondant à  $x_e$  allant de 22,5 à 25.5. Comme les courbes précédentes le laissaient présager, la vitesse réduite tend bien à augmenter la valeur intégrale des deux coefficients aéroélastiques. Ceci est garant d'une configuration auto-stable en raideur et en amortissement. On constate néanmoins des valeurs négatives aux vitesses réduites les plus basses, auxquelles des instabilités peuvent survenir. La marge dans laquelle le bord de plaque peut se trouver induit une différence de coefficients intégraux non-négligeable.

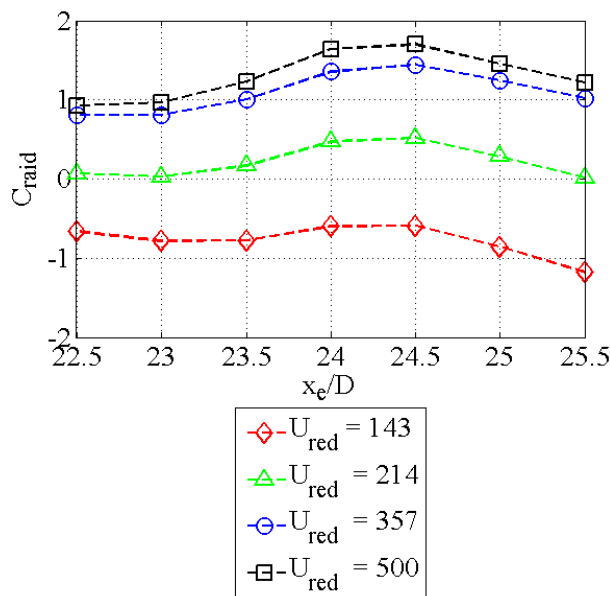


Fig. 238  $C_{raid}$  intégré jusqu'à plusieurs valeurs de  $x_e$  pour quatre vitesses réduites

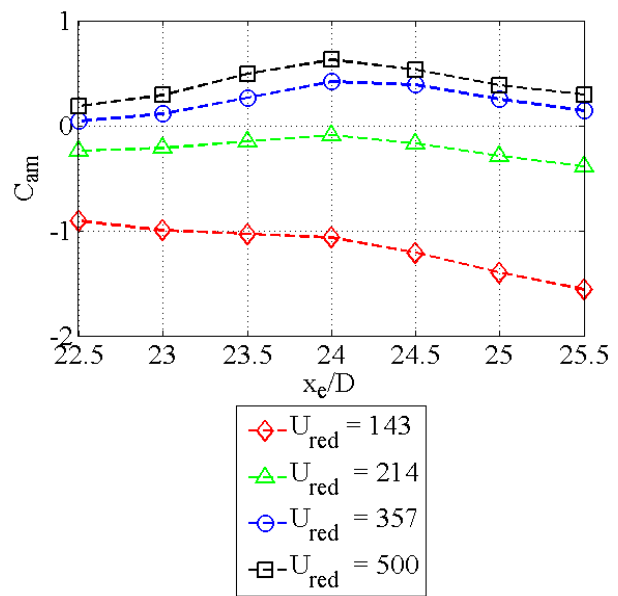


Fig. 239  $C_{am}$  intégré jusqu'à plusieurs valeurs de  $x_e$  pour quatre vitesses réduites

### V.3.7) Confrontation des résultats à ceux des essais dynamiquement semblables

On confronte dans ce paragraphe, les coefficients aéroélastiques obtenus avec ce banc d'essai à ceux obtenus pour une géométrie similaire avec le banc d'essai dynamiquement similaire de l'IAT. Le cas auquel on compare ces résultats est la configuration de confinement « entre les rampes de soufflage » (voir §0. La géométrie de soufflage, ainsi que le confinement sont identiques à ceux du banc d'essai. Avant de confronter les résultats en tant que tels, il est nécessaire de les rendre « comparables », et ceci implique un grand nombre d'étapes qui sont décrites dans les sous-paragraphe suivants. La méthodologie décrite dans cette partie peut être adoptée pour comparer d'autres configurations.

### V.3.7.a) Comparaison des modèles analytiques

Pour pouvoir comparer les résultats obtenus par les deux méthodes, il est nécessaire en premier lieu d'utiliser les mêmes coefficients aéroélastiques. Dans l'expression (V.1.9) on a défini le moment aéroélastique local  $M_{Oy;ij}(t)$  en fonction des coefficients  $C_{raid}$  et  $C_{am}$ . En sommant ce moment sur  $i$  et  $j$  afin de couvrir toute la surface d'étude, on obtient l'expression suivante :

$$M_{Oy}(t) = \rho_a U_{0,c}^2 S_{jet} D \left[ C_{raid} \cdot \theta(t) + C_{am} \cdot \frac{\dot{\theta}(t)}{\omega_0} \right] \quad (V.3.4)$$

Or comme on l'a vu au §II.3.3) que lors de l'étude sur la maquette dynamiquement similaire, ce même moment aéroélastique a été défini en fonction d'autres variables, plus pertinentes pour l'étude en question (moins locale), tel que :

$$M_{Oy}(t) = \frac{1}{2} \rho_a U_{0,c}^2 A w \left[ F' \cdot \theta(t) + F'' \cdot \frac{\dot{\theta}(t)}{\omega_0} \right] \quad (V.3.5)$$

Ces deux expressions désignant la même grandeur physique, on peut identifier  $C_{raid}$  et  $C_{am}$  en fonction de  $F'$  et  $F''$  en faisant par exemple le rapport des deux expressions. On trouve :

$$\left\{ \begin{array}{l} F' = \frac{2 \cdot S_{jet} \cdot D}{A \cdot w} C_{raid} \\ F'' = \frac{2 \cdot S_{jet} \cdot D}{A \cdot w} C_{am} \end{array} \right. \quad (V.3.6)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} F' = \frac{2 \cdot S_{jet} \cdot D}{A \cdot w} C_{raid} \\ F'' = \frac{2 \cdot S_{jet} \cdot D}{A \cdot w} C_{am} \end{array} \right. \quad (V.3.7)$$

Enfin, à partir des relations entre les coefficients aéroélastiques et les raideurs et amortissements adimensionnels en fonction des paramètres de similitude (**réf. [1]**), on trouve :

$$\left\{ \begin{array}{l} R_{aero} = \frac{180}{\pi} \frac{2 \rho_a S_{jet} \cdot D \cdot U_{red}^2 \cdot h}{8 \cdot \pi^2 J} C_{raid} \\ \zeta_{aero} = \frac{180}{\pi} \frac{2 \rho_a S_{jet} \cdot D \cdot U_{red}^2 \cdot h}{16 \cdot \pi^2 J} C_{am} \end{array} \right. \quad (V.3.8)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} R_{aero} = \frac{180}{\pi} \frac{2 \rho_a S_{jet} \cdot D \cdot U_{red}^2 \cdot h}{8 \cdot \pi^2 J} C_{raid} \\ \zeta_{aero} = \frac{180}{\pi} \frac{2 \rho_a S_{jet} \cdot D \cdot U_{red}^2 \cdot h}{16 \cdot \pi^2 J} C_{am} \end{array} \right. \quad (V.3.9)$$

(Remarque : le facteur  $180/\pi$  provient du fait que dans la présente étude, les couples sont exprimés en  $N.m.degrés^{-1}$  au lieu de  $N.m. rad^{-1}$ ).

Les résultats statiques et dynamiques présentés aux paragraphes précédents ne s'appliquent qu'à une demi-largeur de bande, impactée d'un seul côté, or il est nécessaire d'adapter ces résultats à des configurations similaires. Pour que ces coefficients soient représentatifs d'une largeur de bande complète impactée par deux rangées de jets, de part et d'autre de son axe de rotation ainsi que sur ses deux faces il est nécessaire de les multiplier par 4. Enfin, on multiplie le tout par 5,5 pour représenter les 11 rangées de jets utilisées par **réf. [2]** (car les coefficients obtenus contiennent déjà deux rangées).

### V.3.7.b) Comparaison des paramètres d'essai

Ces résultats sont comparés à un essai dynamiquement similaire ayant les paramètres décrits dans le **Tableau 11**.

Largeur de plaque :	0,75 m
Moment d'inertie :	0,18 kg.m <sup>2</sup>
Entraxe des jets :	87,5 mm
Diamètres des jets :	12,5 mm
Fréquence propre :	0.53 Hz
Distance d'impact :	$h/D = 5,6$
$U_{0,c}$ :	26 m/s
Position du bord de plaque	$x_e = x_p$

**Tableau 11 Paramètres de l'essai comparatif sur le banc dynamiquement similaire de l'IAT**

La demi-largeur de bande mesure donc 0,375 m soit ce qui n'est pas un cas beaucoup plus large que la plaque du banc d'essai cependant la méthodologie d'extrapolation utilisée pourra être la même pour des largeurs supérieures.

On note que certains paramètres diffèrent entre les deux essais. La disposition géométriques est notamment différente : Le diamètre des jets est de 12,5 mm et leur entraxe est de 87,5 mm, leur rapport  $L/D$  est donc de 7 or dans notre cas de figure on a :  $D = 10$  mm et  $L = 60$  mm, soit  $L/D = 6$ . Cependant, le maillage est hexagonal dans les deux cas, de plus les essais dynamiquement similaires de l'IAT ont montré que l'entraxe des jets a très peu influence sur la stabilité (**réf. [4]**).

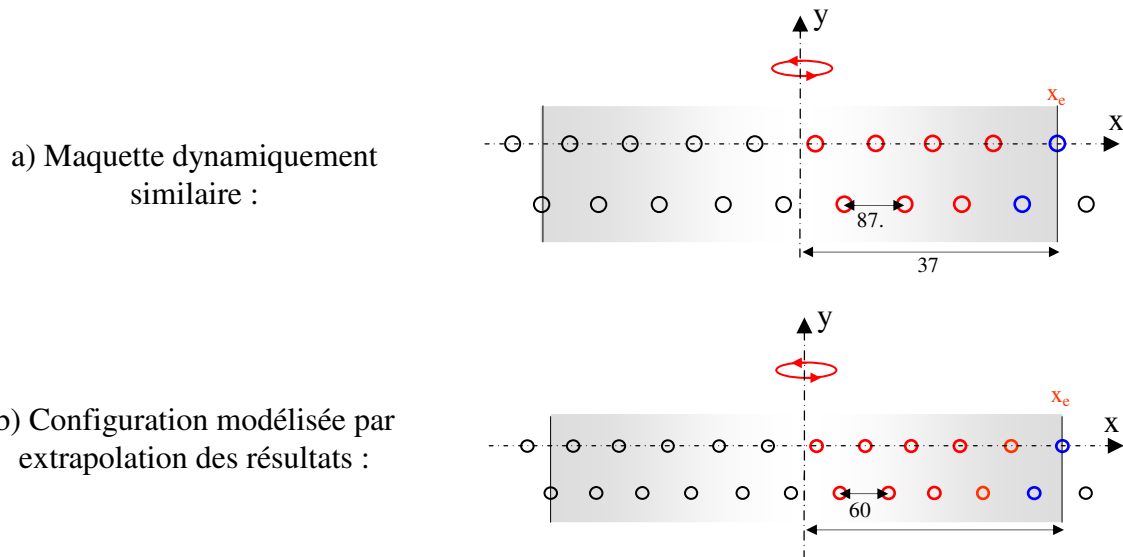
Ainsi, le paramètre essentiel à reproduire est la position du bord de la plaque ( $x_e$  en fonction de  $x_p$ ), car on a vu que cette position avait un rôle important dans la stabilité.

La **Fig. 240a**) montre la disposition de la plaque par rapport aux buses telle que les essais ont été fait sur la maquette dynamiquement similaire de l'IAT. On peut remarquer deux choses essentielles :

- 1) L'axe de rotation de la plaque ne coïncide pas exactement sur le point d'arrêt d'un jet contrairement au cas qui a été traité jusqu'à présent. La plaque est néanmoins disposée de sorte à ce que le même nombre de buse l'impacte symétriquement par rapport à son axe de rotation. Ce centrage sera rendu identique en post-traitement par souci de justesse, cependant il n'influe très peu sur la stabilité de la plaque car les jets impactants à proximité de l'axe de rotation n'induisent que de très faibles moments.
- 2) L'abscisse du bord de la plaque coïncide exactement avec celui du point d'arrêt des jets les plus excentrés des rangées longues. On a donc  $x_e = x_p$ , ce qui correspond comme on l'a vu au cas le plus stabilisant. Ce paramètre doit absolument être respecté pour représenter au mieux l'essai.

Avec les paramètres de notre banc d'essai, on voit sur la **Fig. 240b**) que si l'on considère des rangées de 12 buses au lieu de 10, alors la position des buses par rapport au bord de la plaque ainsi qu'à l'axe de rotation est identique à celle de la maquette dynamiquement semblable. Ainsi, les paramètres principaux sont respectés.

La différence d'entraxe et de diamètre des jets entre les deux configurations implique que le débit d'air d'une rangée pour ce banc d'essais est inférieur à celui du banc dynamiquement semblable d'un rapport de 0.77. On peut donc s'attendre à des efforts moins importants, aussi nous intéresserons nous plutôt aux tendances des coefficients aéroélastiques, qui eux doivent être identiques si le banc d'essais est représentatif.



**Fig. 240** Schéma de disposition des buses par rapport à la plaque a) dans le cas de la maquette dynamiquement semblable de l'IAT et b) pour la configuration modélisée par post traitement des résultats

### V.3.7.c) Extrapolation des résultats

Enfin, pour faire une comparaison pertinente, il est nécessaire d'adapter les résultats de la présente étude à la largeur de bande de l'essai dynamiquement semblable. En effet, de manière générale, la largeur des bandes réelles est plus importante que celle testée dans cette étude (de l'ordre de 2m contre 60 cm sur le banc), c'est pourquoi on propose une extrapolation des distributions des coefficients aéroélastiques selon l'axe  $x$ , afin de pouvoir les appliquer à des bandes plus larges. Pour ce faire, on distingue le cas statique du cas dynamique.

#### V.3.7.c.1) Cas statique

On a vu que les distributions de raideur sont bien superposables d'une cellule à l'autre. Ces résultats sont donc tout à fait extrapolables à de plus grandes largeurs de bande en considérant que la raideur aéroélastique d'une largeur entière de bande peut être modélisée en utilisant  $n$  fois celle d'une cellule (si  $n$  cellules entières impactent la bande sur sa largeur) et en raccordant les effets de bords en fin de courbe afin de correspondre au cas de comparaison. Les bras de leviers doivent simplement être en accord avec les dimensions de la bande modélisée afin que sous forme dimensionnelle, les couples de raideur aient la bonne proportion.

Dans un premier temps pour modéliser les effets « centraux », on moyenne les efforts de raideur aéroélastiques les trois cellules centrales mesurées. La **Fig. 241** montre le découpage de la courbe qui permet d'en extraire le motif périodique qui sera moyenné.

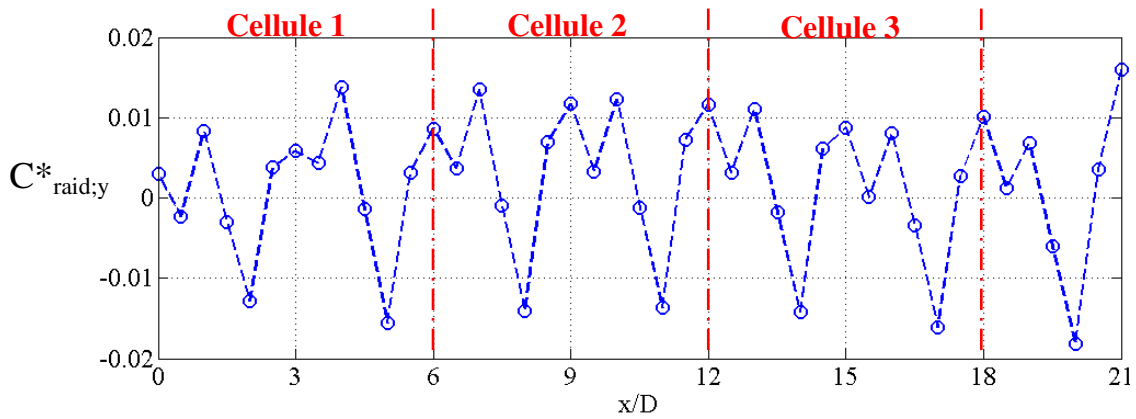


Fig. 241 Distribution de  $C^*_{raid;y}$  pour deux rangées de jets impactants, découpée selon ses motifs répétitifs

Sur la Fig. 242, on a superposé et moyenné les trois cellules de  $C^*_{raid;y}$  de la figure précédente. On peut observer que l’allure de la courbe est tout à fait similaire d’une cellule à l’autre. On voit également que l’évolution de chaque point n’est pas en cohérence avec l’ordre des cellules (ce qui correspondrait à un effet d’amplitude). Ceci confirme que ces écarts proviennent d’imprécisions de mesures et que le moyennage est pertinent.

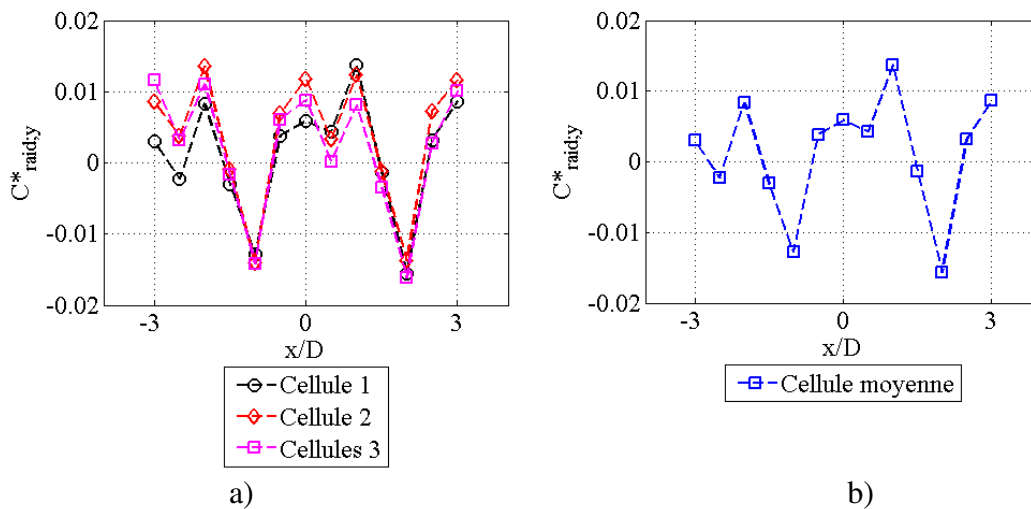


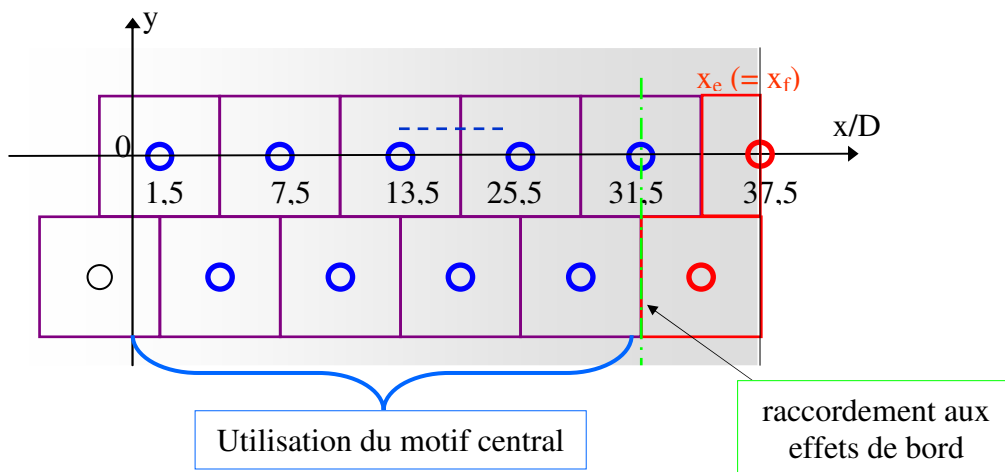
Fig. 242 a) Superposition de la distribution de  $C^*_{raid;y}$  sur trois cellules ; b) moyenne des trois cellules

L’intégrale de la distribution de cette cellule moyenne vaut :

$$C^*_{raid}(\text{Cellule moyenne}) = \sum_{j=1}^{j=13} C^*_{raid j} = 0.0304 \tag{V.3.10}$$

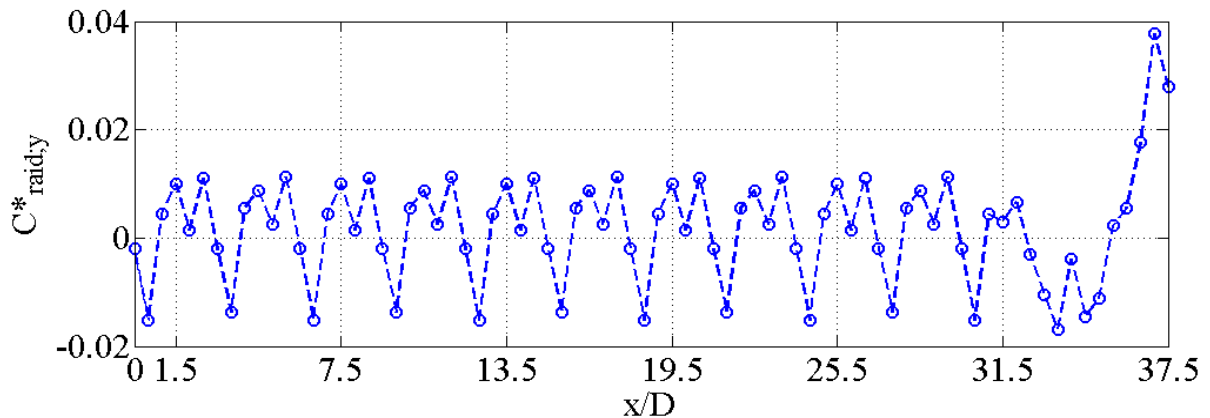
Son signe étant positif sa contribution est stabilisante pour la plaque. Sa valeur est très faible, toutefois elle augmente linéairement avec le bras de levier dans le calcul de  $C_{raid}$ . Ainsi, plus une cellule « entière » impact loin de l’axe de rotation plus elle stabilise la plaque.

La Fig. 243 montre la disposition des cellules créée par post traitement en utilisant les effets centraux et en les raccordant aux effets de bord. Pour ce cas, le raccordement est fait en  $x/D = 31,5$ .



**Fig. 243** Disposition des cellules pour que le post traitement corresponde à l'essai comparé

La Fig. 244 montre la distribution de  $C_{\text{raid},y}^*$  extrapolée par post traitement pour cette configuration. On voit bien tous les motifs centraux qui se répètent, et l'effet de bord qui est largement prépondérant. Le bord de la plaque achève la courbe sur un pic, ce qui fait tendre l'intégrale vers une valeur positive stabilisante.



**Fig. 244** Evolution de  $C_{\text{raid},y}^*$  extrapolée sur une plaque de demi-largeur  $37,5D$

La Fig. 245 montre cette même distribution pondérée par les bras de levier pour  $x$  allant de  $0$  à  $37,5D$  ( $C_{\text{raid},y}$ ).

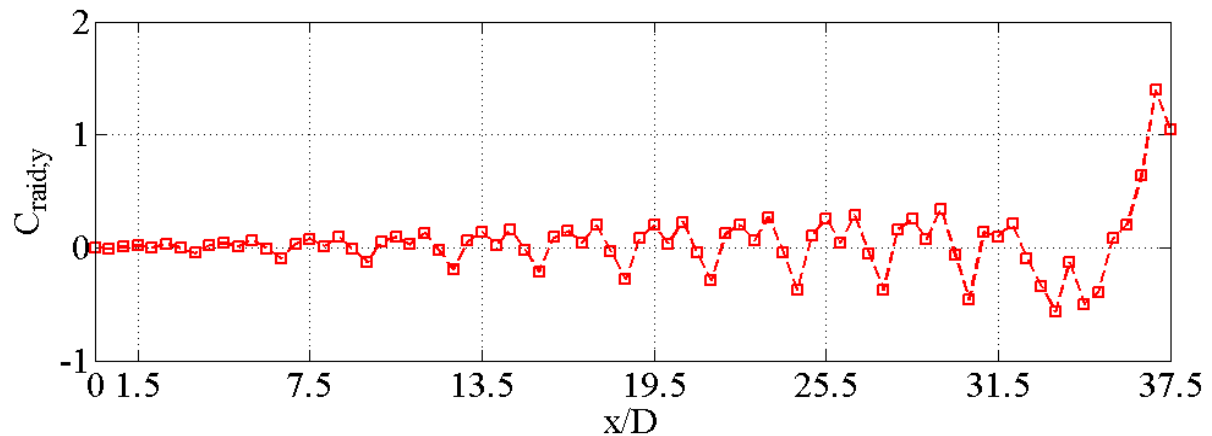


Fig. 245 Evolution de  $C_{\text{raid},y}$  extrapolée sur une plaque de demi-largeur 37.5D

Le coefficient aéroélastique du couple de raideur de cette configuration peut se calculer ainsi pour une demi plaque :

$$C_{\text{raid}} (\text{demi-largeur}) = \int_{x=0}^{x=37.5} C_{\text{raid},y} dx = 1.2427 \text{ (calculé par somme discrète)} \quad (\text{V.3.11})$$

Pour rendre ce coefficient comparable avec les essais dynamiquement similaires, il faut le multiplier par le nombre de rangées ainsi que le nombre de faces manquantes de la plaque.

$$C_{\text{raid}} (11 \text{ rangées de buses}) = 4 \times 5.5 \times C_{\text{raid}} (\text{demi-largeur}) = 27.34 \quad (\text{V.3.12})$$

### V.3.7.c.2) Cas dynamique

L'idée d'extrapolation est ici plus délicate car on a pu observer que la trop grande amplitude du mouvement de la plaque fait que l'on s'éloigne de la partie linéaire des efforts en fonction de  $\theta$ . Le moyen de remédier à ce problème est d'utiliser la distribution des efforts de raideur de la cellule impactant sur l'axe de rotation. En effet, comme cela a été vu sur la **Fig. 212**, dans cet intervalle d'amplitude angulaire la tendance des efforts reste la même et les non-linéarités des efforts ne sont pas assez grandes pour fausser le signe des résultats. Les essais statiques à plus faible amplitude ont montré que la distribution des efforts aéroélastiques se répète de motifs en motifs lorsqu'ils ne dépendent que de  $\theta$ . Par conséquent, si les essais sont refaits à une plus petite amplitude angulaire, les motifs des coefficients aéroélastiques devraient tous être semblables à celui que l'on a mesuré ici sur l'axe de rotation. Pour extrapoler les résultats à de plus grandes largeurs de bandes, on utilise donc la distribution des efforts aéroélastiques de la cellule impactant sur l'axe de rotation. On reproduit ce motif jusqu'au point de raccordement avec les effets de bord.

Les mesures faites en conditions d'effets de bord ont quant à elles été effectuées uniquement à des bras de levier importants ( $x$  compris entre  $18D$  et  $24D$ ) par conséquent on ne peut pas corriger cet effet d'amplitude sans refaire d'essais. On utilise les données telles qu'elles ont été mesurées sachant qu'elles sont faussées par des non-linéarités. On portera donc notre intérêt sur la tendance d'évolution des courbes en fonction de la vitesse réduite qui permet d'analyser la stabilité globale de la plaque, plutôt que sur la justesse et la précision des valeurs.



La Fig. 246 présente l'évolution de  $C_{am,y}^*$  extrapolée pour quatre vitesses réduites différentes en prenant le motif de cellule moyenne pour les effets « centraux ». Les effets de bord sont raccordés en  $x/D = 31,5$ .

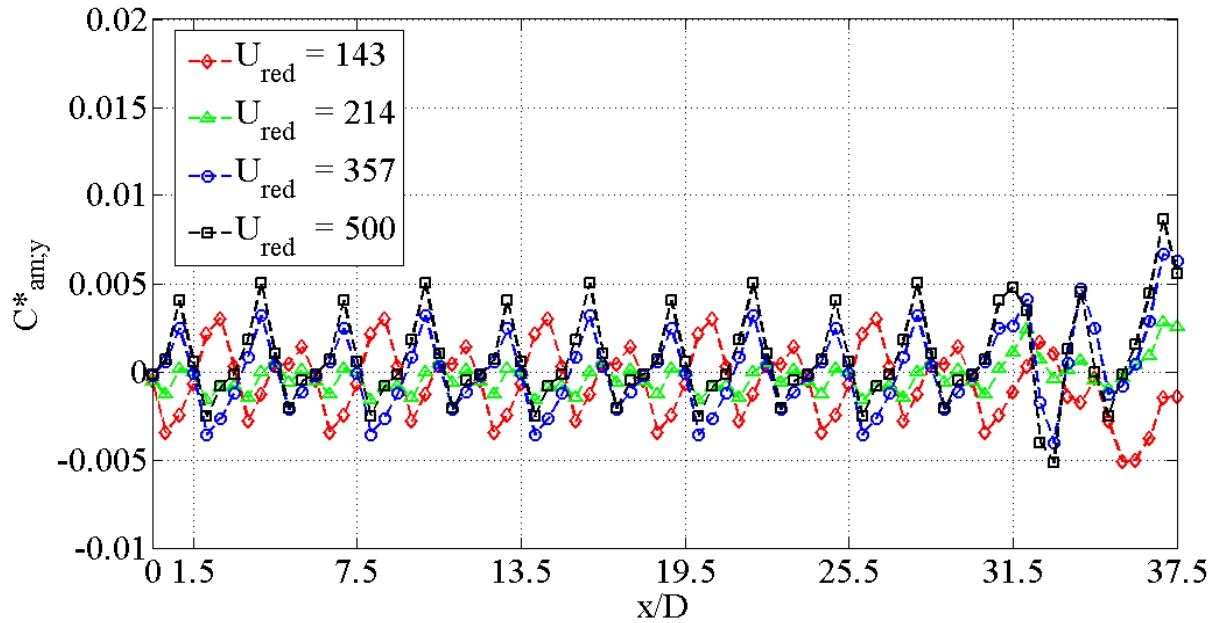


Fig. 246 Evolution de  $C_{am,y}^*$  avec le raccord du modèle central et des bords

La Fig. 247 montre ces mêmes courbes pondérées de leur bras de levier ce qui donne la distribution de  $C_{am,y}$ . On voit que son allure est tout à fait similaire à la distribution originalement mesurée (voir Fig. 237).

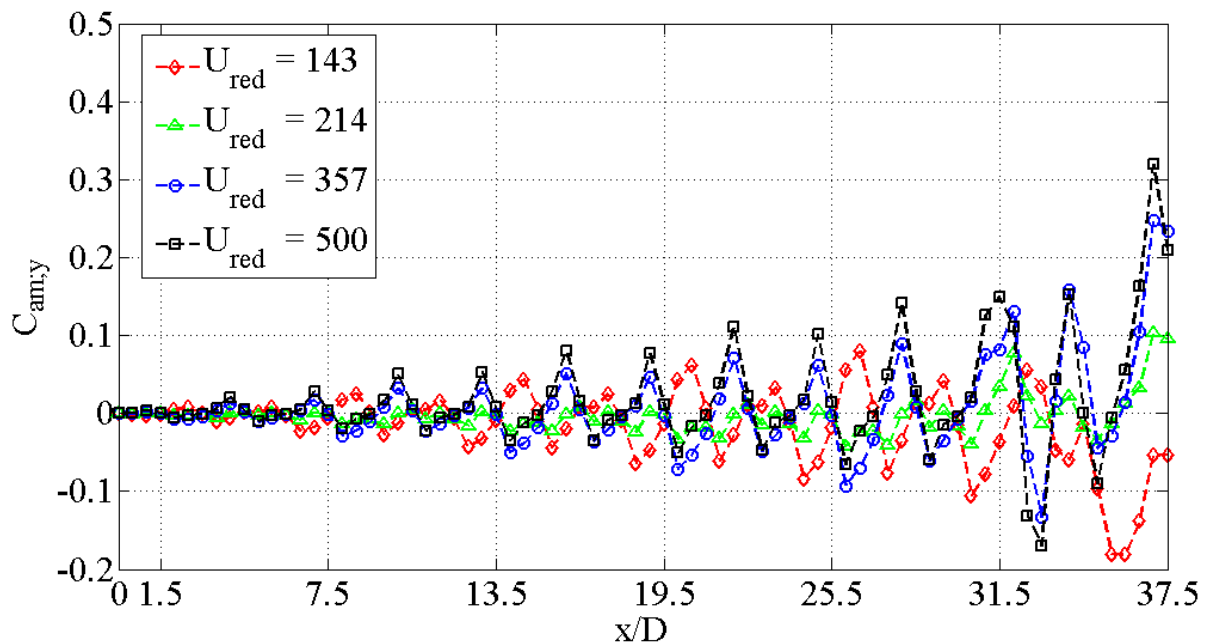
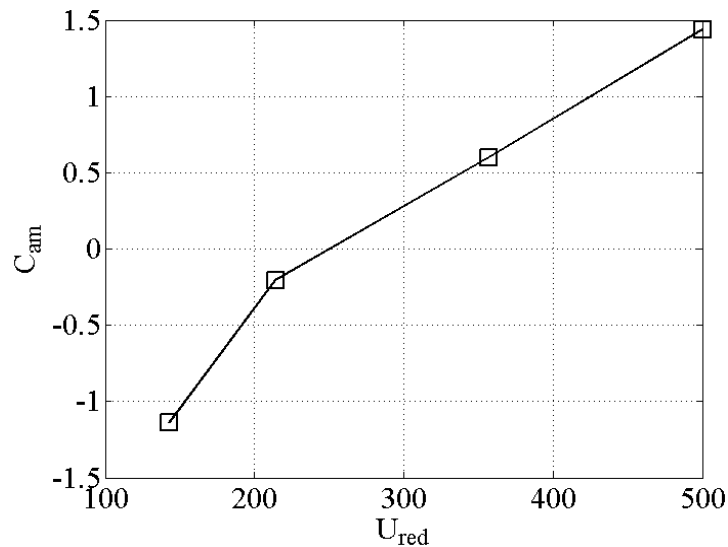


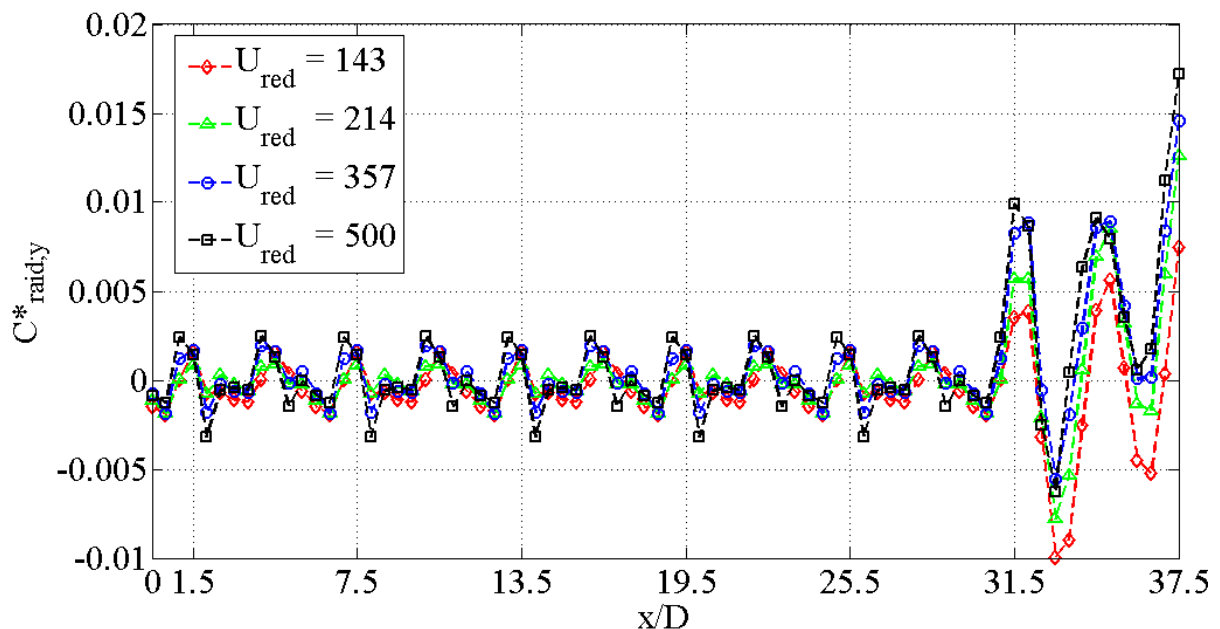
Fig. 247 Evolution de  $C_{am,y}$  avec le raccord du modèle central et des bords

La valeur intégrale de  $C_{am}$  extrapolée (entre  $x = 0$  et  $x = 37,5$ ) est tracée sur la Fig. 248. On retrouve une courbe croissante en fonction de la vitesse réduite tout comme pour le cas non extrapolé (voir Fig. 239), avec néanmoins des valeurs absolues plus importantes.



**Fig. 248** Coefficient  $C_{am}$  total d'une demi-largeur de bande

La Fig. 249 montre la distribution de  $C_{raid,y}^*$  extrapolée. La partie « centrale » pour  $x$  allant de 0 à  $31,5D$  est une répétition du motif mesuré à la plus faible amplitude possible. Les effets de bord sont raccordés en  $31,5D$  et marquent une nette rupture avec le reste de la courbe du fait qu'ils ont été mesurés à des amplitudes de mouvement sortant largement du domaine linéaire. On note néanmoins que l'ordre des courbes est respecté même à ces grandes amplitudes. L'information essentielle à puiser de ces courbes est que la vitesse réduite tend à augmenter la raideur aéroélastique dans cette configuration.



**Fig. 249** Evolution de  $C_{raid,y}^*$  avec le raccord du modèle central et des bords

La Fig. 250 montre la courbe extrapolée de  $C_{raid,y}$ . On peut constater que même avec l'amplification des bras de leviers, les effets de bords restent très nettement au dessus du reste.

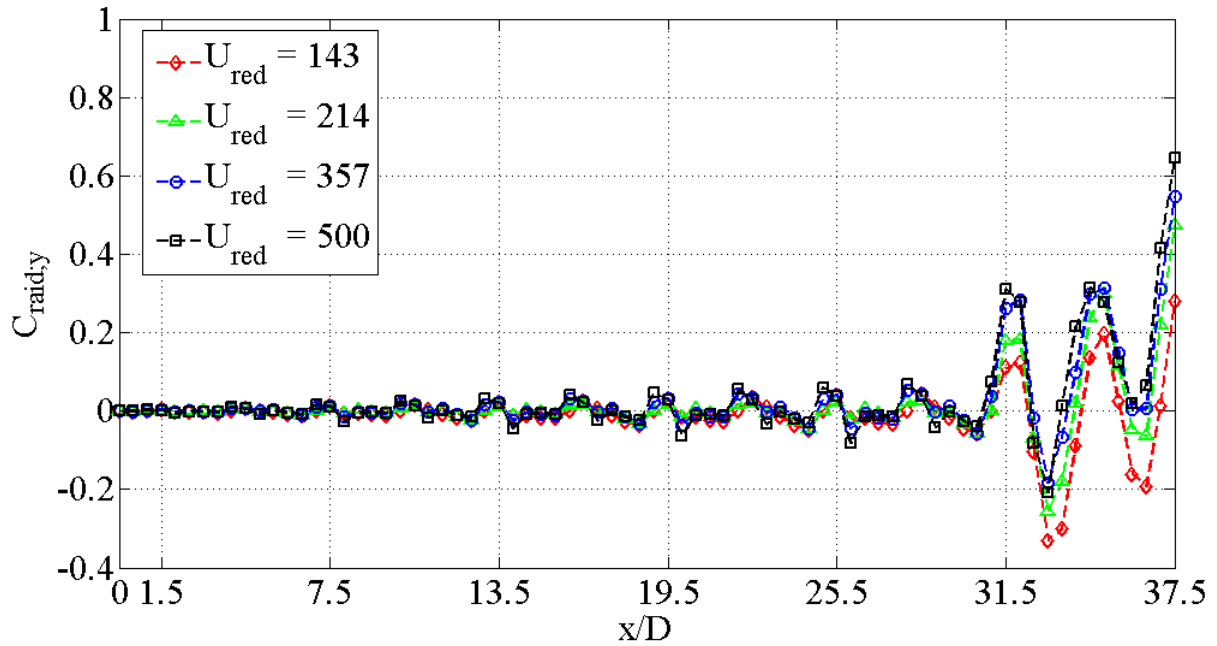


Fig. 250 Evolution de  $C_{raid,y}$  avec le raccord du modèle central et des bords

Enfin, sur la Fig. 251 on peut voir l'intégrale de  $C_{raid}$  pour  $x$  allant de 0 à 37,5 et affiche une courbe monotonement croissante comme les deux figures précédentes le laissaient pressentir.

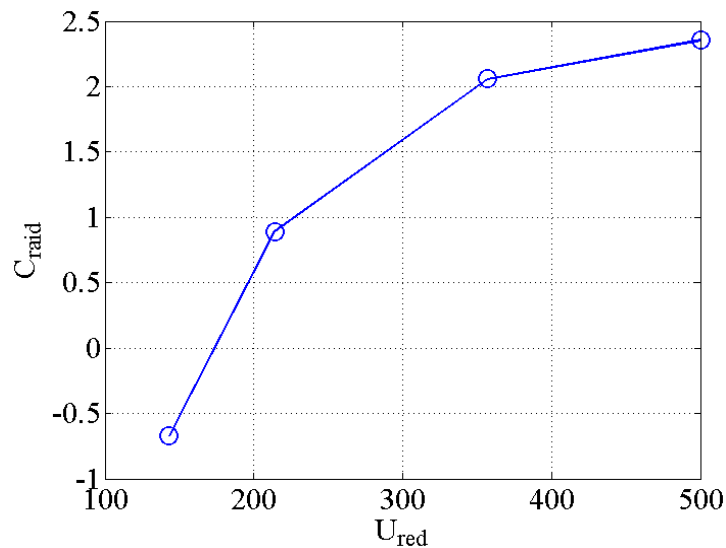


Fig. 251 Coefficient  $C_{raid}$  total d'une demi-largeur de bande

#### V.3.7.d) Comparaison des résultats

La comparaison entre les coefficients aéroélastiques  $C_{raid}$  et  $C_{am}$  obtenus avec ce banc d'essai et le banc dynamiquement similaire sont montrés sur les Fig. 252 et Fig. 253. Les coefficients obtenus avec le banc « mouvement forcé » ont été pondérés d'un facteur  $4 \times 5.5$  afin de représenter une bande entièrement impactée par 11 rangées de jets, comme cela a été explicité auparavant. Ces distributions sont tracées en fonction de la fréquence réduite ce qui permet de placer le point de fréquence nulle en  $F_{red} = 0$  (cas statique) il serait placé à l'infini en vitesse réduite.

On voit que les ordres de grandeur sont cohérents (surtout pour le coefficient  $C_{\text{raid}}$ ), cependant il y a de grandes différences dans l'évolution des coefficients. Les coefficients  $C_{\text{raid}}$  obtenus par les deux bancs différents ont tout de même quelques similitudes, notamment le fait qu'ils changent tous deux de signe autour de vitesses réduites peu éloignées. Le coefficient  $C_{\text{am}}$  est quant à lui beaucoup plus faible que celui du banc dynamiquement similaire et son évolution est décroissante, alors qu'elle croit au contraire rapidement dans le cas des mesures avec le banc dynamiquement similaire.

On compare sur la **Fig. 254** la phase des moments aéroélastiques obtenue à partir des coefficients aéroélastiques  $C_{\text{raid}}$  et  $C_{\text{am}}$  avec ce banc d'essais et ceux obtenus avec le banc dynamiquement semblable. Celle-ci est définie par :

$$\varphi = \text{atan}(C_{\text{am}}/C_{\text{raid}}) \quad (\text{V.3.13})$$

Elle représente assez bien les phénomènes physiques mis en jeu : le retard des couples aéroélastiques par rapport au mouvement angulaire de la plaque. L'évolution des deux courbes est tout à fait différente pour les deux bancs d'essais. Les deux courbes montrent un changement de comportement aux alentours de  $F_{\text{red}} = 0.0035$ . La courbe du banc dynamiquement similaire passe au dessus de  $90^\circ$ , ce qui correspond au fait que la raideur aéroélastique ( $C_{\text{raid}}$ ) devient négative.

La phase obtenue avec le banc en mouvement forcé passe quant à elle en dessous de zéro autour de la même fréquence réduite. Ceci témoigne d'un très important changement de comportement (le moment aéroélastique global devient « en avance » sur la position angulaire). Ce changement s'explique bien par les courbes de  $C_{\text{raid}}$  et  $C_{\text{am}}$  qui deviennent tous deux négatifs aux alentours de  $F_{\text{red}} = 0.003$ . Cependant, le comportement aéroélastique décrit est totalement différent.

Enfin, l'évolution de l'amplitude des moments montrée sur la **Fig. 255** est également très différente pour les deux cas. Elle reste constante dans la configuration de mouvement forcé et augmente rapidement pour le cas dynamiquement similaire.

On déduit de ces résultats que les phénomènes physiques du banc dynamiquement similaire dans cette configuration ne sont pas reproduits avec le banc en mouvement forcé. Les résultats sont néanmoins très cohérents en tant que tels. L'évolution des coefficients aéroélastiques en fonction de la vitesse réduite provient bien de phénomènes physiques. Cependant, ces mesures représentent deux configurations différentes qui ne se ressemblent pas. Ceci signifie que les paramètres géométriques des deux bancs d'essais ne sont pas assez similaires pour pouvoir être comparés.

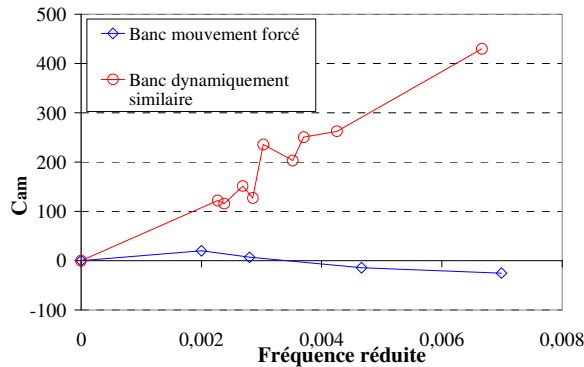


Fig. 252 Comparaison de l'évolution du coefficient  $C_{am}$  pour les deux bancs

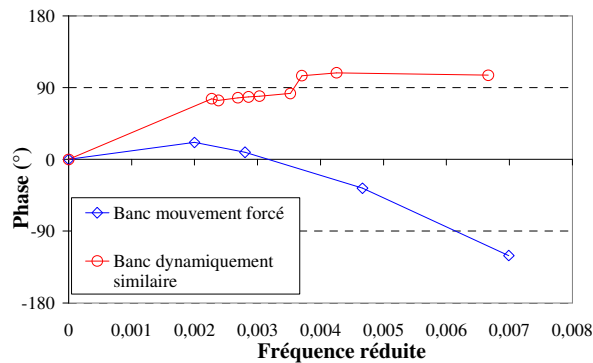


Fig. 254 Comparaison de la phase des moments aéroélastiques mesurée pour les deux bancs

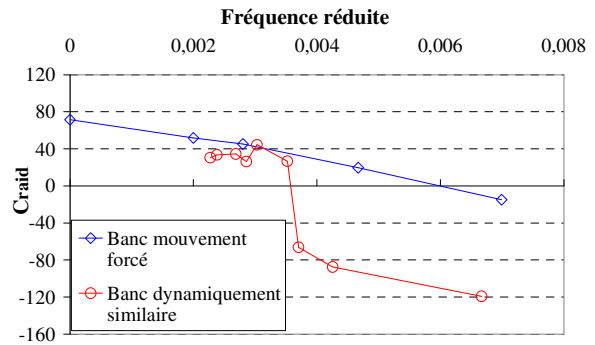


Fig. 253 Comparaison de l'évolution du coefficient  $C_{raid}$  pour les deux bancs

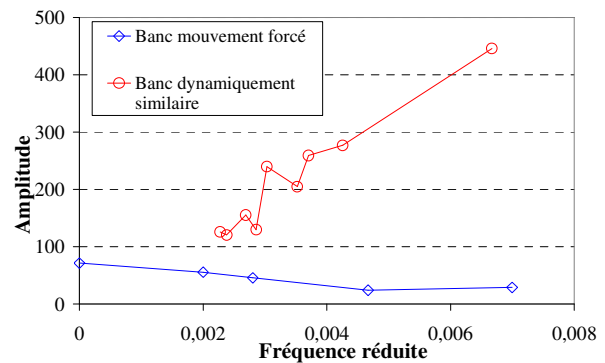


Fig. 255 Comparaison de l'amplitude des moments aéroélastiques mesurée pour les deux bancs

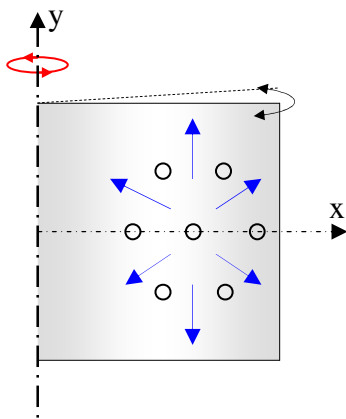
### V.3.8) Discussions et conclusions

Cette configuration de soufflage a été analysée de façon assez complète en exploitant au maximum les capacités du banc d'essai. On a constaté que les coefficients aéroélastiques créés par un motif de sept jets ont un bilan proche de zéro les parties amont et aval du motif tendent à des effets contraires. Ces observations nous ont amenées à investiguer les efforts aéroélastiques de plusieurs motifs impactant côtes à côtes pour s'apercevoir que le bilan de ces assemblages est tout aussi proche de zéro, à moins d'investiguer les bords de la plaque. Ces derniers sont tellement prépondérants par rapport aux effets centraux que les résultats globaux intégrés sur une largeur de bande  $y$  sont très sensibles. On a vu que la stabilité de la plaque peut s'inverser à 5mm près en fonction d'où se trouve le bord de la plaque par rapport aux jets. Ces résultats concernant une telle sensibilité aux effets de bord sont à nuancer car il est probable qu'ils soient propres à cette configuration de soufflage très particulière. En effet, d'autres configurations montrant des divergences très rapides (en termes de vitesse réduite) ont sûrement des coefficients de raideur très instable même au niveau des effets centraux. Il serait très instructif de porter les futurs essais sur ces configurations. Il suffirait pour cela d'utiliser les mêmes orifices simples en modifiant le confinement car il a été constaté que cela suffit à rendre la plaque instable (réf. [1] et [3]). Toutefois, même pour des configurations très instables, les bords doivent impérativement être investigués car ils induisent forcément des couples aéroélastiques très importants.

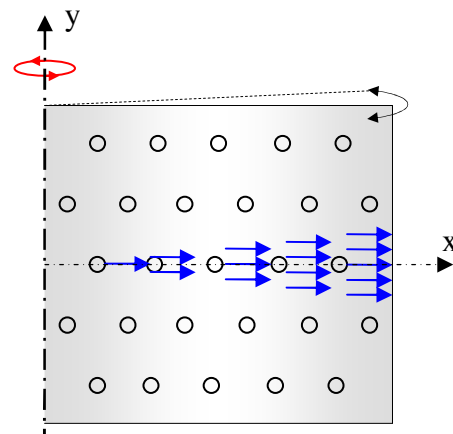
La méthodologie présentée dans ce chapitre est à valider sur un cas plus comparable au banc dynamiquement similaire. Elle est en tout cas assez prometteuse car il suffit de mesurer les pressions au centre puis les pressions aux bords et une extrapolation peut en être déduite.

Les grandes différences de tendances observées lors de la comparaison des résultats avec un cas dynamiquement similaire proviennent d'un manque de représentativité du banc envers la géométrie d'une section de refroidissement réel. Il est nécessaire de modifier des points de sa conception afin de l'améliorer. Les deux points majeurs qui diffèrent entre ce banc et une maquette exacte d'une section de refroidissement sont :

Le nombre de jets : on a pu constater lors des analyses statiques qu'aux petites modifications de position angulaire, les efforts d'impact d'une cellule se reproduisent à l'identique le long de la largeur de la plaque. Ce résultat est logique puisque dans de telles configurations les jets impactent la plaque avec exactement la même incidence à une distance jet-plaque quasiment identique. Il est très probable qu'en réalité, sur une largeur de bande les cellules interagissent entre elles et se modifient de proche en proche. Il est néanmoins difficile d'estimer jusqu'où en amont l'information peut se répandre à moins de faire des essais. Toutefois, l'influence des jets amont est clairement l'un des paramètres qui diffère entre le banc d'essai et une batterie de jets impactants industrielle. En effet, dans ce dernier cas, la présence de nombreux jets oblige les cellules à interagir afin que l'air puisse s'évacuer (voir **Fig. 256** et **Fig. 257**). Cette hypothèse doit être vérifiée en modifiant le banc d'essais afin qu'il comprenne un nombre de jets plus important.



**Fig. 256** Schéma de l'écoulement du motif de 7 jets



**Fig. 257** Schéma de l'écoulement d'une batterie entière de jets

- 1) Le confinement des jets : on a vu au §II.4.4.c) que celui-ci est très influent sur la stabilité de la plaque, particulièrement dans le cas des orifices simples. En effet, la simple présence (ou non) d'une plaque entre les rampes change toute la stabilité de la configuration. Aussi serait-t-il très intéressant de recréer une géométrie ayant un confinement similaire à celle des rampes de soufflage industrielles sur le banc d'essai.

En conclusion ce banc d'essai s'avère avoir beaucoup de potentiel pour mesurer les tendances aéroélastiques de nombreux cas différents à condition toutefois de bien reproduire les géométries des configurations de soufflage.

## V.4) Références

- [1] REGARDIN C., SZECHENYI E., MARMONIER F., NYIRUMULINGA Y., OHAYON R., “Experimental Approach to the Aeroelastic Behaviour of an Oscillating Plate Impinged by Interacting High Velocity Gas Jets” Proceedings of FEDSM2009, ASME 2009, Vail, Colorado USA, FEDSM2009-78344
  
- [2] SZECHENYI E., REGARDIN C., «Le Comportement Dynamique des Bandes d’acier dans les Tours de Refroidissement : Phase 1 » Rapport d’essai Confidentiel IAT / FIVES STEIN
  
- [3] SZECHENYI E., REGARDIN C., «Le Comportement Dynamique des Bandes d’acier dans les Tours de Refroidissement : Phase 2 » Rapport d’essai Confidentiel IAT / FIVES STEIN
  
- [4] REGARDIN C., SZECHENYI E., «Le Comportement Dynamique des Bandes d’acier dans les Tours de Refroidissement : Phase 3 » Rapport d’essai Confidentiel IAT / FIVES STEIN

# Chapitre VI Conclusions et perspectives

---

## VI.1) Conclusions

Dans ce travail nous avons étudié expérimentalement les efforts créés par une batterie de jets axisymétriques sur une plaque plane en vue d'en comprendre le comportement aéroélastique. L'objectif était de créer un banc d'essai permettant de modéliser sur une maquette de petite échelle les instabilités aéroélastiques observées en industrie. Dans cette optique nous avons tout d'abord passé en revue un grand ensemble de connaissances théoriques sur le sujet. Il a notamment été vu que la dynamique structurelle de la bande peut être assimilée à des modèles simples de poutre et de corde tendue en fonction du type de mode étudié. Le mode identifié comme instable est le mode à déformé longitudinale (0,1b) et on a vu que sa fréquence propre dépend principalement de la hauteur libre de la bande et de sa traction. Des connaissances générales ont ensuite été rappelées sur la dynamique de jets impactants en vue d'une étude de leur écoulement pariétal. Il a été constaté que peu d'études portent sur les distributions de pressions pariétales de l'impact d'une batterie de jets.

L'approche choisie s'est avérée originale et non étudiée dans la bibliographie. Un banc d'essai a été conçu et validé en termes de mesures de pression et d'estimation des efforts. Dans un but d'optimisation des moyens, la batterie de jets impactants axisymétriques industrielle a été réduite à sa maille élémentaire (motif hexagonal) en vue d'extrapoler son comportement à la bande entière. La bande d'acier a quant à elle été assimilée à une plaque rigide oscillant en mouvement de rotation forcé. Etant donné le caractère original de cette étude, la conception du banc a pris en compte un grand nombre de paramètres interchangeables afin de couvrir une très large gamme d'essais différents (maillage, géométrie etc...). Le câblage ainsi que la mise au point et les étalonnages statiques et dynamiques de tous les capteurs de pression ainsi que de leur vinyles ont abouti à un banc opérationnel pour des mesures stationnaires et instationnaires avec une précision de mesure toute à fait correcte.

Ce banc a été utilisé afin de mesurer les efforts de jets impactants sur la plaque en fonction de nombreux paramètres. Une investigation de ces efforts a été effectuée pour trois géométries de soufflage différentes parallèlement à des mesures de vitesses moyennes et de turbulence par fil chaud. Les lois gaussiennes de distribution de pression pariétale des jets isolés sont retrouvées avec cependant quelques différences par rapport aux résultats de la littérature (portant sur des jets plans). L'évolution des efforts sur la plaque en fonction de la distance d'impact n'est pas monotone, elle change de pente ce qui délimite des domaines de stabilité de plaque en mouvement de pompage. On a vu que quelle que soit la géométrie de soufflage, les jets impactants isolés sont statiquement instables pour une plaque en mouvement pompage à des distances d'impact inférieures à une distance critique  $h_{cr}$  qui a été définie pour chaque géométrie. Ces zones instables se trouvent à des distances jet-plaque inférieures à  $5D$ . Au-delà de cette distance les efforts sont monotonement décroissants quelle que soit la géométrie de soufflage. Pour le cas d'une batterie de jets axisymétriques (ARN) les zones instables se



trouvent également à des distances inférieures à  $5D$ , cependant ces zones sont entre-coupées par de petits intervalles stables. Il a été observé, grâce à un soufflage par orifices simples, que le confinement est très stabilisant pour la plaque à des distances d'impact très faibles ( $h/D < 1D$ ). Enfin, on a montré que le nombre de Reynolds ne possède pas de grande influence sur l'évolution des efforts sur la plaque et modifie seulement leur intensité.

Enfin, on a étudié le comportement aéroélastique de la plaque en mouvement de rotation. La configuration de soufflage utilisée s'est avérée avoir un comportement assez éloigné de celui du banc dynamiquement similaire. Son étude a néanmoins fourni de nombreuses avancées sur la compréhension des phénomènes. On a constaté que les effets de bords peuvent créer des efforts aéroélastiques prépondérants sur les effets centraux de la bande. Ils déterminent dans certains cas à eux seuls la stabilité de la plaque. Le comportement « central » des efforts aéroélastiques (loin des bords) est quant à lui répétitif de motif en motif et peut facilement être extrapolé. Ceci a mis en évidence la nécessité d'investiguer une large surface de plaque en tenant compte des effets de bord ainsi que de la disposition en quinconce des jets. Le manque de représentativité du banc semble provenir principalement de la différence de géométrie de soufflage du banc par rapport au cas auquel il a été comparé. Cependant la qualité des mesures effectuée avec ce banc d'essai est très satisfaisante et peut être encore nettement améliorée grâce aux connaissances qu'ont apporté cette thèse. Si les mouvements de la plaque sont restreints à de plus petites amplitudes, l'estimation des coefficients aéroélastiques par fonction de transfert peut être encore meilleure. Ce banc a prouvé sa capacité à pouvoir déterminer les coefficients aéroélastiques de l'interaction jets-plaque. Il possède donc potentiellement les outils de mesures et d'analyse pour représenter les problèmes industriels. Toutefois, il est absolument nécessaire pour cela de recouper les mesures avec celles de réf. [1]. Dans cette optique il serait conseillé pour les prochains essais de créer une configuration de soufflage identifiée comme très instable, ayant une divergence très rapide. En effet, dans ce genre de cas, l'instabilité doit pouvoir être visible même au niveau des effets centraux et le motif de sept jets en est assez représentatif. Dans le paragraphe suivant on propose quelques perspectives de poursuites d'étude ainsi que des suggestions d'amélioration du banc. Ce travail doit donc être poursuivi afin de reproduire correctement et comprendre l'aéroélasticité de la bande en rotation dans sa totalité. Cette thèse a permis d'en dégager les points importants.

## **VI.2) Perspectives d'améliorations du banc d'essai**

Les différences entre les résultats trouvés lors de cette étude et ceux obtenus avec un banc dynamiquement similaire amènent de nombreuses questions quant à la représentativité du banc d'essai par rapport au cas industriel. Ce paragraphe donne quelques recommandations concernant les points principaux qui peuvent être améliorés (pour la plupart assez simplement) et permettraient de lever le voile sur ces questionnements.

### **VI.2.1) Nombre de jets**

L'utilisation du motif répétitif de 7 buses en quinconce semblait au départ un moyen très astucieux de représenter tous les efforts aérodynamiques des jets impactants sur la plaque avec peu de capteurs de pression. Cependant très vite de nombreux questionnements ont fait surface, les problématiques principales étant celles-ci : Peut-on simuler et comprendre de façon inconditionnelle l'écoulement pariétal d'un ARN avec seulement 7 jets ? Ou encore de façon

plus précise, le nombre élevé de jets sur une ligne d'ARN contribue-t-il à « propager » de la pression de cellules en cellules en directions de bords ?

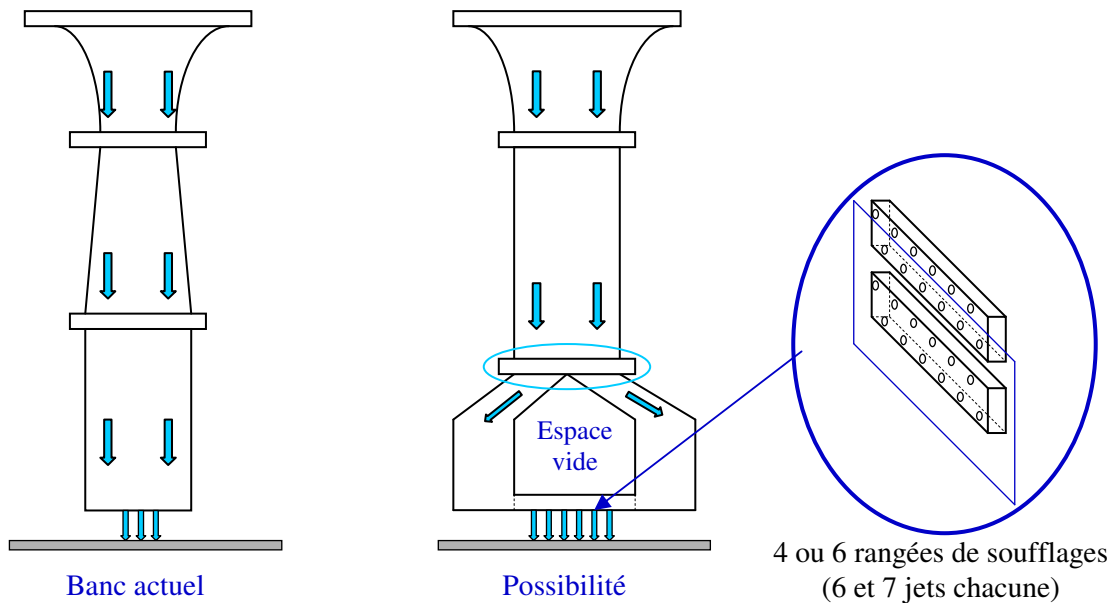
Il a été vu assez nettement dans les résultats présentés dans ce chapitre que l'utilisation du motif seul donne des distributions d'efforts très répétitifs lors des décalages de bras de levier. On ignore si la physique réelle de l'écoulement d'impact de grands ARN comme ceux utilisés dans les sections de refroidissement est aussi répétitive et si les différences sont significatives. Il est par conséquent impératif de faire la même étude en augmentant le nombre de jets impactants. Le plus judicieux est d'augmenter celui-ci de façon aussi conséquente que possible.

La mise en place par exemple de cinq rangées de 6 et 7 jets (en fonction du quinconce) permettrait selon l'axe des  $x$  d'avoir le même nombre de cellules que sur une demi-bande industrielle et d'avoir deux rangées au-dessus et au-dessous de la rangée étudiée selon l'axe  $y$ . Si certains jets trop éloignés de la zone instrumentée s'avèrent n'avoir aucune influence ils peuvent alors être bouchés. Ceci permettrait de définir combien de jets en amont de celui étudié ont une influence sur son écoulement.

### **VI.2.2) Importance du confinement et des écoulements de retour**

Le banc actuel ne permet pas à l'air de s'évacuer par l'arrière des buses, ce n'est pas le cas dans l'industrie. La « reprise par l'arrière » est un facteur qui doit être étudié et inclus dans la conception si le banc doit être modifié. Ce point semble d'ailleurs d'autant plus important, si le nombre de jets impactant est augmenté car le débit d'air impacté est alors plus conséquent et peut entraîner de grandes modifications d'efforts instantanés lors des oscillations.

Les **Fig. 258** et **Fig. 259**, comparent le banc actuel avec une variante du même banc qui permettrait de prendre en compte les deux paramètres qui viennent d'être évoqués. La conception se rapproche de celle des gaines de soufflage industrielles. L'utilisation de rampes comprenant deux rangées de buses (comme en industrie) implique un nombre pair de rangées de buses, contrairement à ce qui était suggéré plus haut. Dans ce cas, l'utilisation de six rangées semble le choix le plus judicieux. Il est néanmoins nécessaire d'adapter les dimensions de cette nouvelle partie aérodynamique à celle de la plaque instrumentée déjà construite.



**Fig. 258** Schéma du banc d'essai actuel

**Fig. 259** Possibilité de conception différente du banc incluant plus de jets et permettant les « reprises » par l'arrière (confinement différent)

### VI.2.3) Amplitude du mouvement angulaire

Comme cela a été mentionné au Chapitre V, il serait nécessaire de pouvoir étudier de façon dynamique des amplitudes angulaires encore plus petites (aux alentours de  $\pm 1^\circ$ ). Ceci permettrait d'améliorer la précision des mesures de coefficients aéroélastiques en s'affranchissant des non-linéarités. Il est nécessaire pour cela de concevoir une nouvelle manivelle de mise en rotation de la plaque, comprenant des trous de fixation de bielle encore moins excentrés (cf. Chapitre III).

### VI.2.4) Précision générale du banc

Celle-ci est dans l'ensemble largement satisfaisante. La reproductibilité peut néanmoins être encore améliorée au niveau du centrage des jets par rapport à l'axe de rotation. Le déplacement de la plaque selon l'axe z pourrait par exemple être facilité à l'aide d'une glissière, voir une motorisation. Ceci limiterait les jeux et les décalages en lui permettant de toujours rester dans l'axe. Les temps de mise en place des essais seraient également considérablement réduits.

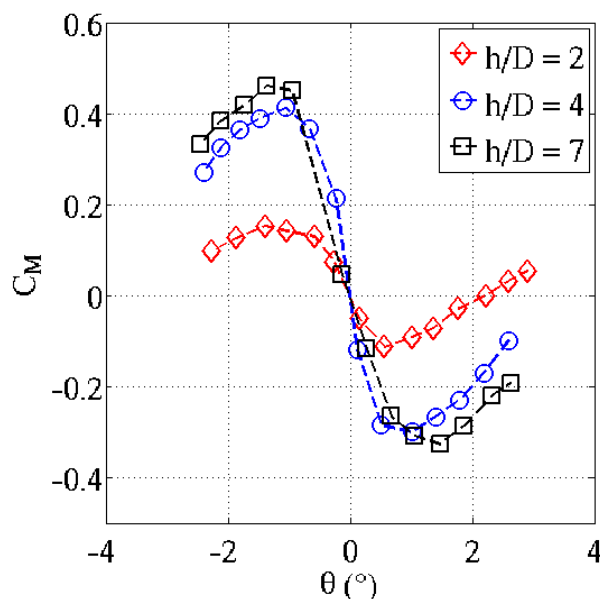
### VI.2.5) Temps de manipulation

Le temps relativement élevé des campagnes d'essais peut être principalement imputé à la petite taille de la zone instrumentée par rapport à la grande surface à explorer. Ceci est directement lié au nombre de capteurs utilisé, qui est ici le facteur limitant. L'augmentation de celui-ci aboutirait à un gain de temps considérable.

### VI.3) Essais complémentaires

Les résultats de **Regardin et al. (réf. [1])** ont montré que dans certains cas, comme celui du soufflage par orifices simples très confinés, la plaque peut avoir une instabilité de divergence aux grandes amplitudes. Ceci signifie que la pente d'évolution du moment aérodynamique sur la plaque en fonction de  $\theta$  change lorsque  $\theta$  passe une valeur critique. Ces cas là doivent être investigués car ce type d'instabilité a été observé en industrie et sur le banc dynamiquement similaire. Ils ne concernent plus des écarts à une position de bande centrée en  $\theta = 0$ , mais par rapport à une position  $\theta = \theta_c$  où  $\theta_c$  est à déterminer.

D'autres géométries de soufflages doivent être étudiées. Les « effets centraux » de la géométrie de « buses droites » ont d'ores et déjà été investigués mais non présentés dans ce rapport car ils n'ont pour l'instant pas été investigués de façon complète (leurs effets de bord n'ont pas été étudiés). Ces essais doivent être faits en priorité car ils offriraient de bons points de comparaison. Les résultats sont différents de ceux obtenus avec les orifices simples. La **Fig. 260** montre l'évolution de  $C_M$  en fonction de  $\theta$  pour une cellule centrée sur l'axe de rotation de la plaque à trois distances d'impact distinctes avec la géométrie de soufflage de « buses droites ». On constate pour chacune de ces distances, deux comportements différents : aux petites amplitudes, la cellule est instable (pente négative) alors qu'elle est stable aux grandes amplitudes (pente positive). Ceci est exactement l'inverse que de ce qui a été constaté avec les orifices simples. Cependant on sait que ces effets peuvent être négligeables par rapport aux effets de bords c'est pourquoi il est primordiale de les investiguer. La pente instable aux petites amplitudes est néanmoins en cohérence avec les essais de la **réf.[2]** qui montrent une raideur aéroélastique négative pour cette géométrie de soufflage.



**Fig. 260**  $C_M$  en fonction de  $\theta$  pour des distances d'impact de 2D ; 4D et 7D et la géométrie de soufflage b) (Buses droites)

### VI.4) Autres types d'oscillations de bande

Enfin, en guise de dernière perspective on peut également citer une autre voie éventuelle que pourrait prendre la suite de cette étude. En effet, comme cela a été évoqué au Chapitre II, l'instabilité de flottement selon le mode propre de bande (0,1b) sur laquelle repose cette étude,

n'est aujourd'hui plus observée dans les lignes de recuit continues récentes. Celle-ci a été « remplacée » par des oscillations de bande à grande amplitudes selon des modes d'ordres supérieurs. Ces phénomènes n'ont pas encore pour l'instant été identifiés comme étant des instabilités aéroélastiques. Néanmoins, si toutefois tel est le cas, le banc d'essai de cette étude peut permettre de les étudier, moyennant un post traitement qui prenne en compte leur forme. Si la suite de cette étude prend cette direction les modifications du banc suggérées au §VI.2) sont tout de même impératives afin que les mêmes interrogations ne soient pas soulevées à nouveau. De plus, il est auparavant nécessaire de valider la représentativité du banc en recoupant les mesures avec celles du banc dynamiquement semblable. Par conséquent l'étude du mode instable (0,1b) doit être poursuivie et validée avant d'étudier d'autres modes. Si toutefois il s'avère que ces grandes oscillations ne sont pas dues à des instabilités aéroélastiques mais à des forçage aux fréquences de résonance de la bande (par de modes de veines par exemples), une autre voie d'étude doit être lancées indépendamment de celle-ci.

### VI.5) Références

- [1] REGARDIN C., SZECHENYI E., MARMONIER F., NYIRUMULINGA Y., OHAYON R., "Experimental Approach to the Aeroelastic Behaviour of an Oscillating Plate Impinged by Interacting High Velocity Gas Jets" Proceedings of FEDSM2009, ASME 2009, Vail, Colorado USA, FEDSM2009-78344
- [2] SZECHENYI E., REGARDIN C., « Le Comportement Dynamique des Bandes d'acier dans les Tours de Refroidissement : Phase 2 » Rapport d'essai Confidentiel IAT / FIVES STEIN

# Annexe A Visualisations pariétales

## A.1) Introduction

Les visualisations pariétales constituent un moyen rapide et peu coûteux pour apporter des éléments de compréhension sur un écoulement dans des lieux où d'autres types de mesures seraient difficiles à faire. Le cas de cette étude en est un très bon exemple. En effet, les questions soulevées par les résultats obtenus lors de l'étude statique amènent de nombreuses questions quant à la représentativité du banc d'essai par rapport au cas d'une vraie section de refroidissement.

Les problématiques principales étant celles-ci : Peut-on simuler et comprendre de façon inconditionnelle l'écoulement pariétal d'une grande batterie de jets axisymétrique (ARN) avec seulement 7 jets ? Ou encore de façon plus précise, le nombre élevé de jets sur une ligne d'ARN contribue-t-il à « propager » de la pression de cellules en cellules en direction des bords ? On peut également se demander si les effets aérodynamiques dus aux bords de la plaque sont identiques aux effets aérodynamiques de « bords d'ARN ».

Le banc d'essais déjà construit ne peut évidemment pas répondre à ces problématiques, car il manque par définition soit de jets, soit de prises et de capteurs de pressions. En revanche des visualisations pariétales de l'écoulement provenant d'une vraie batterie de jets aux rapports de dimensions similaires à ceux utilisés en industrie (nombre de jets,  $L/D$  etc...) s'avèrent être un excellent moyen d'y répondre.

Pour faciliter l'analyse de ces visualisations on propose de diviser la zone d'impact de référence d'une cellule en trois régions distinctes que l'on retrouve dans chaque configuration et qui sont schématisées sur la **Fig. 1**.

La région n°1 est celle qui se trouve juste à proximité du point d'arrêt du jet au centre de la cellule. L'écoulement y est similaire à celui d'un jet impactant isolé dans le même espace radial. Elle possède un fort gradient de pression qui pousse l'air radialement du point d'arrêt à grande vitesse.

La région n°2 est une région fontaine du même type que celle d'un écoulement de deux jets impactants. L'écoulement est fortement ralenti jusqu'à l'abscisse du point d'arrêt secondaire où la pression pariétale atteint un second pic. L'air s'écoule alors de part et d'autre de ce point d'arrêt selon l'axe  $y$ .

La région n°3 est une zone de recirculation fortement tridimensionnelle dans laquelle la vitesse est quasiment nulle (le produit visqueux utilisé pour les visualisations met beaucoup de temps à sécher). Cette zone provient de l'interaction de trois jets ce qui crée de grandes structures tourbillonnaires. Ces tourbillons n'étaient pas visibles avec les mesures de pression pariétales. On attribue leur présence à la géométrie particulière des batteries de jets étudiées. En effet, celles-ci possèdent trois rangées de jets (voir §A.3), par conséquent l'air s'évacue de façon préférentielle selon l'axe  $y$  car il est complètement confiné selon l'axe des  $x$ . La différence entre les zones fontaine de la région n°2 et de la région n°3 provient sûrement de là.

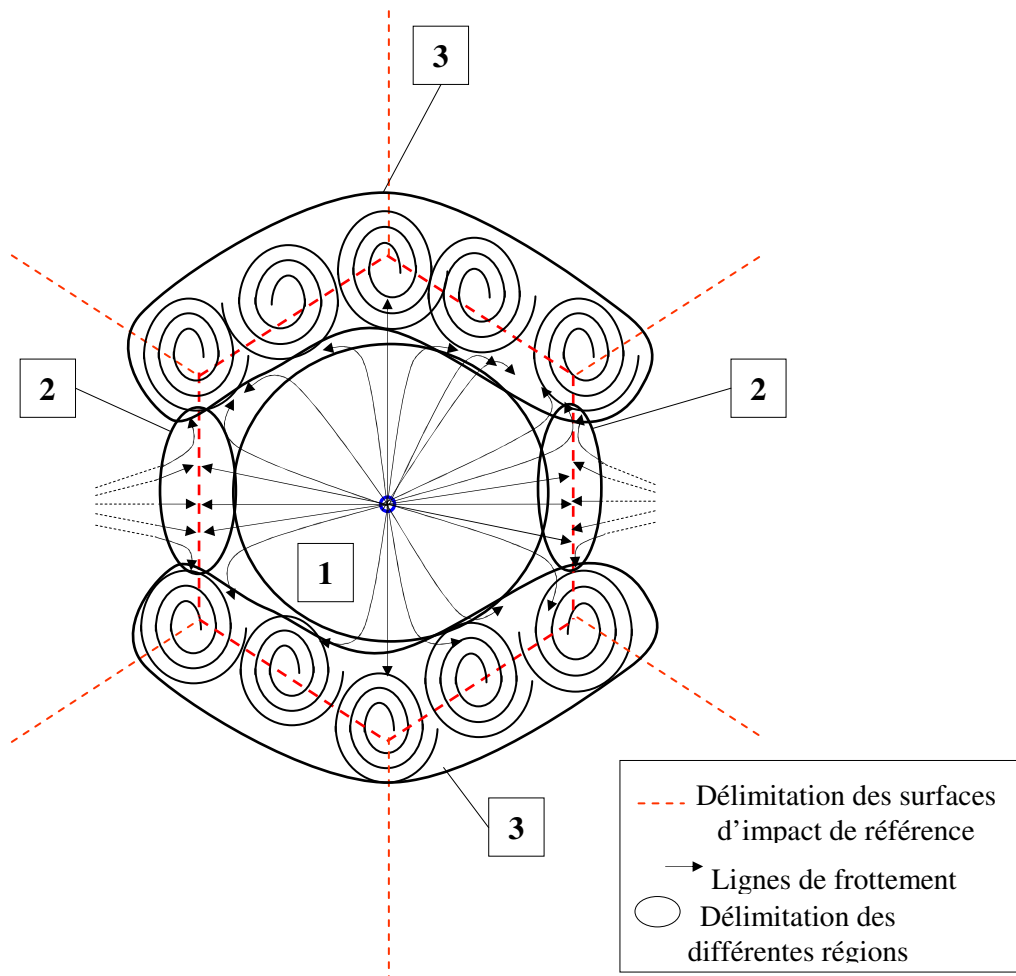


Fig. 1 Schéma de l'écoulement pariétal au sein d'une cellule typique

## A.2) Détails du procédé expérimental

L'objectif est de rendre visibles les lignes de frottement de l'écoulement pariétal (voir **Fig. 2**). Pour cela on utilise un mélange de kaolin et de white spirit que l'on dépose sur une plaque plane sous la batterie de jets. L'optimal entre le dosage des deux produits et la vitesse d'écoulement doit être défini afin d'obtenir de bons clichés. La recherche de cet optimal nous oblige ici à utiliser des vitesses de jets faibles (aux alentours de 40 m/s). En effet dans le cas de vitesses plus élevées le produit éclabousse trop et finit par s'enlever de la paroi. Ces faibles vitesses couplées aux dimensions réduites des jets, aboutissent à un nombre de Reynolds plus faible que lors des essais par mouvement forcé ( $Re = 10256$ ). Les jets sont tout de même pleinement turbulents. Les essais faits précédemment ont montré que le nombre de Reynolds d'influençait pas la structure de l'écoulement. Lors des tests de visualisation, la vitesse a été montée jusqu'à 70 m/s ( $Re = 17949$ ) et les résultats ont montré que mis à part des visualisations moins bonnes, la structure de l'écoulement pariétal est identique.

Lorsque le produit est bien dosé, le soufflage doit être laissé suffisamment longtemps pour lui permettre de sécher sur toute la zone étudiée. Les régions où la vitesse est la plus grande deviennent alors marquées de façon très blanche tandis que les régions de faibles vitesses laissent des zones noires.



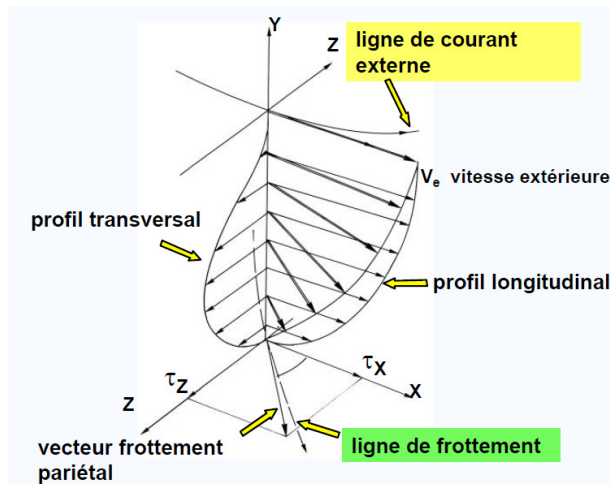
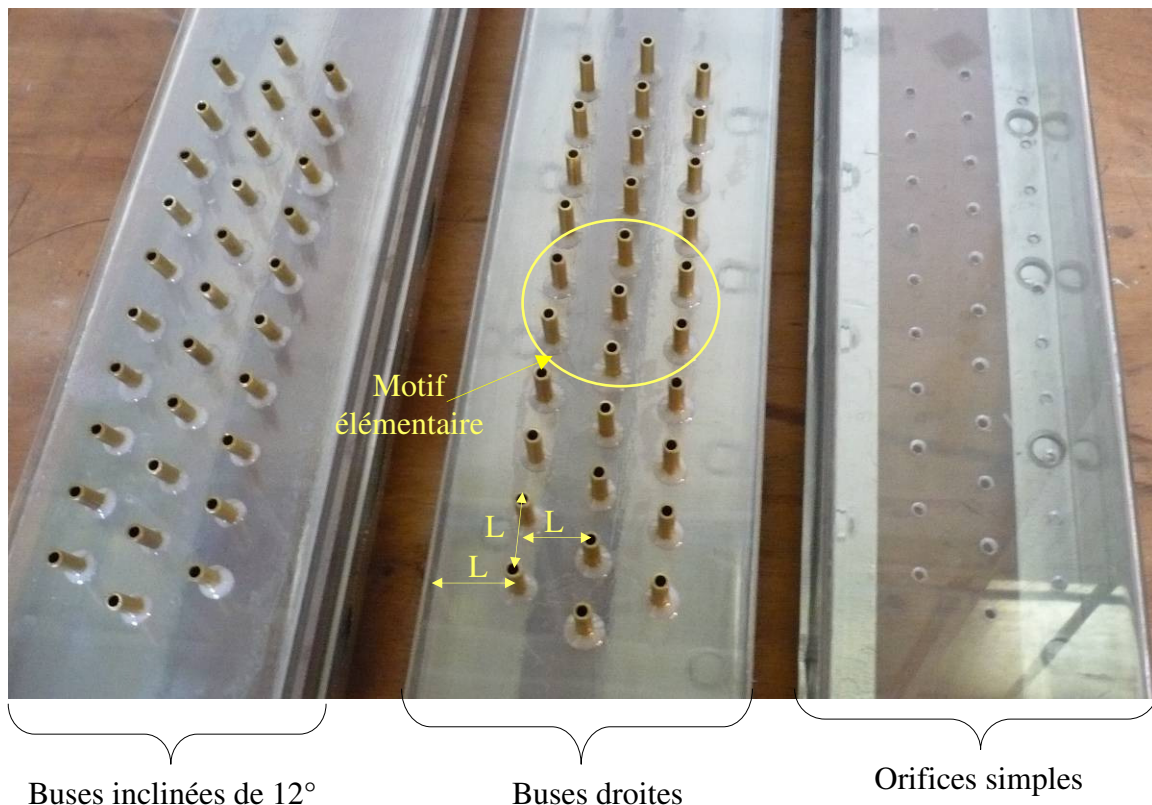


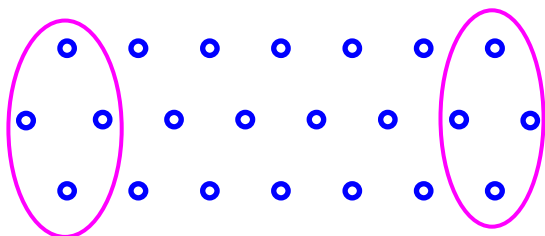
Fig. 2 Schéma du vecteur de frottement pariétal (réf. [1])

### A.3) Matériel

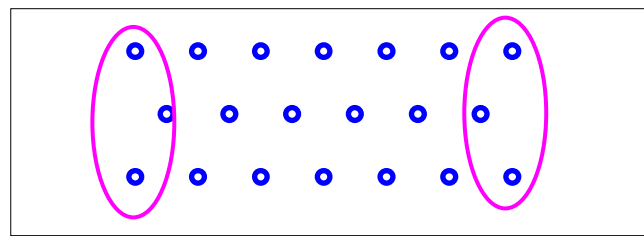
Les essais ont été effectués sur la maquette dynamiquement similaire d'une section de refroidissement présentée au paragraphe § II.4.4.a). Trois rangées de buses ont été construites avec une disposition en quinconce (voir Fig. 6). La ligne du milieu fera donc l'objet de l'étude car elle permet d'avoir des cellules complètes. Concernant les effets de bord, on étudie les phénomènes relatifs aux « rangées longues et « rangées courtes » en bouchant ou débouchant les jets les plus aux bords de la ligne centrale. Ceci constitue deux configurations de soufflage différentes que l'on nommera « LCL » (pour « *Ligne Centrale Longue* ») et « LCC » (pour « *Ligne Centrale Courte* ») (voir Fig. 4 et Fig. 5). On comparera les cas pour lesquels la bande est plus longue que la batterie de jet à ceux où à l'inverse, la plaque est plus courte et se termine au milieu des jets.



**Fig. 3 Rampes de soufflages avec trois géométries différentes construites pour les visualisations**



**Fig. 4 Configuration LCL (Ligne Centrale Longue)**



**Fig. 5 Configuration LCC (Ligne Centrale Courte)**

Les dimensions de la batterie de buse ont été réduites de façon à respecter « au mieux » les rapports d'échelle initialement utilisés sur le banc d'essais, cependant la réalisation technique de ces rampes a rendu impossible de tous les respecter. Ainsi les dimensions conçues ont été les suivantes :

**Paramètres communs à toutes les configurations :**

- $D = 4 \text{ mm}$
- $L = 24 \text{ mm}$
- $L/D = 6$

*(Ces paramètres communs respectent bien ceux du banc d'essai ainsi que ceux de l'industrie.)*

**Orifices simples:**

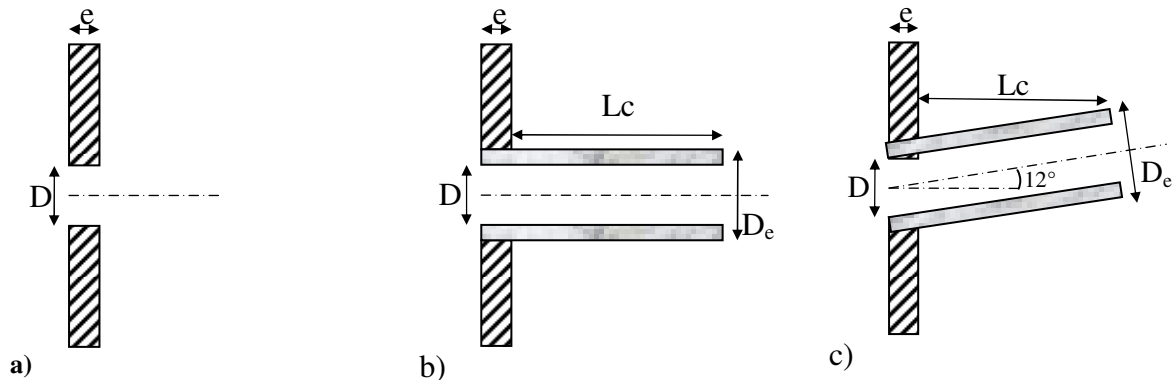
- $e = 3 \text{ mm}$
- $e/D = 3/4$

(Pour le banc d'essai en mouvement forcé,  $e/D = 3/5$ )

**Pour les deux configurations de buses :**

- $L_c = 20 \text{ mm}$
- $D_e = 6 \text{ mm}$
- $L_c/D = 5$
- $D_e/D = 3/2$

(Pour le banc d'essai en mouvement forcé,  $D_e/D = 6/5$ , soit deux fois plus grand. En revanche le rapport  $L_c/D$  est bien respecté ici)



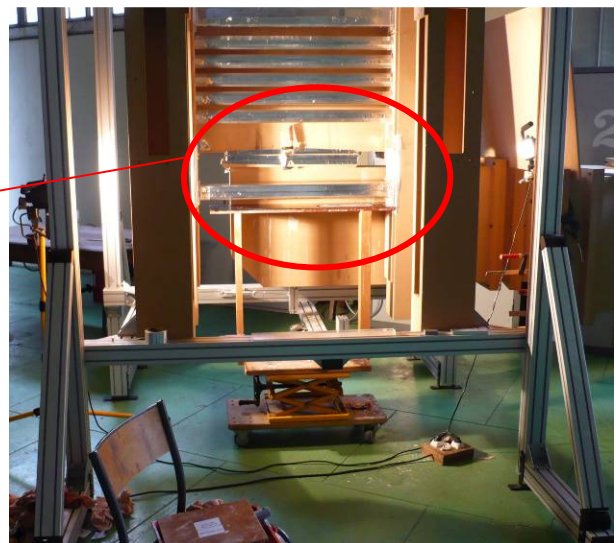
**Fig. 6** Schéma des trois géométries de soufflage étudiées a) Orifice simple b) Buse droite c) Buse inclinée

Des projecteurs halogènes de forte puissance ont été placés de chaque côté de la surface d'impact elle-même revêtue d'un film noir mat afin de minimiser les réflexions. Les clichés ont été effectués sans flash.

Plusieurs essais ont été effectués avant de trouver une disposition de soufflage correcte. En effet les parois verticales situées derrière ainsi que sur les côtés de la surface d'impact se sont avérées influençables sur les résultats. Trois rampes de soufflage déjà construites auparavant ont été modifiées pour ces essais.



**Fig. 7** Les rampes de soufflages fabriquées à l'IAT avec les 3 géométries de soufflage



**Fig. 8** Montage des rampes sur la maquette dynamiquement similaire

## A.4) Orifices simples (géométrie a)

### A.4.1) Distance jet-plaque

Les Fig. 9, Fig. 10, Fig. 11, Fig. 12 et Fig. 13 présentent les résultats obtenus avec les orifices simples. La Fig. 9 se démarque clairement des autres par le fait qu'on n'y voit aucune zone de recirculation. La distance jet-plaque  $y$  est fixée à  $h/D = 0.5$ , ce qui correspond à une configuration d'écoulement de paroi dans lequel le jet n'a pas la place de se développer avant d'impacter la plaque. Ainsi la partie centrale de chaque jet se comporte véritablement comme un solide que l'écoulement doit contourner afin de pouvoir s'échapper. On constate qu'à cette distance, la forme des cellules centrales est très sensible à leur position selon l'axe des  $x$ . Les jets impactant aux extrémités donnent des cellules déformées vers les bords par l'écoulement des autres jets. On voit très bien que cette « déformation » de cellule vers l'extérieur se transmet de proche en proche vers les jets impactant au centre de l'ARN. Ce résultat n'a rien de surprenant à cette distance d'impact car la paroi de confinement est tellement proche que les écoulements parallèles (crossflow) sont très intenses et ont une grande influence sur la forme des impacts. Comme on l'a vu au chapitre IV, cette configuration applique des efforts très importants sur la plaque, du fait du confinement.

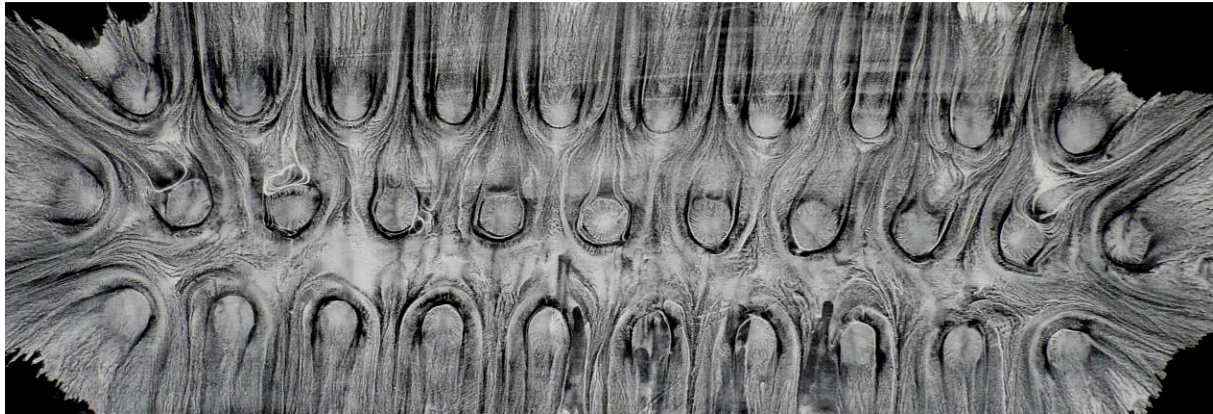
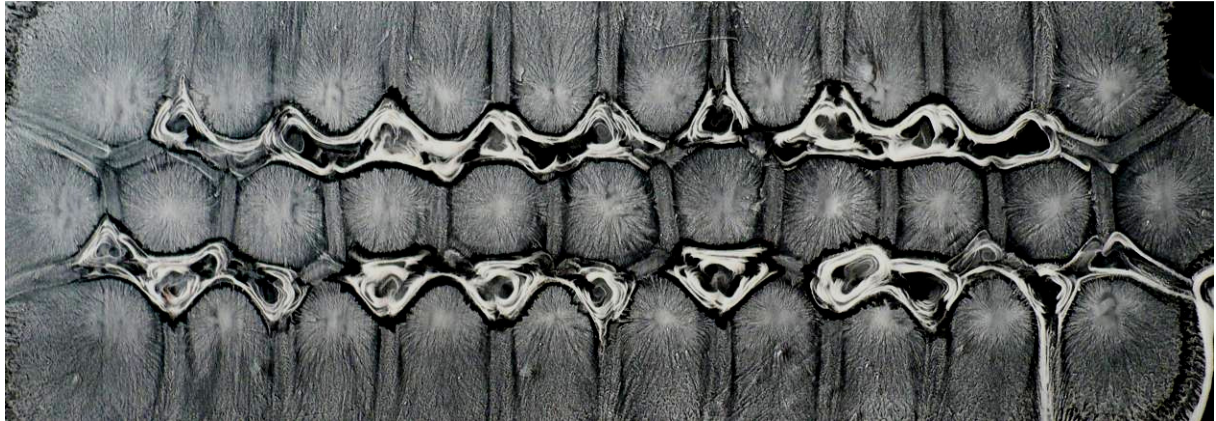


Fig. 9  $h/D = 0.5$

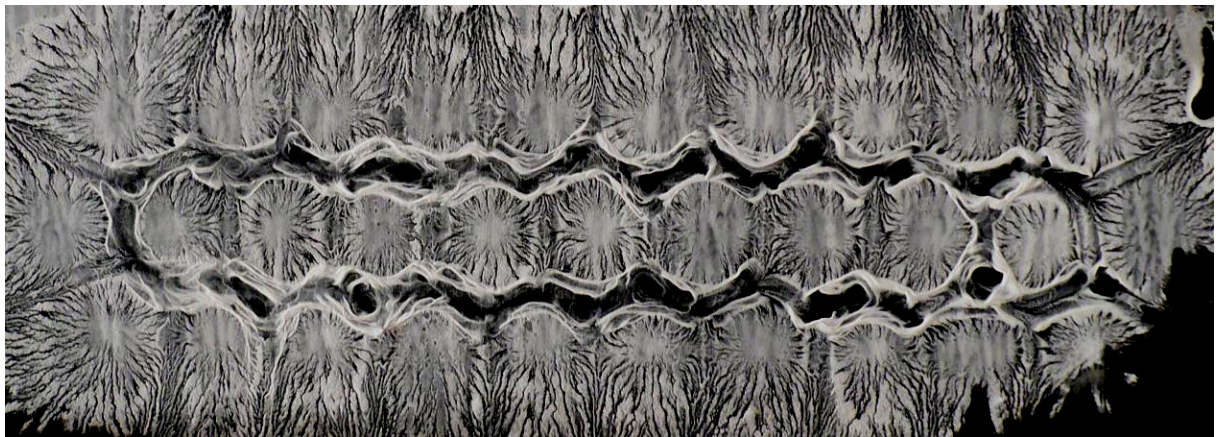
Sur la Fig. 10 la distance jet-plaque est fixée à  $h/D = 3$ , laissant ainsi le jet commencer sa zone d'établissement avant d'impacter la plaque située à une distance inférieure à sa longueur de cône potentiel. On peut observer ici de façon très distincte les trois régions définies au paragraphe A.1). Les lignes fontaines verticales sont très marquées et délimitent chaque cellule de façon propre. Les lignes fontaines diagonales sont en revanche beaucoup moins nettes, beaucoup plus épaisses et marquent la présence claire de tourbillons tridimensionnels. La vitesse en ces endroits est beaucoup plus faible qu'ailleurs car le mélange liquide met beaucoup plus de temps à sécher qu'ailleurs. La forme des cellules n'est pas régulière, cependant ceci ne pourrait ici être imputé à un quelconque phénomène physique de l'écoulement, mais plutôt à ses grandes instationnarités ainsi qu'aux éclaboussures qu'il provoque.





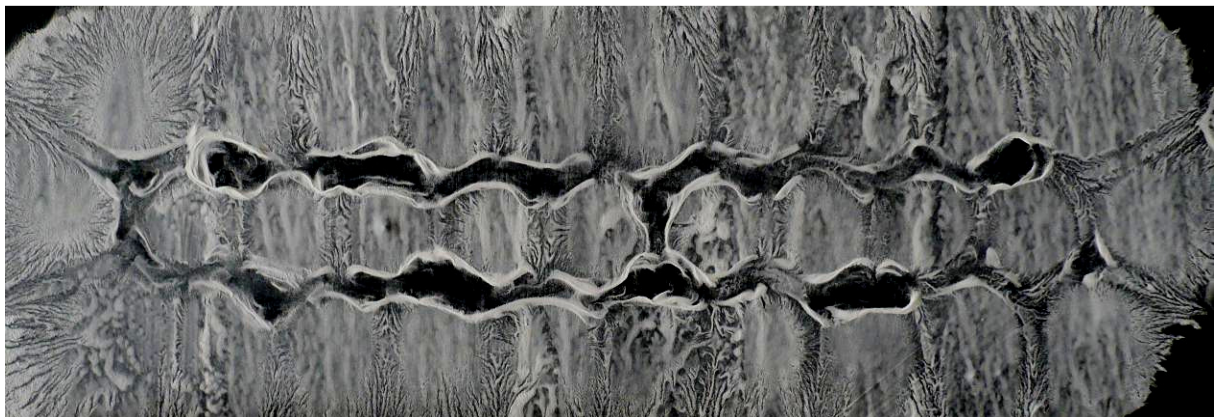
**Fig. 10**  $h/D = 3$

Sur la **Fig. 11** la distance jet-plaque est fixée à  $h/D = 5,5$  soit l'optimal thermique. Cette distance se trouve au début de la zone stable en pompage (courbe de force décroissante en fonction de  $h/D$ , voir §IV.3.4.b). Le dosage du produit est moins bon sur ce cliché, on observe cependant que les régions 3 sont moins épaisses qu'à  $h/D = 3$ .



**Fig. 11**  $h/D = 5.5$

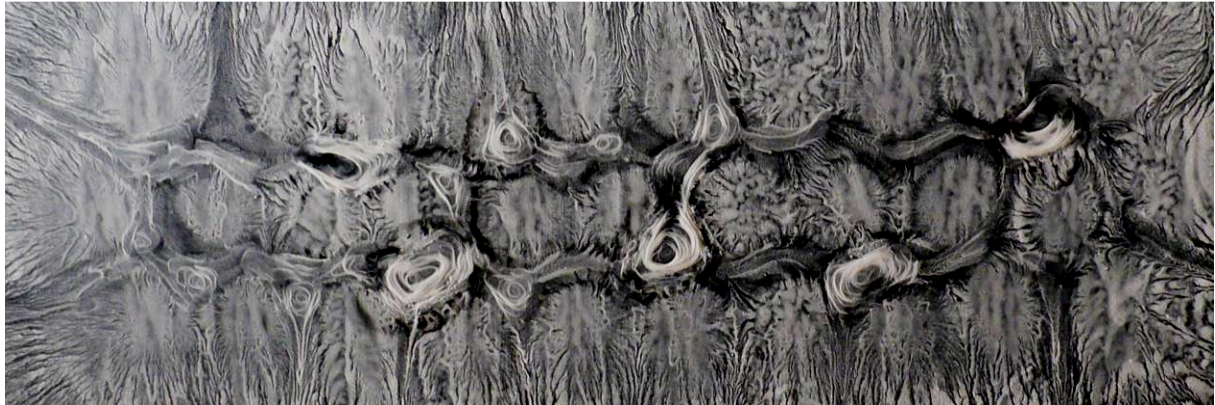
Sur la **Fig. 12** la distance jet-plaque est fixée à  $h/D = 10$ . Les jets sont déjà bien établis avant d'impacter la plaque. Les cellules sont beaucoup moins bien nettement définies qu'aux distances d'impact inférieures.



**Fig. 12**  $h/D = 10$



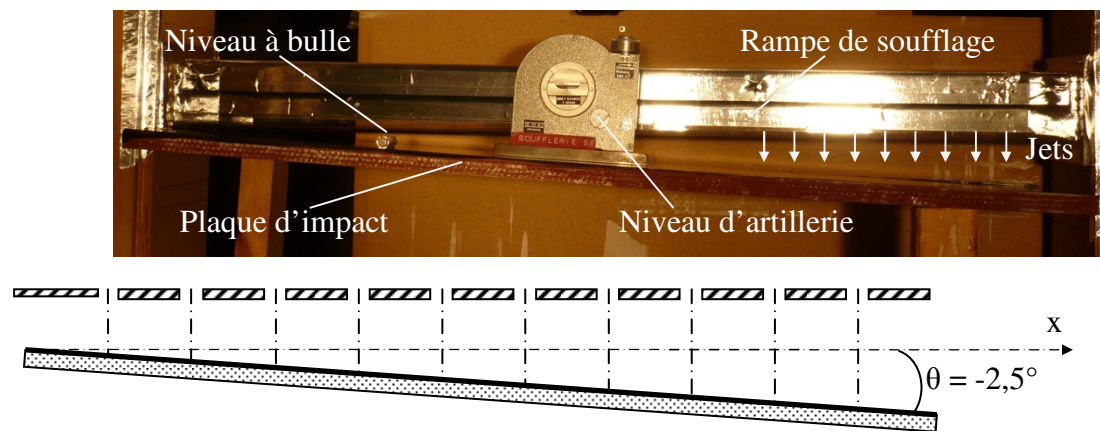
Sur la **Fig. 13** la distance jet-plaque est fixée à  $h/D = 15$ . Ici la forme des cellules est très irrégulière. Les instationnarités des jets et leur forte dissipation avant d'impacter créent des zones d'impact aux allures chaotiques. Les jets interagissent de façon prononcée avant d'impacter la plaque.



**Fig. 13**  $h/D = 15$

#### A.4.2) Inclinaison

La façon d'incliner la plaque par rapport aux jets est décrite sur la **Fig. 14**. L'angle  $\theta$  est mesuré grâce à un niveau d'artillerie et un petit niveau à bulle permet de contrôler l'incidence de la plaque selon l'axe  $y$ . Les pieds de la plaque d'impact sont maintenus au bon niveau grâce à des cales (qui ne sont pas visibles sur la figure).



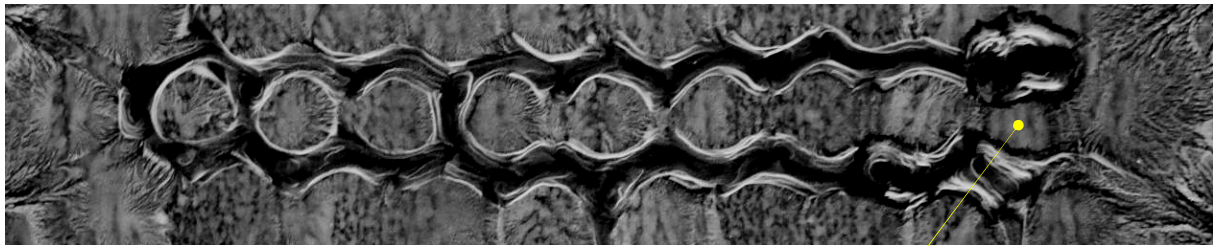
**Fig. 14** Inclinaison des jets ( $\theta < 0$ )

Les **Fig. 15** et **Fig. 16** montrent les visualisations pariétales obtenues avec ce montage respectivement pour la configuration LCL et LCC. Ces résultats nous fournissent beaucoup de renseignements si on les compare à ceux obtenus sans inclinaison de plaque avec la même géométrie de soufflage.

On peut observer que pour la configuration LCL, les deux dernières cellules complètes (un jet entouré par six autres) possèdent une région n°3 beaucoup plus large que leur région n°1. Le temps de séchage de cette zone a d'ailleurs été particulièrement long par rapport au reste de la plaque. Pour la configuration LCC, seule la dernière cellule complète diffère vraiment des autres. Dans les deux cas, il semble que l'air situé dans les recirculations des régions n°3 de tous les jets s'évacue vers les  $x$  positifs du fait de l'inclinaison de la plaque, mais reste

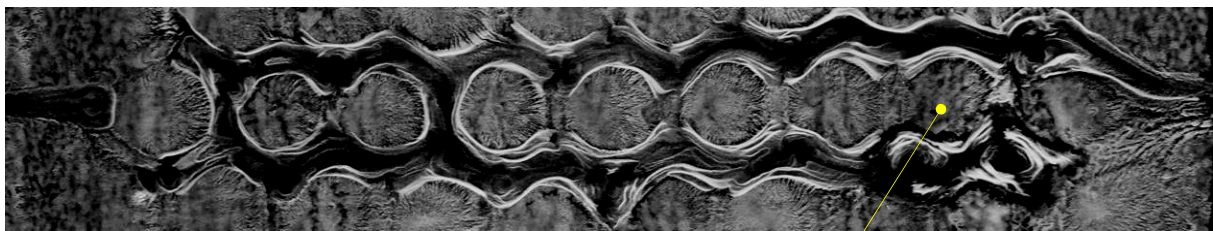
bloqué par le jet le plus excentré et forme des zones de recirculations plus grandes au niveau des dernières cellules. Ces observations doivent être vérifiées par des mesures de pression.

Ces deux visualisations s'éloignent des hypothèses de base du banc d'essais utilisant uniquement un motif de 7 jets. On suppose avec celui-ci que les cellules complètes (un jet entouré par six autres) sont toutes identiques et que les différences ne proviennent que des effets de bord (cellules incomplètes). Les mesures de pression présentées au Chapitre V ne peuvent pour l'instant pas mettre en évidence ce genre de phénomène à cause d'un nombre de jets trop faible.



Dernière cellule complète

Fig. 15 Géométrie : « orifices simples » ; Configuration : LCL  $\theta = -2,5^\circ$  ;  $h/D = 5,5$  ;



Dernière cellule complète

Fig. 16 Géométrie : « orifices simples » ; Configuration : LCC  $\theta = -2,5^\circ$  ;  $h/D = 5,5$  ;

### A.5) Buses droites (géométrie b)

On montre dans ce paragraphe deux visualisations effectuées avec la géométrie de buse droite dans laquelle la plaque est perpendiculaire aux jets. Sur les **Fig. 17** et **Fig. 18**, la distance jet plaque est fixée à l'optimal thermique ( $h/D = 5,5$ ) et les configurations sont respectivement LCL et LCC. Pour cette géométrie de soufflage, cette distance d'impact correspond environ à la fin du cône potentiel. La qualité de visualisation est bien meilleure que celle de la géométrie a) à la même distance (voir **Fig. 11**). Malgré cette différence on peut néanmoins observer que la région n°3 prend beaucoup plus d'espace pour la géométrie b) que la géométrie a) dans laquelle la région n°2 est longue et bien définie pour chaque cellule.

Pour les deux géométries de soufflage, la configuration LCL forme deux zones fontaines à chaque extrémité de l'ARN qui délimitent la zone d'impact des deux jets situés aux extrémités de la ligne centrale.

Dans la configuration LCC, les zones d'impact de référence des deux jets situés aux extrémités de la ligne centrale sont terminées par deux lignes fontaines diagonales du type de la région n°2 qui se rejoignent et forment deux vortex contrarotatifs en leur point de jonction. Puis une ligne fontaine horizontale délimite les zones d'impact des jets situés aux extrémités des lignes du dessus et du dessous.



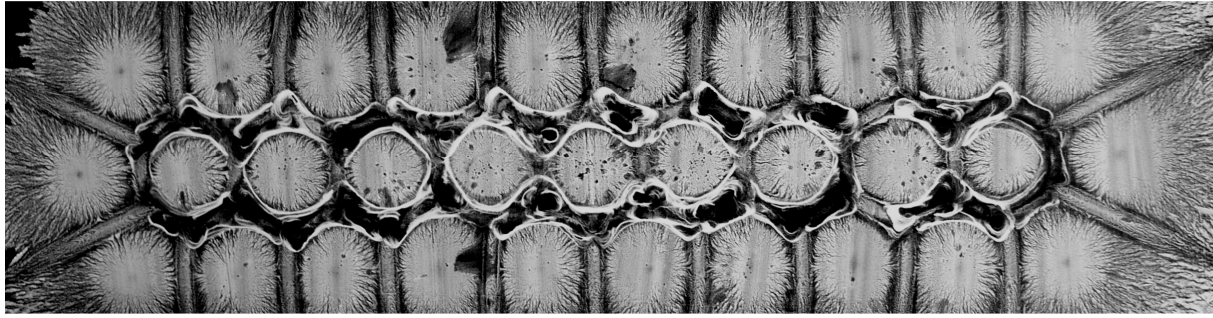


Fig. 17  $h/D = 5.5$  \_Géométrie “Buses droites” (b) configuration LCL

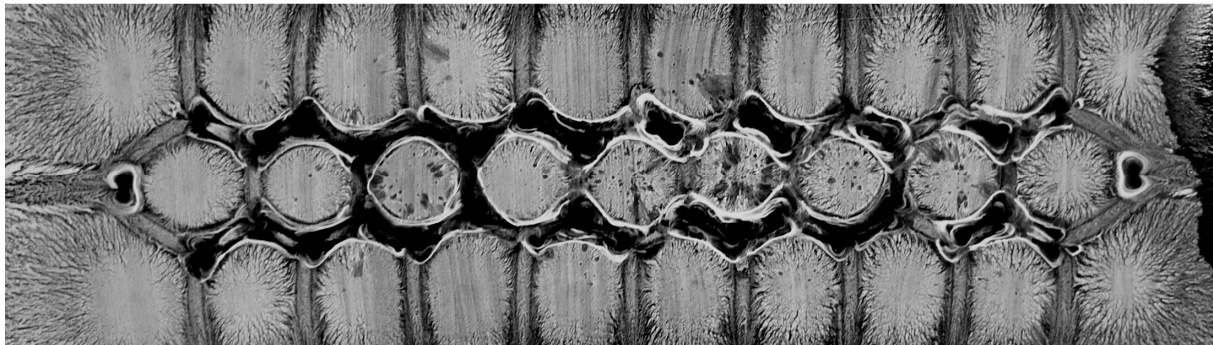


Fig. 18 \_Géométrie “Buses droites” configuration LCC

### A.6) Buses inclinées de $12^\circ$

On se focalise dans ce paragraphe sur le cas des buses inclinées de  $12^\circ$ . On a vu (réf. [4]) que cette géométrie de soufflage est l’une des plus stabilisantes en termes de raideur. Il est donc intéressant d’observer les lignes de frottement d’une telle géométrie et de la comparer aux deux autres montrées plus haut.

Ici la distance jet-plaque a été fixée non pas à  $h/D = 5,5$  mais à  $Lc/D = 5,5$  à l’aide de cales et l’inclinaison des buses est dirigée dans le sens des  $x$  positifs (voir Fig. 19).

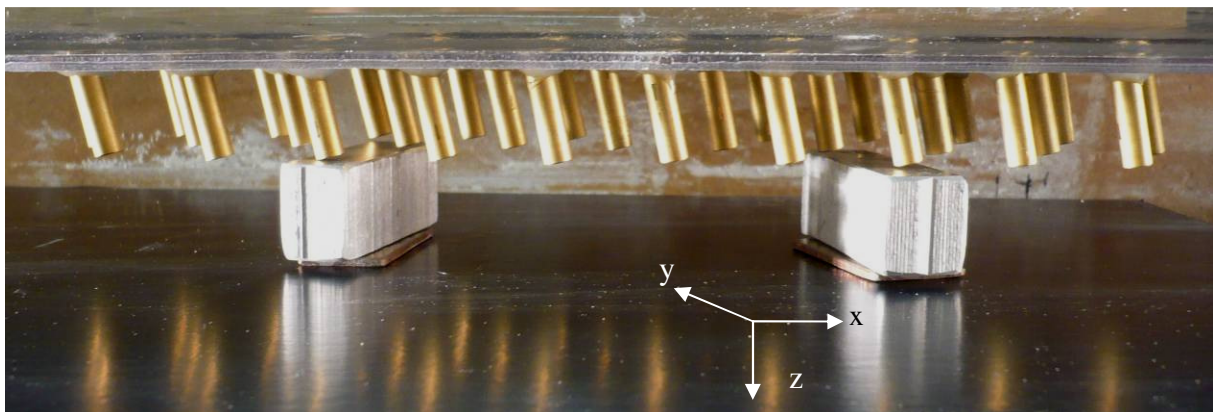


Fig. 19  $Lc/D = 5.5$  mise en place avec des cales de la géométrie « Buses inclinées »

Les Fig. 20 et Fig. 21 montrent les visualisations pariétales de la géométrie de soufflage « buses inclinées de  $12^\circ$  » à une distance de confinement de  $Lc/D = 5,5$  respectivement pour les configurations LCL et LCC.

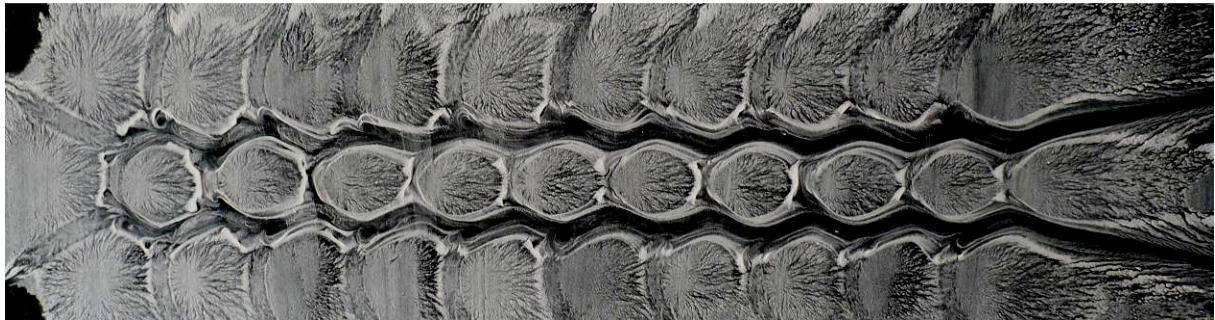
Dans les deux cas, on observe une déformation des cellules centrales le long de l’axe des abscisses. Les régions n°1 et 2 sont très peu modifiées, seule la région n°3 semble évoluer. Les structures tourbillonnaires sont de manière générale beaucoup moins marquées que pour les autres géométries et le sont d’autant moins que la cellule se trouve en aval sur l’axe des



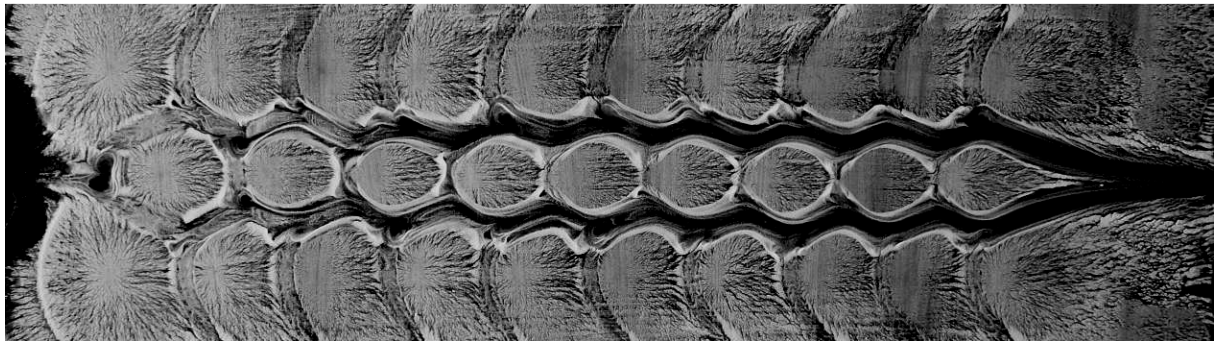
abscisses. La région n°3 permet ici grâce à l'inclinaison des jets de laisser l'air s'écouler entre les lignes vers le bord de la plaque. Le temps de séchage est d'ailleurs considérablement moins long qu'avec les deux autres géométries pour lesquelles l'air reste « piégé » dans les zones de recirculation de la région n°3. Ici, l'air peut s'écouler en aval vers le bord de la plaque entre les lignes de jets.

Pour les deux configurations, la première cellule complète à gauche a une forme différente des autres au niveau de sa région n°1. Elle est moins large en abscisse et plus longue en ordonnée. La région n°1 de la deuxième cellule possède une sorte de forme transitionnelle. Puis toutes les autres sont à peu près similaires c'est à dire plus allongées en abscisse.

Pour la configuration LCC on retrouve sur la première cellule centrale en amont la trace des deux vortex contrarotatifs observée dans les deux autres configurations. On ne la retrouve cependant pas en aval.



**Fig. 20**  $h/D = 5.5$  ; géométrie « Buses inclinées de  $12^\circ$  » ; Configuration : LCL



**Fig. 21**  $h/D = 5.5$  ; géométrie « Buses inclinées de  $12^\circ$  » ; Configuration : LCC

Si l'on compare cette configuration de soufflage à celle des géométries a) et b) on voit que les différences principales se trouvent tout d'abord au niveau des bords. En effet, l'inclinaison des buses permet une meilleure évacuation du débit par les bords, ce qui permet probablement d'amoinrir l'influence du confinement sur la topologie de l'écoulement et influe très probablement dans la répartition des efforts.

L'autre différence majeure entre cette configuration et les deux autres se trouve au niveau des régions n°3. On voit en effet que pour cette configuration, ces régions ne forment pas des tourbillons d'aussi grande taille que pour les deux autres géométries. Les lignes de frottement semblent indiquer la présence d'une vitesse globale d'écoulement dans le sens de l'inclinaison de la buse dans les régions n°3. Ceci induit forcément un champ de pression différent que pour les autres géométries.

Enfin, la **Fig. 22** ci-dessous montre une visualisation effectuée avec un motif de sept jets pour cette configuration. On voit que la forme de la cellule centrale est très similaire à celle de la cellule la plus à gauche de la **Fig. 20**. Ainsi le motif de sept jets ne peut pas être représentatif des cellules plus en aval.

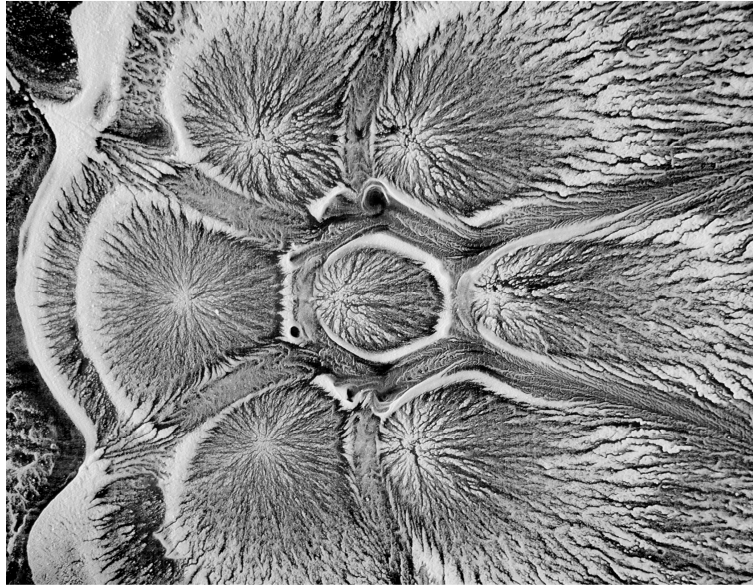


Fig. 22  $h/D = 5.5$  ; Motif de 7 jets ; buses inclinées de  $12^\circ$

### A.7) Effets de bord

Ce paragraphe a pour optique de répondre à la problématique concernant les deux types d'effets de bord possibles (voir §V.3.4). La question est de savoir si l'écoulement aux bords est le même si la plaque est plus large que la batterie de jets que si la plaque est plus courte. En d'autres termes, il s'agit de savoir si les jets qui n'impactent pas la plaque ont une influence sur l'écoulement pariétal.

Les essais sont faits avec la configuration « buses droites ». Le bord de la plaque ( $x_e$ ) a été placé à trois positions différentes par rapport à l'extrémité la batterie de jet que l'on repère par l'abscisse du point d'arrêt du jet le plus excentré ( $x_p$ ) (voir **Fig. 23** et **Fig. 24**). Deux cas ont été testés :

- $x_e = x_p + D$  : Le bord de la plaque place l'ARN dans des configurations similaires à LCL.
- Lorsque  $x_e = x_p - 2D$  : le bord de la plaque place l'ARN dans une configuration de type LCC.

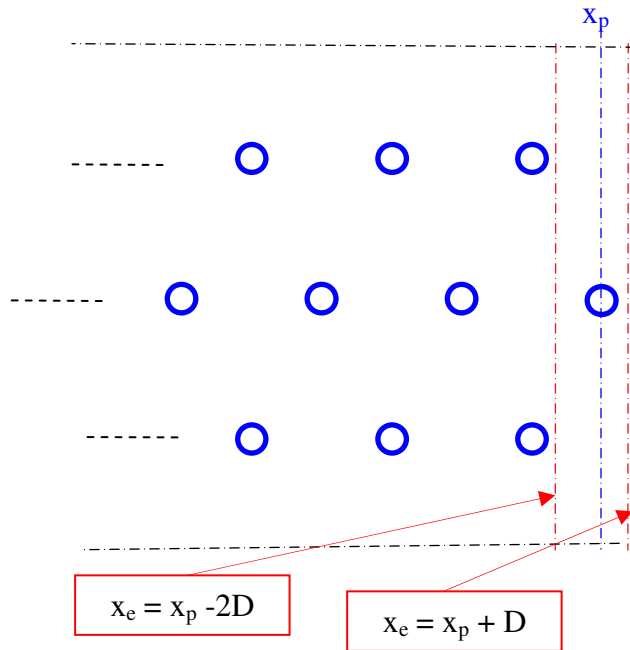


Fig. 23  $h/D = 5.5$  Différentes positions du bord de la plaque

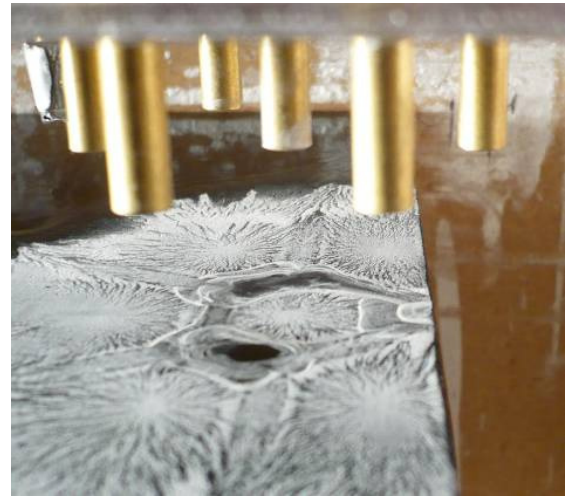


Fig. 24  $h/D = 5.5$  Mise en place (ici  $x_e = x_p - 2D$ )

Les **Fig. 25** et **Fig. 26** montrent les résultats obtenus respectivement pour  $x_e = x_p - 2D$ ;  $x_e = x_p + D$ . La distance jet-plaque est maintenue à  $h/D = 5,5$  pour ces trois essais. Pour l'essai de la **Fig. 25**, la buse de la ligne centrale la plus excentrée à gauche a été bouchée pour créer une configuration de LCC comparable avec le fait qu'à droite le bord de plaque est situé à  $x_e = x_p - 2D$ . Sur les trois figures, une ligne rouge a été dessinée à gauche symétriquement au lieu où se situe le bord de plaque de l'autre côté.

Sur la **Fig. 25**, le bord de la plaque à droite ne modifie pas du tout l'écoulement pariétal qui semble être la parfaite symétrie de l'écoulement à gauche de la figure. On retrouve dans les deux cas les deux vortex contrarotatifs, propres à la configuration LCC. On voit que si le bord gauche de la plaque se trouve au niveau de la ligne pointillé rouge, on aurait exactement les mêmes écoulements de part et d'autre.

Le même constat peut être fait concernant la **Fig. 26**. On observe une très bonne symétrie gauche droite de l'écoulement pariétal.

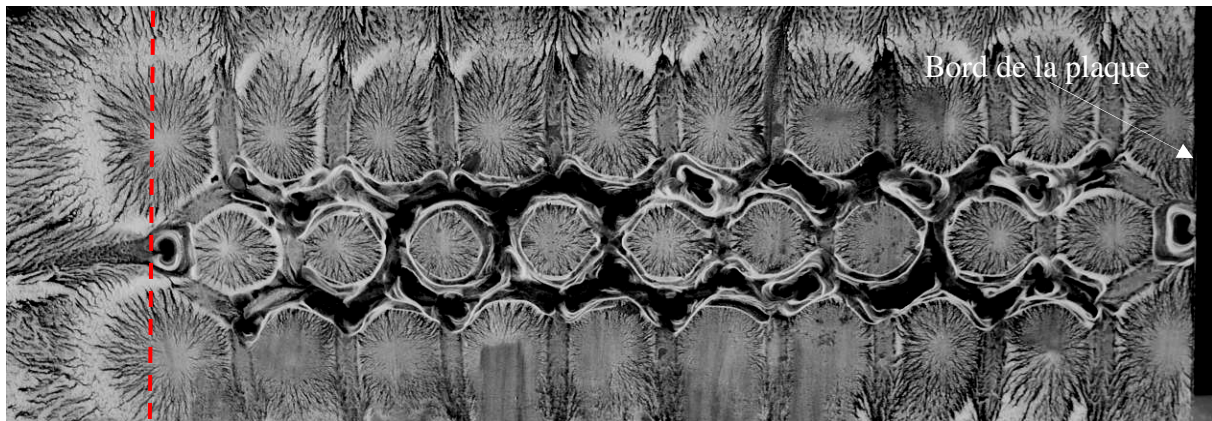


Fig. 25  $h/D = 5.5$  ; Configuration LCC à gauche,  $x_e = x_p - 2D$  à droite



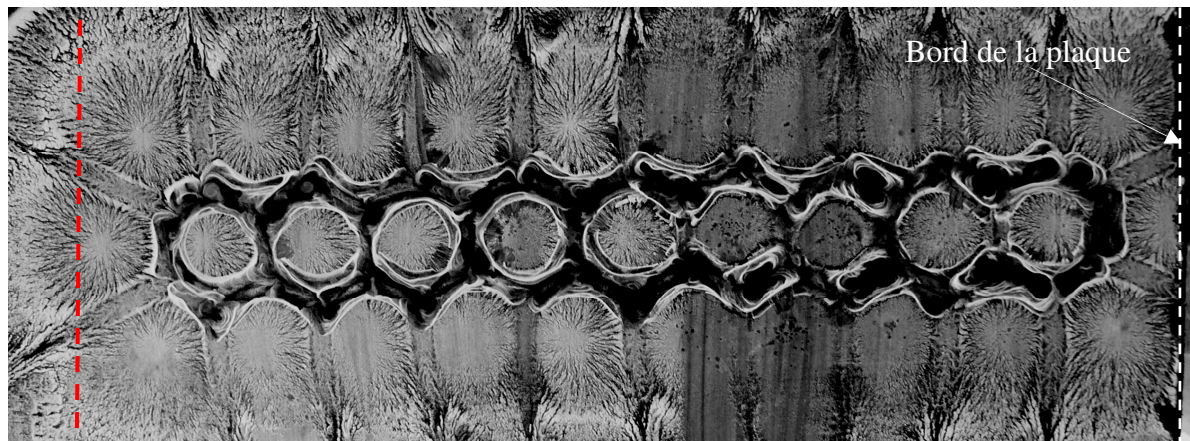


Fig. 26  $h/D = 5.5$  ; Configuration LCL à gauche,  $x_e = xp + D$  à droite

Ces deux essais montrent que l'écoulement pariétal des jets n'est pas modifié par la présence du bord de la plaque et se comporte comme si la plaque se poursuivait. Ceci conforte les hypothèses émises dans le chapitre V concernant les effets de bord. La problématique étant de savoir si les efforts pariétaux sont identiques en fin de rangée d'une batterie de jets et en fin de plaque. Ces visualisations indiquent que les lignes de frottement sont identiques, on peut donc penser que la distribution de pression pariétale est elle aussi similaire dans les deux cas.

## A.8) Conclusions

Ces visualisations pariétales ont permis dans un premier temps d'illustrer la topologie de l'écoulement pariétal d'une batterie de jets impactants axisymétriques. On a pu constater les différences de comportement des lignes de frottement en fonction de la distance d'impact. Des zones de recirculation tridimensionnelles apparaissent au-delà d'une distance d'impact de  $0,5D$  dans le cas des orifices simples. La présence de ces zones amène quelques réflexions. En effet, celles-ci semblent être dues au fait que l'air s'écoule de façon privilégiée selon l'axe  $y$ . Or ceci ne peut pas être le cas pour une batterie de jets industrielle qui comporte un très grand nombre de rangées de buses. On peut se demander si ces zones de recirculations auraient le même aspect si l'on avait utilisé cinq rangées au lieu de trois, ajoutant ainsi un « blocage » de l'écoulement supplémentaire selon l'axe  $y$ . Ceci amène évidemment à la question du confinement. Les lignes de frottement pourraient effectivement avoir encore un autre aspect si les rampes de soufflage possédaient un espace pour évacuer les écoulements de retour entre les buses (reprises par l'arrière). Tous ces questionnements, appuient la nécessité d'utiliser un banc comportant plusieurs rampes de soufflage et au moins cinq rangées de jets. Ceci permettrait de ne plus se préoccuper de toutes ces problématiques.

Les tests effectués sur la plaque inclinée tendent à montrer que les zones de recirculations des cellules interagissent du fait de l'angle et donnent des motifs de lignes de frottement qui ne sont pas identiques de cellule en cellule. Ce phénomène ne saurait être reproduit avec le banc d'essai actuel qui ne contient que 7 jets. Il est donc important d'augmenter le nombre de jets du banc afin d'effectuer des mesures de pression et vérifier si ces phénomènes influent sur la répartition des efforts. Ceci améliorerait considérablement la représentativité du banc.

On a vu également que pour la configuration de buses guidées, les zones de recirculations interagissent de façon nette et créent un écoulement dans le sens de l'inclinaison des buses. Les lignes de frottement des bords de la configuration sont par conséquent très différentes de celles des géométries d'orifices simples et de buses droites. Cette configuration semble cependant difficilement représentable par un motif de sept jets car elle ne permet pas d'observer ces phénomènes « d'interaction ».

Enfin, les visualisations ont également permis de confirmer le fait que les deux types de bord possibles (plaque plus courte ou plus large que la batterie de jets) entraînent un écoulement pariétal identique. Ceci valide l'hypothèse émise dans le chapitre V sur ce sujet et confirme que l'on peut créer un effet de bord en « terminant » numériquement la plaque par post traitement lors de l'évaluation des efforts à partir de mesures de pression.

### **A.9) Références**

- [1] DELERY J. "Aérodynamique Fondamentale, Partie 3: Effets De La Viscosité Et Décollements"
- [2] SZECHENYI E., REGARDIN C., «Le Comportement Dynamique des Bandes d'acier dans les Tours de Refroidissement : Phase 1 » Rapport d'essai Confidentiel IAT / FIVES STEIN
- [3] SZECHENYI E., REGARDIN C., «Le Comportement Dynamique des Bandes d'acier dans les Tours de Refroidissement : Phase 2 » Rapport d'essai Confidentiel IAT / FIVES STEIN
- [4] REGARDIN C., SZECHENYI E., «Le Comportement Dynamique des Bandes d'acier dans les Tours de Refroidissement : Phase 3 » Rapport d'essai Confidentiel IAT / FIVES STEIN

# Annexe B Article

Proceedings of FEDSM2009  
 ASME 2009 Fluids Engineering Division Summer Meeting  
 August 2-6, 2009, Vail, Colorado USA

## FEDSM2009-78344

### EXPERIMENTAL APPROACH TO THE AEROELASTIC BEHAVIOUR OF AN OSCILLATING PLATE IMPINGED BY INTERACTING HIGH VELOCITY GAS JETS

**C. REGARDIN**

Aerodynamic and Aeroacoustic Laboratory  
 IAT, Conservatoire National des Arts et Métiers  
 Saint Cyr, France  
[clotilde.regardin@iat.cnam.fr](mailto:clotilde.regardin@iat.cnam.fr)

**E. SZECHENYI**

Conservatoire National des Arts et Métiers, IAT  
 Saint Cyr, France  
[szechenyi@wanadoo.fr](mailto:szechenyi@wanadoo.fr)

**F. MARMONIER**

Fives-Stein  
 Evry, France  
[frederic.marmonier@fivesgroup.com](mailto:frederic.marmonier@fivesgroup.com)

**Y. NYIRUMULINGA**

Aerodynamic and Aeroacoustic  
 Laboratory  
 IAT, Conservatoire National des  
 Arts et Métiers  
 Saint Cyr, France  
[yohann.nyirumulinga@iat.cnam.fr](mailto:yohann.nyirumulinga@iat.cnam.fr)

**R. OHAYON**

Structural Mechanics and  
 Coupled Systems  
 Laboratory,  
 Conservatoire National des  
 Arts et Métiers (CNAM)  
 Paris, France  
[roger.ohayon@cnam.fr](mailto:roger.ohayon@cnam.fr)

#### ABSTRACT

Strip vibration is an important issue in the industrial steel cooling process using arrays of gas jets. Indeed, the recent growing demand for "rapid cooling" has led to a significant increase in jet velocities and some complex sheet flutter phenomena have appeared where, under certain conditions, the strip motion couples with the aerodynamic action of the jets. This aeroelastic behaviour can cause large strip oscillations and even divergence implying a strong risk of contact with the blowing boxes, which can seriously damage the strip.

From observations it was assumed relevant to consider the strip as a rigid plate oscillating on its fundamental torsion mode. Hence the system is modelled as a damped oscillator with one degree of freedom in torsion and the aeroelastic forces on the plate are assumed to be a linear combination of the plate's angular position and its time derivative. These forces can be expressed in terms of an aeroelastic stiffness coefficient and an aeroelastic damping coefficient. If one of these two coefficients becomes critical, one of two instabilities can occur: namely either divergence or flutter.

A simplified half-scale model of an industrial cooling unit was built, in line with the above assumptions consisting of a rigid plate oscillating in torsion between arrays of round jets

impinging on it on both sides. The measured angular position of the plate yielded the aeroelastic stiffness and damping coefficients. A parametric study led to the definition of a relevant governing reduced velocity based on the jet-to-plate distance and showed different blowing configurations where existing divergence was shifted to higher reduced velocities or even totally cancelled.

Although the divergence instability of the system was well demonstrated, the role of the aeroelastic damping coefficient on the plate's oscillations was not well identified and the industrial problem thus remains unsolved. Therefore further work is focusing on the aeroelastic behaviour of different configurations of interacting jets impinging on a rigid plate. Here the plate is forced to oscillate in torsion and is instrumented with pressure sensors (96 for an 18 cm<sup>2</sup> jet impingement surface) to measure the unsteady jet force and provide local aeroelastic coefficients. As the plate can be translated in the three coordinate directions, surface mappings of the unsteady jet forces are obtained and analysed to give some insight into the characteristics of the aeroelastic behaviour. The integrated forces are also correlated with the earlier results.

Keywords: Aeroelastic Coefficients, Oscillating Plate, Flutter, Divergence, Impinging Jets, Unsteady Pressure Measurements

## INTRODUCTION

Impinging jets are widely used in industrial processes to cool or dry different materials. The relatively high heat and mass transfers associated with these devices are well known (Martin, 1977; Viskanta, 1993).

Most studies concerning impinging jets are aimed at measuring thermal or flow characteristics, for single (Jambunathan et al. 1992) or multiple (Brevet et al. 2002; Carcasci, 1999), jet systems. In that context, the most significant parameters have been identified: nozzle geometry (Royne and Dey, 2006; ramamurthi and Nandakumar, 1999), confinement (Baydar and Ozmen, 2006; Gao and Ewing, 2006), upward turbulence (Viskanta, 1993), jet-to-jet spacing (Huber and Viskanta, 1994; San and Lai, 2001), Reynolds and Mach numbers (Goodro et al., 2007), jet-to-plate spacing (Hofman et al., 2007), impinging angle (Eren and Celik, 2006; Beitmal et al., 2000) and prandtl number (Shi and al., 2003; Li and Garimella, 2001). Optimal configurations in terms of heat transfer have been found and knowledge of the flow has been acquired. However little is known of aeroelastic instabilities caused by fluid–structure interactions in such systems and the parameters involved in published investigations (Antoine et al., 2007; Renard et al. 2003) do not entirely correspond to the situations addressed in this paper.

The present study deals with problems occurring in cooling units where a steel strip is cooled before and after galvanization by an array of impinging perpendicular jets. The occurrence of strip flutter and divergence in this industrial process is the main limiting factor in the design of a steel cooling unit. The need of faster strip cooling implies an increase in jet velocities which promote the occurrence of strip flutter and divergence. In these cases, the strip can hit the blowing boxes and be blemished.

An experimental half scale cooling unit was developed and the related instabilities were reproduced. The governing parameters were identified and jet configurations that avoid instabilities were devised. This article particularly focuses on the torsional divergence phenomenon.

## NOMENCLATURE

A	Surface of the plate
c	$c = 2\zeta_s I \omega_0$
D	nozzle diameter
F'	Real aeroelastic torque coefficient of the angular motion
F''	Imaginary aeroelastic torque coefficient of the angular motion
$f_0$	Natural frequency of the system
I	Inertia stiffness of the system
k	Mechanical stiffness of the system
$q_0$	Jets dynamic pressure $q_0 = 1/2\rho U^2$
U	Jet nozzles exit velocity

w	Width of the plate
z	Jet-to-plate distance

## Greek symbols

$\omega_0$	Torsional natural angular frequency $\omega_0 = 2\pi f_0$
$\theta$	Plate angle
$\rho$	Cooling fluid density (air)
$\zeta_s$	Mechanical damping coefficient

## EXPERIMENTAL RIG

The half scale model of the cooling unit developed is shown in figure 1. It consists of two parallel circuits conveying air through bends to two blowing units. Jets are generated through perforated boxes with one line of 10 holes. The jets are axisymmetrical.

A composite plate is positioned between the two blowing boxes to represent the steel strip. The mechanical characteristics of the plate and its support are dimensioned so as to be dynamically similar to the fundamental torsion mode of the steel sheets concerned. The plate is maintained by a mechanical device which allows it to rotate around its longitudinal centre-line and the angular motion of the plate is restrained by two springs (see figure 2). The choice of the torsion mode was made on the basis of the observed behaviour of steel sheets in cooling units. Though the dynamics of the sheets are thus not fully represented, results showed that this chosen simple model simulates quite adequately the aeroelastic behaviour addressed here.

The translational motion of the plate is neglected since the speed of the strip in an industrial unit is assumed to be negligible compared to the jets speed (ratio of strip speed to jets speed of approximately 0,04).

A potentiometer measures the angle of displacement which yields the aeroelastic stiffness and damping coefficients.

A parametric study was carried on with this experimental rig. The test parameters were:

- Fluid outlet velocity: Reynolds number based on nozzle exit diameter up to 50 000,
- Jet-to-plate spacing,  $z/D$  (ratio of jet-to-plate spacing to nozzle diameter) of 3.6, 5.6 and 13.6,
- Natural frequency of the mechanical system,  $f_0$  (by changing the spring stiffness) from 0.6 Hz to 1.7 Hz,
- Nozzles geometry: short straight orifices and various dimensional ratios and edge shapes,
- Inclination of the jets in the longitudinal plane of the plate obtained by inclining the boxes (figure 3: angle alpha)
- Confinement of the jets: by preventing air from escaping between two boxes (see figure 4): either by closing the space between the blowing boxes or behind the boxes.
- Effect of perturbing the jets was also tested by placing obstacles across the jet nozzles.





Figure 1 Half scale model of the cooling device

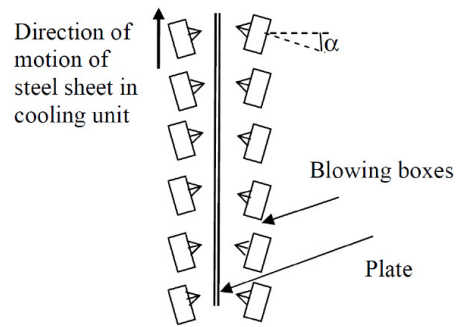


Figure 3 Inclination of the jets

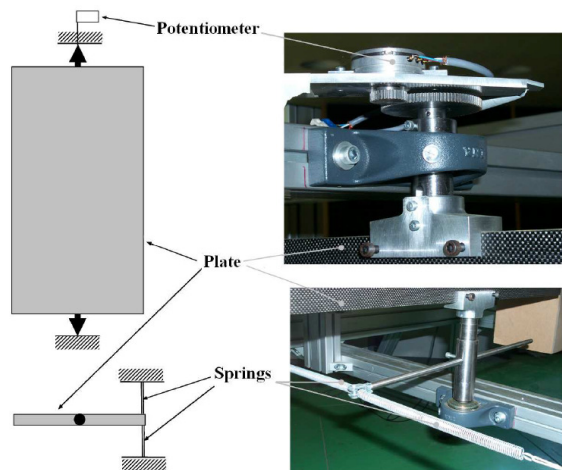


Figure 2 The mechanical system

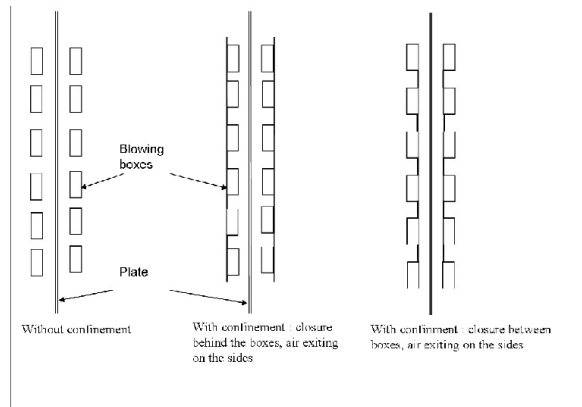


Figure 4 Confinement (side view)

**THE DYNAMICS OF THE MODEL**

*a) Equations*

The dynamics of the plate simulated the first torsional mode of the moving steel sheet. The system was assumed to be linear with one degree of freedom. The movement of the plate subjected to the jets can then be written as:

$$I\ddot{\theta} + c\dot{\theta} + k\theta = q_0Aw(F'\theta + F''\frac{\dot{\theta}}{\omega_0}) \tag{1}$$

Equation (1) can be rewritten as:

$$\ddot{\theta} + \underbrace{(2\zeta_s\omega_0 - q_0Aw\frac{F''}{\omega_0 I})}_{\text{damping}}\dot{\theta} + \underbrace{(\omega_0^2 - q_0Aw\frac{F'}{I})}_{\text{stiffness}}\theta = 0 \tag{2}$$

which is an autonomous one degree of freedom system.

If the damping term is positive, the system is stable and it settles in its initial position when disturbed. If the damping term is negative, the system is unstable and undergoes self-sustained oscillations with increasing amplitude.

If the stiffness term is positive, the system has a natural frequency of vibration and rests in its designed position of equilibrium. If this term becomes negative, the equilibrium position is arbitrary as there is no restraining force: this is called divergence.

Equation (2) can also be written as:

$$\ddot{\theta} + \underbrace{2\omega_0(\zeta_s + \zeta_{aero})}_{\text{damping}} \dot{\theta} + \underbrace{\omega_0^2(1 + K_{aero})}_{\text{stiffness}} \theta = 0 \quad (3)$$

where  $K_{aero}$  is the non-dimensional aeroelastic stiffness and  $\zeta_{aero}$  is the aeroelastic damping coefficient.  $K_{aero}$  and  $\zeta_{aero}$  are the aeroelastic coefficients which describe the behaviour of the system. Experimentally, they are obtained by releasing the plate and measuring its angular motion without and with air flow. More specifically,  $K_{aero}$  is obtained by measuring the natural frequency of the system without and with air flow:  $K_{aero} = (f/f_0)^2 - 1$ , where  $f$  is the natural frequency of the plate when subjected to the air flow.  $\zeta_{aero}$  is the difference between the damping coefficients measured without and with air flow.

#### b) Non-dimensional parameters

The experimental system must be dynamically and aerodynamically similar to the real moving sheet in its environment, which means that certain similarities have to be respected.

In aeroelastic problems, a non-dimensional reduced velocity (reciprocal of the more commonly used reduced frequency) normally governs the behaviour of the system. This is usually defined as a ratio between flow velocity and a velocity related to the structural motion. In the present case this is:

$$U_{red} = \frac{U}{f_0 x} \quad (4)$$

where  $x$  is a governing dimension which needs to be determined from the experimental results.

The mechanical model must be so dimensioned as to have the same ratio between the mass or inertia of the fluid and the mass or inertia of the solid. In order to respect this similarity, and considering that the model is half scale and that the fluid is

air in both cases, the inertia of the composite test plate must be  $(1/2)^3$  that of the real steel sheet.

Aerodynamic similarity is obtained via the Reynolds number, which reaches values of 50 000 based on nozzle diameter.

## RESULTS

Both the aeroelastic stiffness coefficient and the aeroelastic damping coefficient were measured. Though oscillations of the plate quite clearly appeared just before divergence in terms of reduced velocity, the damping coefficient was more difficult to measure and to understand due to non-linearities. For this reason, only the aeroelastic stiffness coefficient results are presented in this paper.

When not specified otherwise, the basic configuration corresponds to the jet-to-plate spacing ratio of 5.6 (which is the optimum for heat transfer (Martin, 1977; Viskanta, 1993)), no confinement and jet-to-jet spacing of 7 jet diameters.

#### a) Determining the governing non-dimensional reduced velocity

Figures 5 and 6 show the aeroelastic stiffness coefficient versus jet exit velocity for a straight nozzle orifice. In figure 5,  $z/D$  is fixed at 5.6 and the natural frequency of vibration is varied. In figure 6 the natural frequency is 1.5 Hz and the jet-to-plate spacing is varied. Divergence, or at least a tendency to divergence, is observed in all these cases ( $K_{aero} = -1$ ).

The influences on the stiffness of both the frequency and the jet-to-plate spacing are similar. That the frequency is a basic governing parameter is expected though it is intuitively less obvious of the jet-to-plate spacing. But in fact if one chooses this distance as the dimension in the definition of the reduced velocity ( $z$  in place of  $x$  in equation (4)) giving:

$$U_{red} = \frac{U}{f_0 z} \quad (5)$$

and then one plots the results of figure 5 and 6 as a function of this reduced velocity, one obtains figure 7. Here all the measurements collapse conveniently and almost perfectly onto a single curve, showing approximately the same value of the reduced velocity for divergence.

This reduced velocity is therefore assumed to be the governing non-dimensional velocity parameter for the aeroelastic behaviour considered in this paper, at least for the ranges of the parameters studied here:  $Re < 50000$ ,  $0.5 \text{ Hz} < f_0 < 1.5 \text{ Hz}$  and  $3.6 < z/D < 13.6$ . It will be used in the presentation of all the results.

Finally, one may get a more physical insight by considering that  $U_{red}$  is also the ratio of a period of vibration to the time taken for the flow to travel from jet nozzle to impingement.

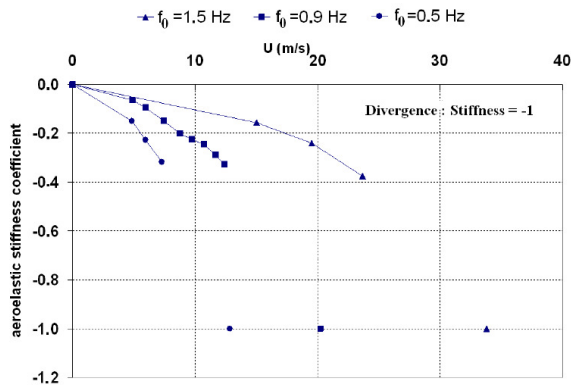


Figure 5 Aeroelastic stiffness coefficient versus velocity,  $z/D=5.6$ , without confinement, straight orifice

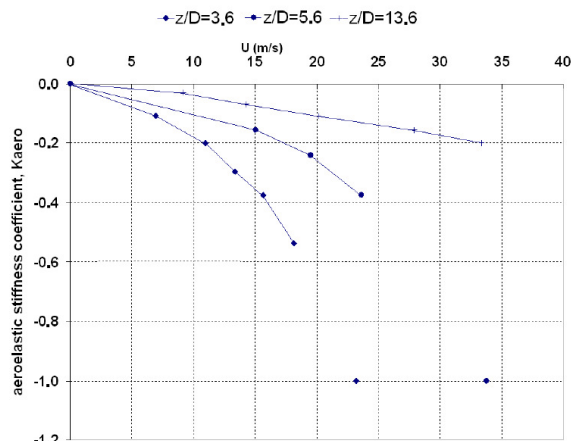


Figure 6 Aeroelastic stiffness coefficient versus velocity, straight orifice,  $f_0 = 1.5$  Hz

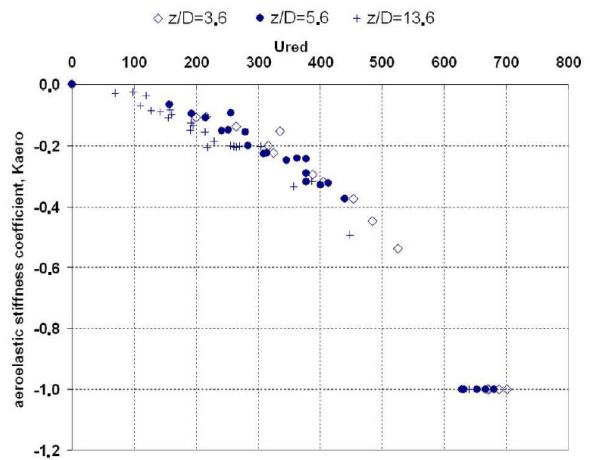


Figure 7 Aeroelastic stiffness coefficient versus reduced velocity for different  $z/D$  and different natural frequencies

*b) Influence of nozzle geometry*

Figure 8 shows the results obtained for the different nozzle geometries. Divergence is observed as follows:

- For the short straight orifice, divergence at  $U_{red} \cong 650$ ;
- For the other nozzle shapes and dimensions, either the value of  $U_{red}$  at the onset of divergence is increased or divergence is entirely avoided.

In their review of jets Jambunathan et al. (1992) concluded that nozzle geometry affects the velocity profile at the nozzle exit, and so also probably the behaviour of the toroidal vortices around the jet circumference and the turbulence level generated in the shear layer. Concerning jets issuing from pipes or high aspect ratios orifices, Gundappa et al. (1989) observed that the axial velocity decays more slowly in the pipe case compared to an orifice, which leads to higher heat transfer values. In their study of mass transfers for orifices and pipe arrays, Aglat et al. (1996) showed that the structures between the jets are stabilised in the case of the pipe jets. In a flow visualization study, Sarkar and Singh (2004) observed that the longer nozzles had a narrower spread, which means less viscous dissipation in the free jet regions. Royne and Dey (2006) studied the effects of nozzle geometry on pressure drops: the longer nozzles lead to lower pressure drops due to the separation bubble. All these observations show a great influence of nozzle geometry on the flow and on the heat transfer of the jets. The link between these observations and the fluid-structure interactions is the subject of further ongoing research.



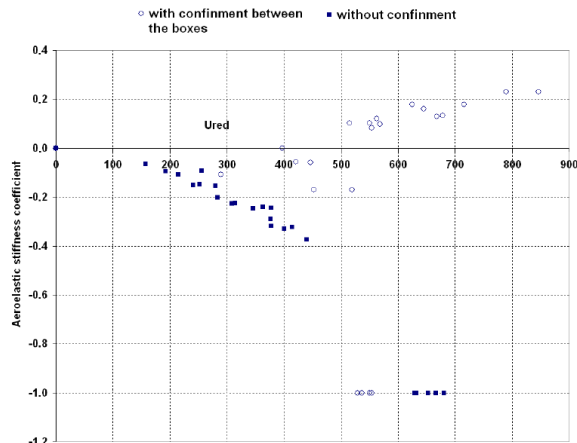


Figure 11 Influence of confinement between the boxes on the aeroelastic stiffness coefficient

#### f) Perturbation of the jets

A small perturbation was placed across the nozzle exit of straight orifices. The results obtained are compared in figure 12 with those for the same configuration without the perturbation. The presence of the perturbation shifts the reduced velocity at the onset of divergence from approximately 700 to about 1000. Even if the influence of this parameter is not negligible, care should be taken when choosing this option to reduce instability as divergence still occurs. Depending on the initial reduced velocity of the system, the perturbation can be beneficial or not.

Research involving perturbations mounted across impinging jets nozzles (for instance cylinders: Herwig et al. (2004), Haneda et al. (1998)) show a 10% enhancement of heat transfer in all cases. Though these studies only report heat transfer experiments, they show that the jet flow is significantly affected by additional unsteadiness and turbulence.

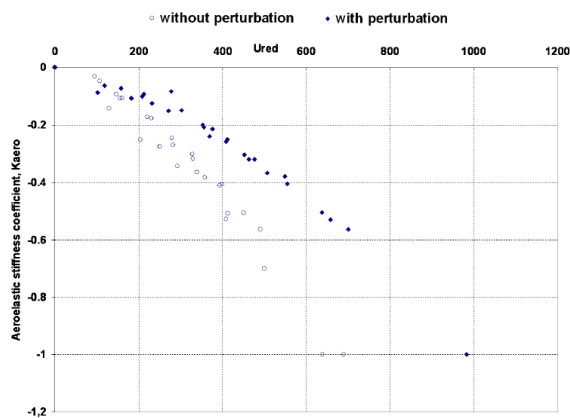


Figure 12 Influence of a perturbation near the jets nozzles

## CONCLUSIONS

This study of the aeroelastic behaviour of steel strip passing through cooling units after galvanisation has identified the main parameters that condition aeroelastic stability and divergence.

The jet-to-strip spacing is found to be the predominant dimensional parameter. When used in the expression for the non-dimensional reduced velocity (equation (5)), all results plotted against this reduced velocity collapse on a single curve. The conclusion is that, at least for the ranges of the test parameters in this study, this reduced velocity is the governing non-dimensional parameter.

Configurations free of plate divergence were identified and the confinement of the jets has been found to be a complex parameter. As a rapid solution, placing a small perturbation across the jet nozzle exits can be a remedy as it shifts the onset of divergence to higher flow velocities, but this depends on the initial reduced velocity.

Though an optimal combination of the parameters studied here has yielded industrial configurations where the cooled steel sheets are not subjected to aeroelastic instabilities, the understanding of the physics behind the observed aeroelastic behaviour is not clear. The experiments reported here are too general to further this understanding and more fundamental investigations are the subject of ongoing research.

## ONGOING RESEARCH

This study has shown that the strip motions are very sensitive to the geometric parameters. However It does not provide any information on the physical origin and onset of the instabilities nor on the influence of the aeroelastic damping on them. Therefore there is particular interest in studying the jet impinging forces as a function of strip motion and the other relevant parameters. This should yield the conditions under which the strip is aeroelastically unstable.

For this purpose, another test rig has been designed and is currently being used. It consists of an array of air jets impinging on a rigid plate forced to oscillate with an angular sinusoidal motion. The plate is fitted with pressure taps in order to get the wall unsteady pressure distribution and hence the total integrated force. The pressure tap distribution on the plate was designed so as to measure the effort of one jet surrounded by six others representing an elementary pattern of the array of jets used in industrial cooling units. It is assumed that this jet force is the same as the others in the unit. The instrumented area can be translated away from the plate's axis of rotation so that measurements can be achieved for jets impinging on any position on the strip width. The transfer function between the aeroelastic force and the plate's angle provides the aeroelastic coefficients of damping and stiffness.

The surface mapping of unsteady pressures and the aeroelastic coefficient give an insight into the correlation between the flow near the wall and the plate stability observed in the first part of this work.

## REFERENCES

- Aglat, F., Martin, M., Gardin P., 1996. Transfert de masse sur une plaque finie placée en regard d'une matrice de jets : influence des reprises et de la forme des orifices d'injection. *International Journal of Heat and Mass Transfer*. 39 (18), 3855-3872.
- Antoine, M., Hemon, P., De Langre, E., 2007. Aeroelastic instability in a jet-plate interaction, *Comptes Rendus à l'Académie des Sciences Série Mécanique*, 335 (11).
- Beitelmal, A.H., Saad, M. A., Patel, C. D., 2000. The effect of inclination on the heat transfer between a flat surface and an impinging two-dimensional air jet. *Int. J. Heat Fluid Flow*. 21, 156-163.
- Baydar, E., Ozmen, Y., 2006. An experimental investigation on flow structures of confined and unconfined impinging air jets. *Heat Mass Transfer*. 42, 338-346.
- Brevet, P., Dejeu, C., Dornigac, E., Jolly, M., Vullierme, J.J., 2002. Heat transfer to a row of impinging jets in consideration of optimization. *Int. J. Heat Mass Transfer*. 45, 4191-4200.
- Carcasci, C., 1999. An experimental investigation on air impinging jets using visualization methods. *Int. J. Therm. Sci.* 38, 808-818.
- Eren, H., Celik, N., 2006. Cooling of a heated flat plate by an obliquely impinging slot jet. *International Communications in Heat and Mass Transfer*. 33, 372-380.
- Gao, N., Ewing, D., 2006. Investigation of the effect of confinement on the heat transfer to round impinging jets exiting a long pipe. *Int. J. Heat Fluid Flow*. 27, 33-41.
- Goodro, M., Park J., Ligrani, P., Fox, M., Moon, H. K., 2007. Effects of Mach number and Reynolds number on jet array impingement heat transfer. *Int. J. Heat Mass Transf.* 20, 367-380.
- Gundappa, M., Hudson, J. F., Diller, T. E., 1989. Jet impingement heat transfer from jet tubes and orifices. *National Heat Transfer Conf.*, Philadelphia, PA, USA, 107, 43-50.
- Haneda, Y., Tsuchiya, Y., Nakabe, K., Suzuki, K., 1998. Enhancement of impinging jet heat transfer by making use of mechano-fluid interactive flow oscillations. *International Journal of Heat and Fluid Flow*. 19, 115-124.
- Herwig, H., Mocikat, H., Gürtler, T., Göppert, S., 2004. Heat transfer due to unsteadily impinging jets. *International Journal of Thermal Sciences*. 43, 733-741.
- Hofman, H. M., Kind, M., Martin, H., 2007. Measurements on steady state heat transfer and flow structure and new correlations for heat and mass transfer in submerged impinging jets. *Int. J. Heat Mass Transfer*. 50, 3957-3965.
- Huber, A. M., Viskanta, R., 1994. Effect of jet-jet spacing on convective heat transfer to confined, impinging arrays of axisymmetric air jets. *Int. J. Heat Mass Transfer*. 37 (18), 2859-2869.
- Jambunathan, K., Moss, M. A., Button B. L., 1992. A review of heat transfer data for single circular jet impingement. *Int. J. Heat and Fluid Flow*. 13 (2), 106-115.
- Li, C. Y., Garimella, S. V., 2001. Prandtl-number effects and generalized correlations for confined and submerged jet impingement. *Int. J. Heat Mass Transfer*. 44, 3471-3480.
- Martin, H., 1977. Heat and mass transfer between impinging gas jets and solid surfaces. *Advances in Heat Transfer*. 13, 1-60.
- Ramamurthi, K., Nandakumar, K., 1999. Characteristics of flows through small sharp-edged cylindrical orifices. *Flow Measurements and Instrumentation*. 10, 133-143.
- Renard, M., Gouriet, J. B., Planquart, P., Van Beek, J., Buchlin, J. M., 2003. Rapid cooling in continuous annealing and galvanizing lines. *Revue de Metallurgie*. 100, 751-756.
- Royné, A., Dey, C. J., 2006. Effect of nozzle geometry on pressure drops and heat transfer in submerged jet arrays. *International Journal of Heat and Mass Transfer*. 49, 800-804.
- San, J. Y., Lai, M. D., 2001. Optimum jet-to-jet spacing of heat transfer for staggered arrays of impinging air jets. *Int. J. Heat Mass Transfer*. 44, 3997-4007.
- Sarkar, A., Singh, R. P., 2004. Air impingement technology for food processing : visualization studies. *Lebensm.-Wiss. U.-Technol.*, 37, 873-879.
- Shi, Y. L., Ray, M. B., Mujumdar A. S., 2003. Effects of Prandtl number on impinging jet heat transfer under a semi-confined laminar slot jet. *Int. Comm. Heat Mass Transfer*. 30 (4), 455-464.
- Viskanta, R., 1993. Heat transfer to impinging isothermal gas and flame jets. *Experimental Thermal and Fluid Science*. 6, 111-134.

Etude Expérimentale de l'Aéroélasticité  
d'une Plaque Oscillante Impactée par une  
Batterie de Jets Turbulents

**Résumé**

Un banc d'essai a été conçu et fabriqué dans le but d'analyser les instabilités aéroélastiques des bandes d'acier dans les sections de refroidissement par jets impactants des lignes de recuit continues et d'anticiper leur apparition. A partir d'observations, la dynamique structurelle de la bande a été simplifiée à un mode de rotation rigide. Le banc comporte une plaque oscillante en mouvement forcé. Celle-ci est impactée par un dispositif de plusieurs jets axisymétriques turbulents ayant une disposition identique à celle des tours industrielles. Les efforts aérodynamiques stationnaires et instationnaires agissant sur la plaque sont mesurés grâce à 91 capteurs de pression. Les résultats ont permis de déterminer la stabilité statique de la plaque en mouvement de pompage. Les mesures de vitesses des jets libres ont été effectuées par anémométrie à fil chaud et ont permis de déterminer leurs propriétés statistiques. Des méthodes de post-traitement sont proposées afin d'extrapoler les coefficients aéroélastiques sur de plus grandes largeurs de bande en rotation.

**Mots clefs :** Impact de Jets Turbulents, Plaque Oscillante, Coefficients Aéroélastiques, Flottement, Divergence, Mesures de Pression Instationnaire, Anémométrie à Fil Chaud.

**Abstract**

An experimental test rig was designed and built in order to analyze the aeroelastic instabilities of steel strips impinged by arrays of cooling gas jets in cooling sections of continuous annealing lines and predict their onset. From observations, the strip's structural dynamics was simulated by a rigid rotation mode. The rig included a forced oscillating plate which is impinged by an array of axisymmetric jets having the exact industrial geometry. The plate was instrumented with 91 pressure sensors to measure the steady and unsteady surface pressures. These results were used to determine the jet static stability in plunging motion. Velocity and turbulence measurements in free jets were carried out using hot wire anemometry in order to determine their statistical properties. Post processing methods are suggested in order to apply the aeroelastic coefficient measured to larger plates in rotation.

**Keywords:** Turbulent Impinging Jets, Aeroelastic Coefficients, Oscillating Plate, Flutter, Divergence, Impinging Jets, Unsteady Pressure Measurements, Hot Wire Anemometry