



**HAL**  
open science

# Régimes non-stationnaires dans les instruments à embouchure de type flûte

Augustin Ernoult

► **To cite this version:**

Augustin Ernoult. Régimes non-stationnaires dans les instruments à embouchure de type flûte. Acoustique [physics.class-ph]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2016. Français. NNT : 2016PA066268 . tel-01430674v2

**HAL Id: tel-01430674**

**<https://theses.hal.science/tel-01430674v2>**

Submitted on 10 Jul 2017

**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.

**THESE DE DOCTORAT DE  
L'UNIVERSITE PIERRE ET MARIE CURIE**

Spécialité :  
Acoustique

Présentée par :

Augustin Ernoult

Pour obtenir le grade de  
**DOCTEUR DE L'UNIVERSITE PIERRE ET MARIE CURIE**

Sujet de la thèse :

**RÉGIMES NON-STATIONNAIRES DANS LES INSTRUMENTS À  
EMBOUCHURE DE TYPE FLÛTE.**

Devant le jury composé de :

|                       |  |                    |
|-----------------------|--|--------------------|
| José Antunes          | Principal Researcher, C <sup>2</sup> TN, Sacavém | Rapporteur         |
| Avraham Hirschberg    | Professeur, TUE, Eindhoven                       | Rapporteur         |
| Jean-Pierre Dalmont   | Professeur, LAUM, Le Mans                        | Examineur          |
| Patricio de la Cuadra | Professeur, PUC, Santiago du Chili               | Examineur          |
| Pierre-Yves Lagrée    | Directeur de recherche CNRS, UPMC, Paris         | Examineur          |
| Christophe Vergez     | Directeur de Recherche CNRS, LMA, Marseille      | Examineur          |
| Benoît Fabre          | Professeur, UPMC, Paris                          | Directeur de thèse |

Équipe Lutheries, Acoustique, Musique,  
Institut Jean Le Rond d'Alembert,  
4, Place Jussieu, boîte 162  
75252, PARIS Cedex 05, FRANCE

École doctorale SMAER,  
4, place Jussieu, BC 270,  
75252, PARIS Cedex 05, FRANCE

# Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier Benoît Fabre pour m'avoir proposé ce sujet de thèse et pour m'avoir encadré pendant ces trois années. J'ai eu le droit à ta confiance et donc à une grande liberté dans mes recherches ce qui a participé à rendre ces trois années très appréciables. Tu as su également instaurer une relation de travail chaleureuse comme, pour ne donner qu'un exemple, à travers les interludes musicaux qui accompagnaient régulièrement les réunions de l'équipe flûte.

Je remercie chaleureusement Mico et José Antunes d'avoir relu mon manuscrit avec tant d'attention et d'avoir su me poser des questions qui m'ont amené à compléter mon travail jusqu'à la soutenance. Mico m'a également poussé à prendre du recul sur mes travaux à travers les discussions au cours des différentes conférences. Je remercie également Patricio de la Cuadra, Jean-Pierre Dalmont, Pierre-Yves Lagrée et Christophe Vergez d'avoir accepté de juger mon travail et d'avoir montré un tel enthousiasme lors de ma présentation orale.

Je tiens à remercier les deux flutistes Sarah Lefeuvre et Cassandre Balosso-Bardin de s'être prêtée à l'exercice de jouer sur des flûtes modifiées et de voir leurs jeux décortiqués. Sans elles ce travail n'aurait pas pu être possible. J'ai eu l'occasion au cours de ma thèse d'encadrer les stages de Catherine Huguet et Antoine Hajczack qui ont participé à produire les résultats présentés dans ce manuscrit. Je tiens à vous remercier grandement pour votre implication. Je remercie également celles qui se sont attachées à relire l'ensemble de ma thèse pour en éliminer la plupart des coquilles orthographiques, même si il en restera toujours des nombreuses.

Je tiens également à mentionner l'ensemble de la communauté de l'acoustique musical que j'ai eu l'occasion de croiser au cours des différentes conférences et événements, communauté accueillante dans laquelle les échanges sont humains et enrichissants.

J'en arrive maintenant à remercier l'équipe LAM dans laquelle j'ai eu la chance de travailler pendant ces trois années. Il y règne une ambiance de travail heureuse qui permet l'existence de relations simples et saines entre les différents membres de l'équipe qui favorisent les échanges. J'ai ainsi pu échanger avec Michèle Castellengo sur les instruments de type flûtes et les tuyaux d'orgues et plus particulièrement sur les transitoires d'attaques. J'ai également pu profiter de l'expertise de Boris Doval en traitement du signal. Laurent Quartier m'a également aidé à la confection des différents dispositifs expérimentaux. Catherine Fourcin a su transformer de longues démarches administratives en de simples formalités. L'ensemble des membres de l'équipe participent également à cette ambiance générale, dans laquelle on peut parler politique, science, éducation, culture : Claudia, Jean-Loïc, Hugues, Pascal, René, Jean-Marc, Danièle... Je tiens à remercier également Roman Auvray qui a accepté de me prendre en tant que stagiaire pendant sa thèse et m'a ainsi ouvert les portes du monde des flûtes et du LAM.

Les "vrais jeunes" participent activement à cette convivialité, avec une mention particulière pour Camille, ma "grande sœur de thèse" qui a participé à rendre ces années conviviales. Merci également Arthur, Alexandre puis Clara avec qui j'ai partagé le fameux bureau 20. Merci à Hugo pour les débats politico-écologique, Henri et Cassandre les un peu moins mais quand mêmes jeunes, Benoît, encore moins jeune, pour les discussions du dimanche après-midi et Timothy pour, entre autres, les corrections d'anglais, et l'ensemble des stagiaires et autres contractuels que j'ai pu

croiser au cours de ces années. Merci également aux membres de l'institut et en particulier les thésards qui ont su m'accueillir pour les derniers mois de thèse, avec une attention particulière aux membres du bureau 512 qui me côtoient encore quotidiennement.

Enfin merci à celles et ceux qui m'ont permis de régulièrement m'aérer l'esprit : la famille, l'orchestre Coalescence, Katia, les relous, les potos de M.I.V. et tous les autres, car, ça, c'est important !

# Table des matières

|   |            |
|---|------------|
| <b>Remerciements</b>  | <b>i</b>   |
| <b>Table des matières</b>   | <b>iii</b> |
| <b>I Introduction générale</b>                                      | <b>1</b>   |
| <b>1 Mise en contexte</b>   | <b>3</b>   |
| 1.1 Qu'est-ce qu'un instrument de type flûte? . . . . .             | 3          |
| 1.1.1 nomenclature . . . . .  | 5          |
| 1.2 Comportement stationnaire et non-stationnaire . . . . .         | 6          |
| 1.2.1 Caractéristique du comportement quasi-stationnaire . . . . .  | 7          |
| 1.2.2 Caractéristiques des transitoires d'attaque . . . . .         | 8          |
| 1.3 Démarche adoptée . . . . .                                      | 10         |
| 1.3.1 Objectifs . . . . .   | 10         |
| 1.3.2 Organisation du document . . . . .                            | 11         |
| <b>2 Modélisation d'instrument de type flûte</b>                    | <b>13</b>  |
| 2.1 Introduction . . . . .  | 13         |
| 2.2 Principe général de fonctionnement . . . . .                    | 14         |
| 2.2.1 Formation du jet . . . . .                                    | 15         |
| 2.2.2 Réceptivité et instabilité du jet . . . . .                   | 17         |
| 2.2.3 Les mécanismes sources . . . . .                              | 20         |
| 2.2.4 Pertes au biseau . . . . .                                    | 22         |
| 2.2.5 Réponse du résonateur . . . . .                               | 23         |
| 2.2.6 Retour hydrodynamique . . . . .                               | 26         |
| 2.2.7 Initiation de l'oscillation . . . . .                         | 27         |
| 2.3 Deux modélisations des sources acoustiques . . . . .            | 28         |
| 2.3.1 Modèle « Jet-drive » . . . . .                                | 28         |
| 2.3.2 Modèle « Discrete-Vortex » . . . . .                          | 30         |
| 2.4 Bilan et conclusions . . . . .                                  | 37         |
| <b>II Caractérisation expérimentale des transitoires d'attaques</b> | <b>39</b>  |
| <b>3 Temporal characterization of recorder attack transients.</b>   | <b>41</b>  |
| 3.1 Introduction . . . . .  | 42         |
| 3.2 Acquisition of data . . . . .                                   | 43         |
| 3.2.1 Experimental protocol . . . . .                               | 43         |
| 3.2.2 Analysis of measurements . . . . .                            | 44         |
| 3.3 Quasi-stationary part of the note . . . . .                     | 45         |

|            |  |            |
|------------|--|------------|
| 3.3.1      | Supply the instrument . . . . .  | 45         |
| 3.3.2      | Quasi-static sound properties . . . . .  | 47         |
| 3.4        | The rising of the supply . . . . .   | 49         |
| 3.4.1      | Onset times of mouth pressure . . . . .  | 49         |
| 3.4.2      | Onset times of the jet velocity . . . . .  | 50         |
| 3.5        | Rise and stabilisation of acoustic oscillation . . . . .                               | 52         |
| 3.5.1      | Rise time of acoustic pressure . . . . .   | 53         |
| 3.5.2      | Delay between the supply pressure rise and the onset of acoustic oscillation . . . . . | 56         |
| 3.5.3      | Linear response of the instrument . . . . .  | 56         |
| 3.6        | Conclusion and perspectives . . . . .  | 59         |
| 3.7        | Appendix: Comparison of the algorithms . . . . .                                       | 60         |
| 3.7.1      | Target mouth pressure . . . . .  | 60         |
| 3.7.2      | Onset time of the mouth pressure . . . . .   | 60         |
| 3.7.3      | Onset time of the jet velocity . . . . .   | 62         |
| <b>4</b>   | <b>Initiation de l'oscillation</b>   | <b>63</b>  |
| 4.1        | Introduction . . . . .   | 63         |
| 4.2        | Description du phénomène . . . . .   | 64         |
| 4.2.1      | Contenu fréquentiel . . . . .  | 65         |
| 4.2.2      | Comparaison des musiciens . . . . .  | 67         |
| 4.2.3      | Temps caractéristique . . . . .  | 69         |
| 4.3        | Modélisation . . . . .   | 71         |
| 4.3.1      | Modèle . . . . .   | 72         |
| 4.3.2      | Comparaison modèle expérience . . . . .  | 74         |
| 4.4        | Bilan et conclusions du chapitre . . . . .   | 76         |
| <b>5</b>   | <b>Croissance des différents régimes</b>   | <b>79</b>  |
| 5.1        | Introduction . . . . .   | 79         |
| 5.2        | Observation sur les musiciens . . . . .  | 80         |
| 5.2.1      | Lien avec les doigtés . . . . .  | 82         |
| 5.3        | Étude du phénomène en condition contrôlée . . . . .                                    | 85         |
| 5.3.1      | Protocole expérimental . . . . .   | 85         |
| 5.3.2      | Étude du comportement en régime stationnaire . . . . .                                 | 87         |
| 5.3.3      | Analyse des mesures . . . . .  | 90         |
| 5.3.4      | Interprétation . . . . .   | 93         |
| 5.3.5      | Cas exotiques . . . . .  | 96         |
| 5.3.6      | Synthèse . . . . .   | 97         |
| 5.4        | Discussion . . . . .   | 97         |
| <b>III</b> | <b>Capacité des modèles à prédire les transitoires d'attaques</b>                      | <b>99</b>  |
| <b>6</b>   | <b>Window impedance of recorder-like instruments.</b>                                  | <b>101</b> |
| 6.1        | Introduction . . . . .   | 102        |

---

|           |   |            |
|-----------|---|------------|
| 6.2       | Measurement of window impedances . . . . .                      | 104        |
| 6.3       | Finite element simulations. . . . .                             | 105        |
| 6.4       | Predictive Model . . . . .                                      | 107        |
| 6.4.1     | Duct with right angle . . . . .                                 | 109        |
| 6.4.2     | Influence of the angle $\alpha$ . . . . .                       | 111        |
| 6.5       | Discussions . . . . .   | 114        |
| 6.6       | Conclusion . . . . .  | 115        |
| <b>7</b>  | <b>Simulations de transitoires d'attaque</b>                    | <b>117</b> |
| 7.1       | Caractéristique de l'instrument modélisé . . . . .              | 117        |
| 7.2       | Ajustement du modèle « Jet-Drive » . . . . .                    | 119        |
| 7.2.1     | Ajustement de la fréquence : modèle linéarisé . . . . .         | 119        |
| 7.2.2     | Ajustement de l'amplitude et des seuils . . . . .               | 121        |
| 7.2.3     | Importance du retour hydrodynamique . . . . .                   | 123        |
| 7.3       | Attaques du modèle « jet-drive » . . . . .                      | 123        |
| 7.3.1     | Initiation . . . . .  | 127        |
| 7.3.2     | Croissance des différentes composantes fréquentielles . . . . . | 132        |
| 7.4       | Le modèle « discrete-vortex » . . . . .                         | 136        |
| 7.4.1     | Ajustement du modèle . . . . .                                  | 136        |
| 7.4.2     | Attaques du modèle « discrete-vortex » . . . . .                | 138        |
| 7.5       | Bilan et conclusions du chapitre . . . . .                      | 143        |
| <b>IV</b> | <b>Conclusions et perspectives</b>                              | <b>147</b> |
| <b>V</b>  | <b>Annexes</b>  | <b>159</b> |
| <b>A</b>  | <b>Mesures de réponses en fréquences</b>                        | <b>161</b> |
| <b>B</b>  | <b>Spectrogramme et amplitudes des composantes</b>              | <b>163</b> |
| <b>C</b>  | <b>Description du résonateur dans le domaine temporel</b>       | <b>165</b> |
| C.1       | Modélisation par ligne à retard . . . . .                       | 166        |
| C.1.1     | Propagation . . . . .   | 166        |
| C.1.2     | Coefficients de réflexion . . . . .                             | 168        |
| C.2       | Comparaison des deux approches . . . . .                        | 169        |
|           | <b>Bibliographie</b>  | <b>170</b> |
|           | <b>Résumé/Abstract</b>  | <b>178</b> |





## Première partie

# Introduction générale



# Mise en contexte

## 1.1 Qu'est-ce qu'un instrument de type flûte ?

Les instruments de musique peuvent être classés différemment selon le point de vue adopté. Le mécanisme physique de production du son est un critère pertinent pour l'acousticien. Dans ce contexte, les instruments à embouchure de flûte regroupent l'ensemble des instruments dans lesquels la production du son est assurée par l'interaction d'un jet d'air et d'un biseau en présence d'un résonateur. Ceux-ci font partie des instruments à son entretenu, dont le son peut être modifié par le musicien sur toute la durée de la note. Cette description regroupe une multitude d'instruments allant de la flûte de Pan au tuyau d'orgue, dont quelques exemples sont donnés sur la figure 1.1. Ces instruments font partis des plus anciens connus [Dau89] et des plus représentés à travers le monde [Gro01]. Cependant, il s'agit peut-être des instruments pour lesquels les mécanismes de production du son sont les moins bien compris. En effet, la production sonore n'y est pas associée à la vibration d'éléments solides. Le son est produit par l'écoulement de manière assez similaire au sifflement humain ou au bruit des écoulements étudiés en aéronautique. Il est donc plus difficile d'appréhender les mécanismes à l'origine de la production sonore.

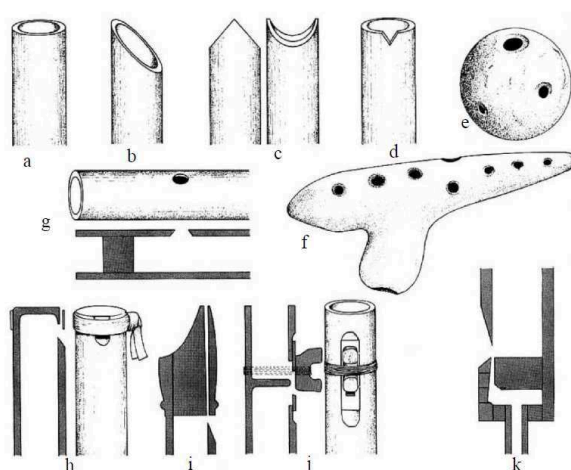


FIGURE 1.1 – Différents instruments de la famille des flûtes, issu de « *The New Grove Dictionary of Music and Musicians* » [Gro01]. Flûtes à encoche (a, b, c et d), flûtes globulaires (e et f), flûte traversière (g), flûtes à bec (h, i et j) et tuyau d'orgue (k).

Il existe une grande diversité d'instruments à embouchure de flûte (fig. 1.1). On en trouve de toutes tailles et de tout registre, notamment l'orgue qui est l'instrument mécanique ayant la plus grande tessiture. Le nombre d'éléments fixés par le facteur diffère également d'un instrument à l'autre. Cela influe donc sur les moyens de contrôle du son mis à disposition du musicien.

## Contrôle du son produit

Le contrôle du son produit par les instruments de la famille des flûtes peut se regrouper globalement en deux types : le contrôle des fréquences de jeux qui se fait principalement via la partie résonante de l'instrument et le contrôle du jet d'air. Selon ces instruments, ces éléments sont soit contrôlables en direct par le musicien, soit pré-réglés par le facteur. Le musicien contrôle généralement la fréquence de jeu en contrôlant les trous latéraux ouverts sur la partie résonante et le régime sur lequel sonne l'instrument. Pour l'orgue, chaque tuyau est associé à une seule hauteur de note dont la fréquence de résonance est réglée par le facteur. Pour certains instruments, comme les flûtes à encoche telles que le *shakuachi*, le musicien contrôle également l'ouverture d'une des extrémités de l'instrument, ce qui lui permet de réaliser des glissements de fréquences caractéristiques de l'instrument.

Un jet est formé lorsqu'une surpression est imposée en amont du canal. L'alimentation en air de l'instrument est en général assurée par le système respiratoire du musicien, sauf dans le cas de l'orgue où il est assuré par une soufflerie externe. Le canal peut être formé par les lèvres du musicien (flûtes traversières, flûtes à encoches, flûtes de pan, etc.), ou fixé par le facteur (flûtes à bec, tuyaux d'orgue, etc.).

Selon les différentes configurations, le musicien a plus ou moins de paramètres de contrôle à sa disposition. Pour l'orgue par exemple, en dehors du choix des tuyaux à faire sonner, l'instrumentiste contrôle uniquement, et dans une certaine limite, le démarrage de la note. Au contraire, dans le cas de la flûte traversière le canal est formé par les lèvres du musicien, ce qui lui permet de contrôler le timbre du son produit à travers la géométrie du jet et sa direction. Généralement, plus le nombre de paramètres contrôlés par le musicien est limité plus il est facile de produire un son sur l'instrument. Bien entendu, cela n'implique pas que la production musicale est simple.

Le contrôle des instruments de type flûte a été peu étudié en conditions de jeux. Vauthrin [Vau15 ; Vau<sup>+</sup>15] a étudié le jeu de la flûte traversière. Pour la flûte à bec, Blanc [Bla<sup>+</sup>10] a étudié la variation de quelques paramètres de contrôle en fonction de la tessiture de l'instrument et [Gar<sup>+</sup>11] a caractérisé différents aspects du contrôle en fonction de l'articulation utilisée (*staccato*, *legatto*, etc.) et de la tessiture.

Les travaux présentés ici se limitent aux instruments dont le canal est fixé par le facteur. Dans ces instruments la géométrie du jet est fixe. En dehors du contrôle de la fréquence via les doigtés, la pression d'alimentation est alors le principal paramètre de contrôle. Cette limitation permet de fixer un grand nombre de paramètres dans l'expérience et d'étudier les mécanismes sources. Cela permettra également de faire une étude comparative entre musicien et novice ce qui n'est pas possible sur des instruments nécessitant un contrôle fin pour émettre un son. Les modélisations des mécanismes sources proposées restent a priori valides pour l'ensemble des instruments de type flûte.

Pour ces instruments, des moyens de contrôles secondaires ont déjà été mis en évidence. Il existe notamment un couplage entre le système d'alimentation et la partie résonante de l'instrument qui fait osciller la pression d'alimentation. Cette oscillation peut modifier le contenu spectral du son produit [Col73 ; Auv<sup>+</sup>15]. Le musicien, à travers son conduit vocal, ou le facteur à travers la modification du système d'alimentation dans l'orgue, a alors un moyen de contrôler cet aspect. Bien que le contrôle des caractéristiques acoustiques du conduit vocal par le musicien

a déjà été identifié [Che<sup>+</sup>07] le lien entre la modification du conduit vocal et le changement de timbre au cours du jeu, n'a pas encore été clairement mis en évidence.

### 1.1.1 nomenclature

La nomenclature utilisée pour ces instruments est différente pour les orgues et les flûtes à bec. Celle utilisée dans la suite des documents associe les deux nomenclatures en essayant de privilégier celle de la flûte à bec lorsque c'est possible. Les principaux éléments sont résumés sur le schéma de la figure 1.2.

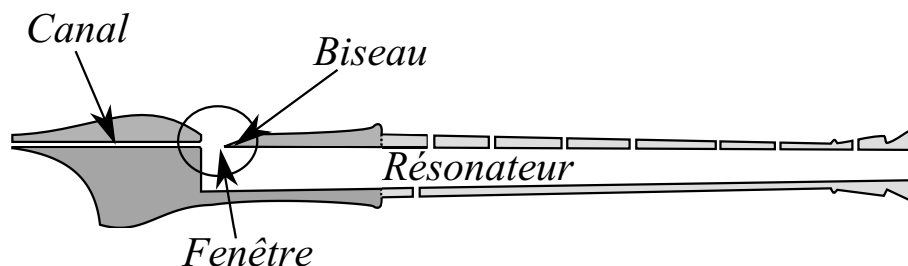


FIGURE 1.2 – Représentation schématique d'une tranche de flûte de à bec.

Pour faire sonner l'instrument, le musicien impose une surpression en amont du canal via le système d'alimentation. Pour les flûtes à bec, ce système pouvant être associé à la bouche du musicien, l'ensemble des variables s'y rapportant seront indexées par la lettre  $m$  (*mouth*). Le jet formé en sortie de ce canal est dirigé vers le biseau, qui est un des éléments nécessaire à la production du son. Le son de l'instrument est également déterminé par son résonateur associé à des résonances à certaines fréquences. Ce résonateur est un tube de section circulaire ou rectangulaire pour certains tuyaux d'orgue. Les noms des variables s'y rapportant seront indexés par  $p$  (*pipe*). En plus des potentiels trous latéraux, les résonateurs des instruments de type flûte ont la particularité d'avoir deux extrémités ouvertes : l'une qualifiée de passive, et l'autre au niveau du biseau, donc du mécanisme excitateur, pouvant être qualifiée d'active. Cette dernière, de section rectangulaire pour les tuyaux d'orgues et les flûtes à bec, est appelée ici la « fenêtre » de l'instrument. Les noms de variables s'y rapportant seront indexés par la lettre  $w$  (*window*).

La majorité des mécanismes régissant le fonctionnement de l'instrument se passe dans la fenêtre de l'instrument. La géométrie de cette ouverture pour une flûte à bec, et les noms des variables s'y rapportant sont détaillés sur le schéma de la figure 1.3.

La géométrie de la fenêtre pouvant être supposée invariante selon sa largeur  $H$ , le schéma est représenté en deux dimensions. Au niveau de la fenêtre, le canal est caractérisé par sa hauteur  $h$ . A sa sortie il y a parfois des chanfreins, généralement à 45 degrés environ. La longueur de la fenêtre, soit la distance entre la sortie du canal et la pointe du biseau est noté  $W$ . Lorsque les chanfreins sont pris en compte, elle sera notée  $W_c$ . Le biseau est caractérisé par son angle  $\alpha$  et son décalage  $y_0$  par rapport à l'axe du canal. Enfin la hauteur des parois de part et d'autre de la fenêtre est notée  $l_e$  à partir de la pointe du biseau. Ces parois seront appelées les « oreilles » qui est l'appellation utilisée par les facteurs d'orgues lorsqu'elles sont ajoutées sur les tuyaux d'orgues métalliques.

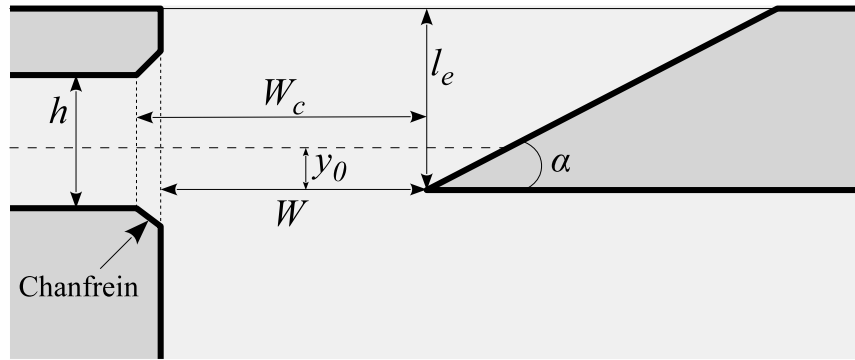


FIGURE 1.3 – Schéma de la fenêtre d'une flûte à bec.

## 1.2 Comportement stationnaire et non-stationnaire

De même que pour l'ensemble des systèmes à oscillation entretenue, le comportement des instruments de type flûte peut globalement être divisé en deux types selon les vitesses de variations des paramètres de contrôle. Si les paramètres de contrôle restent constants au cours du temps ou varient suffisamment lentement pour qu'à chaque instant l'instrument ait le temps de s'adapter à leurs variations, on parlera de comportement stationnaire ou quasi-stationnaire. Si au contraire, les variations des paramètres se font de manière brutale, on parlera de comportements non-stationnaires. S'il permet de faire la transition entre deux comportements stationnaires ou quasi-stationnaires, on parlera de comportement transitoire. Dans un contexte musical les deux types de comportements sont sollicités. Un exemple de pression d'alimentation et de son interne à l'instrument mesurés pendant le jeu d'un Do (523Hz) par un musicien au cours d'un extrait musical, est donné sur la figure 1.4.

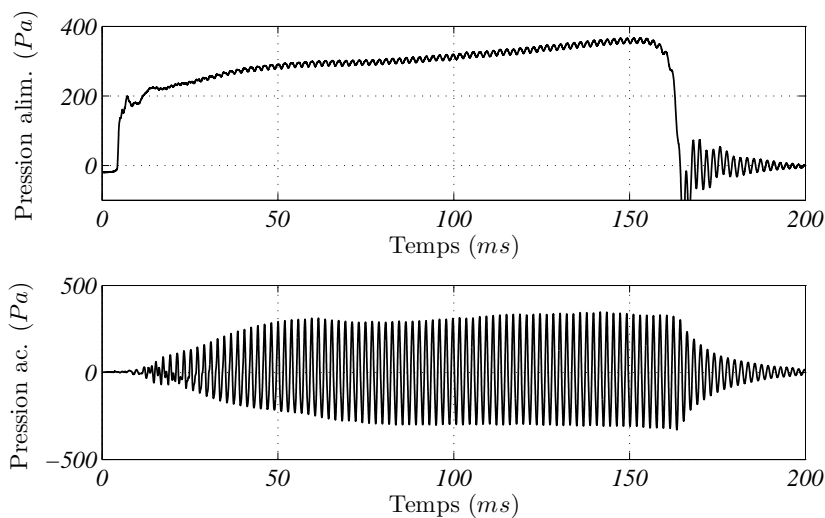


FIGURE 1.4 – Pression d'alimentation et pression acoustique mesurées sur une flûte à bec alto avec un doigté de Do (523Hz), jouée par un musicien.

Au début de la note, le musicien augmente très rapidement la pression d'alimentation. Le son de l'instrument augmente plus lentement jusqu'à sa stabilisation autour de  $50ms$  sur l'exemple. Il s'agit ici d'un comportement non-stationnaire. Le son pendant ces premiers instants caractérise, du point de vu musical, l'attaque de la note. L'ensemble des phénomènes qui ont lieu entre le début de l'élévation de pression d'alimentation et la stabilisation du son, constituent ainsi le transitoire d'attaque. Après cette attaque, le musicien ne garde pas forcément la pression d'alimentation constante. Dans l'exemple donné, il l'augmente lentement et régulièrement au cours du temps. Cette évolution est guidée par le contexte musical [Vau15]. L'évolution de la pression d'alimentation est généralement suffisamment lente pour que le son ait le temps de s'adapter, et peut être supposée quasi-stationnaire. Enfin le musicien arrête d'alimenter l'instrument. L'extinction de la note se fait alors de manière progressive. Les variations de la pression d'alimentation sont ici très rapides. On parlera alors de transitoire d'extinction. Certaines variations, comme le vibrato, ont des vitesses de variation intermédiaires et il est difficile de savoir, a priori, si l'instrument aura, du point de vue de la physique, un comportement quasi-stationnaire ou non.

### 1.2.1 Caractéristique du comportement quasi-stationnaire

Par définition le comportement parfaitement stationnaire n'est jamais utilisé en contexte musical. La plupart des notes tenues peuvent être associées à un comportement quasi-stationnaire. Ces comportements ont été beaucoup étudiés dans la littérature et la majorité des phénomènes observés peuvent maintenant être interprétés [Auv13; Ter14].

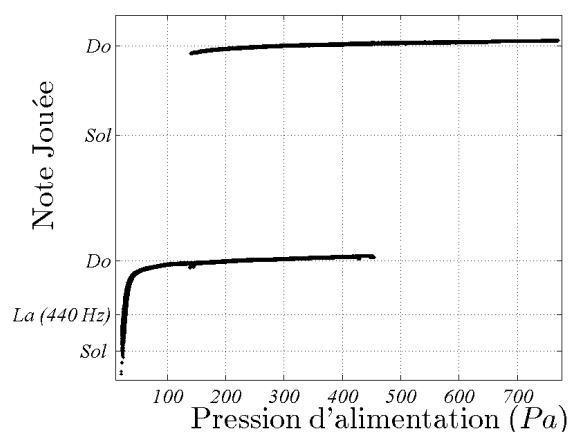


FIGURE 1.5 – Fréquence fondamentale d'oscillation en fonction de la pression d'alimentation, pour un tuyau d'orgue dont le premier régime est accordé sur un Do ( $523Hz$ ).

L'effet d'une variation lente de la pression d'alimentation sur le comportement de l'instrument, lorsque tous les autres paramètres sont fixés, est notamment particulièrement bien documenté. Cette variation correspond au type de contrôle utilisé par un flutiste à bec pour effectuer un crescendo ou un decrescendo sur une même note tenue. L'effet d'une telle variation de pression sur la fréquence de jeu de l'instrument est représenté sur la figure 1.5. Pour des pressions faibles, la fréquence varie beaucoup puis se stabilise plus ou moins sur une certaine fréquence. L'instrument sonne alors sur son premier régime ou régime fondamental. Sur ce régime,



la fréquence continue d'augmenter légèrement avec la pression d'alimentation jusqu'à atteindre un seuil de pression à partir duquel l'instrument saute sur le deuxième régime. La fréquence de jeu est alors proche du double de la fréquence caractéristique du premier régime. Si la pression d'alimentation continue d'augmenter, il est possible de passer sur le troisième régime et ainsi de suite. En condition de jeu, sur une flûte à bec, les régimes supérieurs au troisième sont rarement utilisés. Si au contraire, la pression d'alimentation diminue, la fréquence diminue légèrement avant de repasser sur le premier régime. L'écart entre la pression d'alimentation induisant le saut sur le deuxième régime et celle induisant le retour sur le premier fait apparaître un cycle d'hystérésis. Le musicien, en utilisant différentes stratégies peut ainsi jouer sur l'un ou l'autre régime pour une même pression d'alimentation.

Le léger glissement de fréquences avec la pression d'alimentation pour un régime donné met en évidence la difficulté de jouer juste pour ce type d'instrument. En effet pour un même doigté la fréquence sera modifiée avec la nuance. Cela sera notamment illustré dans le chapitre 3. Pour les instruments dont le canal n'est pas fixé, le musicien peut corriger cet effet en jouant sur les propriétés du jet et la couverture du trou d'embouchure par les lèvres [Vau15]. Pour les flûtistes à bec, cet effet est difficile à corriger. Pour les notes tenues, certains musiciens compensent cet effet en adaptant, au cours du jeu, le doigté utilisé en fonction de la nuance.

Pour les très faibles pressions d'alimentation, il existe sur certains instruments d'autres régimes appelés régimes éoliens. L'instrument sonne alors sur des fréquences de résonances avec de très faibles amplitudes. Ces régimes ne sont pas utilisés dans la musique *classique* occidentale et il est donc très difficile de les obtenir avec les flûtes à bec qui sont réglées par le facteur afin de les éviter. Ils peuvent être entendus sur certains tuyaux d'orgue ou des instruments de musique traditionnels et peuvent être obtenues avec les flûtes dont la géométrie du jet est contrôlée par le musicien. Ils sont notamment utilisés dans certaines créations musicales à partir de 1950.

### 1.2.2 Caractéristiques des transitoires d'attaque

Les attaques des notes peuvent être perçues comme les consonnes du langage musical. Elles jouent donc rôle important dans l'interprétation musicale. De plus les caractéristiques de ces attaques ont un rôle perceptif important et participent à l'identité sonore de l'instrument. E. Leipp [Lei11] écrit notamment : « *Ce qui permet de reconnaître le violon, c'est le léger brouillard de l'attaque de l'archet, cette espèce de bruit blanc qui donne au timbre son caractère « soyeux ». Comparativement, la flûte se reconnaît à son attaque en « fuseau », qui la distingue d'ailleurs également du son de piano, dont l'attaque brutale trace sur le sonagramme une espèce de hachure verticale très nette, caractéristique d'une percussion.* »

Les facteurs d'instruments et les instrumentistes vont donc porter une attention particulière à la qualité des attaques d'un instrument. Pour les orgues, par exemple, le contrôle des attaques fait partie des étapes d'harmonisation des tuyaux [Rio00 ; Mik<sup>+</sup>00] . La maîtrise des attaques est également l'un des points principaux de l'apprentissage du jeu de la flûte à bec.

Quelques études se sont déjà intéressées à décrire les caractéristiques des transitoires d'attaque des instruments de type flûte. La majorité de ces études porte sur la caractérisation expérimentale des transitoires d'attaque de tuyaux d'orgue. Keeler [Kee72] fait une étude comparative des attaques produites par les différents types de tuyaux d'orgues à embouchure de flûte. Il met ainsi en évidence la présence de composantes hautes fréquences pendant l'attaque

dont la fréquence et l'amplitude varient selon le type de tuyau utilisé. Pour certains tuyaux, ces composantes prédominent l'oscillation acoustique, et semblent être une des spécificités principale des attaques d'orgue. Il établit également un ordre de grandeur de la durée des transitoires d'attaque qui durent entre 25 et 50 périodes d'oscillations pour les tuyaux à embouchure de flûte. Castellengo [Cas99] a étudié les sonogrammes de quelques attaques de tuyaux d'orgue et de flûte à bec. La présence de ces hautes fréquences semble être liée au temps de montée de la pression d'alimentation. Elle propose une interprétation du mécanisme à l'origine de ces hautes fréquences [Cas96]. Miklós et Angster [Mik<sup>+</sup>00] étudient de manière un peu plus générale l'évolution des caractéristiques du son au cours des transitoires d'attaque. Nolle et Finch [Nol<sup>+</sup>92] comparent expérimentalement des transitoires d'attaque obtenus avec différents tuyaux d'orgues. Ils tentent de caractériser l'influence de l'harmonicité du tuyau et du temps de montée de la pression d'alimentation sur le contenu fréquentiel du transitoire. M.P. Verge [Ver95] décrit de manière assez précise quelques attaques menées sur un tuyau d'orgue et une flûte à bec. Il propose également la modélisation de certains éléments [Ver<sup>+</sup>94a ; Ver<sup>+</sup>94b]. Fletcher [Fle76], simule des transitoires d'attaque d'après une modélisation générale de systèmes oscillants, et en étudie le contenu fréquentiel. Il fait ainsi le lien entre la vitesse de croissance de la pression d'alimentation et le développement de composantes hautes fréquences. Quelques auteurs ont également étudié l'influence de paramètres de facture spécifiques, comme la géométrie du canal ou de la fenêtre, sur les transitoires d'attaque des tuyaux d'orgues et leur contenu fréquentiel [Ség<sup>+</sup>00 ; Tae<sup>+</sup>04].

Il est assez difficile de déduire de l'ensemble de ces observations un comportement précis des instruments de type flûte pendant les transitoires d'attaque. En effet ces études sont difficilement comparables entre elles. En général chacune d'entre elles n'étudie qu'un nombre limité de tuyaux d'orgues différents et donc de hauteur de notes différentes. Les instruments ou les modèles utilisés ainsi que le type d'attaque étudié étant différents d'une étude à l'autre il est difficile d'en extraire des informations quantitatives. Cependant, en comparant l'ensemble des attaques présentées dans ces études, les observations de Keeler sur l'estimation de la durée des transitoires d'attaque dans les orgues peuvent être généralisées, ce qui permet d'estimer une durée globalement comprise entre 20 et 50 périodes d'oscillation. Le temps de montée de la pression d'alimentation varie lui entre 0,25 et 50 périodes d'oscillation. La plupart de ces études se sont concentrées sur le contenu fréquentiel du son produit et de son évolution au cours du transitoire d'attaque. Les composantes hautes fréquences s'y développant apparaissent ainsi comme étant l'une des spécificités des attaques de tuyaux d'orgue. Une relation entre la vitesse de la montée de la pression et l'importance de ces composantes semble également se dessiner. A part celles de M.P. Verge [Ver<sup>+</sup>94a ; Ver<sup>+</sup>94b], peu d'études se sont intéressées spécifiquement aux transitoires d'attaque de flûte à bec. Le contrôle des organistes sur l'attaque d'une note étant limité, peu d'études se sont intéressées au contrôle des caractéristiques des transitoires d'attaque des instruments de type flûte par le musicien, au-delà de l'influence de variations caricaturales de la vitesse de montée de la pression d'alimentation.

L'étude des réponses d'un système à une variation rapide des paramètres de contrôle d'un point de vue mécanique, nécessite l'utilisation d'outils différents de ceux utilisés pour l'étude des comportements stationnaires. L'étude de ces systèmes dynamiques se base majoritairement sur l'analyse mathématique des modèles associés à ces systèmes. Ces outils peuvent ainsi permettre de décrire le comportement non-stationnaire d'instruments de musique, comme cela a été fait

par Bergeot sur la clarinette [Ber13; Ber<sup>+</sup>13a; Ber<sup>+</sup>13b]. Ce genre d'outil a également déjà été utilisé pour les instruments de type flûte. Terrien utilise ainsi ce type d'outil mathématique pour prédire les changements de régime décrit précédemment à partir du modèle habituellement utilisé pour décrire le comportement stationnaire [Ter<sup>+</sup>15]. Ces outils lui permettent également d'analyser les transitoires d'attaque prévus par ce modèle [Ter14].

Pendant les transitoires d'extinctions, par définition, il n'y a plus de source acoustique. Le comportement de l'instrument dépend alors uniquement des caractéristiques acoustiques du résonateur. Les travaux présentés ici s'intéresseront donc essentiellement aux transitoires d'attaque.

## 1.3 Démarche adoptée

Les instruments de type flûte et en particulier les orgues et les flûtes à bec existants aujourd'hui, résultent d'un long processus de perfectionnement au cours de l'histoire. Les propriétés acoustiques de ces instruments étant sans cesse modifiées afin de répondre aux exigences esthétiques d'une époque, d'un style musical ou d'un musicien. L'objectif de l'étude acoustique et mécanique de ce type d'instrument n'est donc pas de les améliorer, mais plutôt d'interpréter d'un point de vue physique les choix empiriques qui ont été faits. La compréhension des phénomènes mis en jeu peut éventuellement guider les facteurs dans la modification des instruments actuels, incitée par les changements d'esthétique et d'utilisation des instruments traditionnels. Les modèles physiques ainsi développés peuvent être appliqués à la synthèse sonore qui peut donner au musicien une plus grande liberté de contrôle du son à des fins créatives, à travers la modification de la géométrie de l'instrument en temps réel par exemple.

### 1.3.1 Objectifs

Les travaux présentés ici portent essentiellement sur l'étude des transitoires d'attaque dans les instruments de type flûte dont la géométrie du jet est fixe. Comme évoqué précédemment, les transitoires d'attaque impliquent a priori des mécanismes différents. Pour contrôler les attaques, les facteurs et les musiciens modifient certains paramètres qui ne sont pas pris en compte dans les modèles ou qui ont une influence minime sur leur comportement. L'étude des transitoires d'attaque devrait permettre à terme d'identifier ces mécanismes et de pouvoir ainsi prédire l'influence des différents paramètres sur leur comportement. Avant de s'atteler à la modélisation de ces mécanismes il est important de bien caractériser les différents phénomènes que l'ont cherche à interpréter.

Le premier objectif de ces travaux est ainsi de quantifier les caractéristiques globales d'un transitoire d'attaque de ce type d'instrument. Pour cela, les observations qui ressortent des études existantes doivent être généralisées à d'autres instruments de type flûte que les tuyaux d'orgues, qui sont conçus pour émettre une seule note. Jusqu'alors les observations se limitent essentiellement à la description du contenu fréquentiel de ces attaques et doivent également être étendues aux aspects temporels de la réponse acoustique.

Il existe peu d'études du contrôle des instruments de type flûte et en particulier des flûtes à bec. Pourtant, la possibilité de contrôler les caractéristiques des transitoires d'attaque par le musicien, donne des informations essentielles sur les mécanismes associés. Un deuxième objectif

de ces travaux sera ainsi de distinguer les caractéristiques d'un transitoire d'attaque contrôlées par le musicien de celles imposées par l'instrument.

Enfin, avant de modifier les modèles actuels, il est intéressant d'observer dans quelle mesure ils sont capables de prédire les phénomènes observés. Ces modèles étant construits sur des hypothèses de quasi-stationnarité, cela permet également d'identifier les caractéristiques qui sont liées aux mécanismes régissant le comportement stationnaire de l'instrument de celles liées à des mécanismes spécifiques aux transitoires d'attaque. La littérature propose des descriptions plus ou moins précises des éléments de ces modèles. On s'attachera donc également à préciser ces descriptions.

### 1.3.2 Organisation du document

Les deux principales modélisations d'instruments de type flûte actuellement utilisées sont tout d'abord présentées dans la chapitre 2, afin d'établir le cadre général d'interprétation des transitoires d'attaque.

L'étude d'attaques produites par trois musiciens, dont un novice, sur deux flûtes à bec présentées dans la partie II, permet ensuite de quantifier les différents aspects d'un transitoire d'attaque et de les lier à l'instrument utilisé et au contrôle du musicien. Cette caractérisation est divisée en trois étapes. Dans un premier temps les aspects temporels sont étudiés dans le chapitre 3. La comparaison entre les musiciens experts et le novice montre l'importance de contrôler le démarrage de l'oscillation dans le jeu de la flûte à bec. Afin d'identifier les mécanismes mis en jeu et l'origine de ce contrôle, les premiers instants de l'oscillation produite par les musiciens sont ensuite analysés d'un point de vue spectral et temporel dans le chapitre 4. Des éléments de modélisation du phénomène permettent de proposer une interprétation du contrôle observé. Dans un troisième temps, l'étude se concentre, dans le chapitre 5 sur le développement de composantes hautes fréquences pendant le transitoire d'attaque qui est le phénomène le plus décrit dans la littérature des tuyaux d'orgues. La présence de ce phénomène est d'abord mise en relation avec le doigté utilisé pour la flûte à bec. Une série de mesures en condition contrôlée permet ensuite de quantifier le lien entre l'amplitude de ces hautes fréquences et l'évolution temporelle de la pression d'alimentation.

Afin de tester la capacité des modèles à prédire de manière quantitative les phénomènes décrits précédemment, la formulation des modèles est adaptée à la simulation de transitoires d'attaque dans la partie III. La quantité de paramètres à ajuster dans les modèles des instruments de type flûte complique ce type de modélisation. De plus, le type d'ajustement choisi influence les résultats des simulations. Afin de réduire ce nombre de paramètres, l'impédance de la fenêtre est modélisée dans le chapitre 6. Ce choix est notamment appuyé par l'importance de cette impédance dans la modélisation du démarrage de l'oscillation acoustique. Cet aspect étant fixé, des attaques sont ensuite simulées avec les deux modélisations présentées. Ces simulations sont enfin comparées aux mesures dans le chapitre 7 afin de quantifier la capacité des modèles à reproduire fidèlement un transitoire d'attaque d'instrument de type flûte.

Enfin, la partie IV reprend l'ensemble des points étudiés pour montrer comment l'ensemble des études présentées permettent de donner une vision globale des transitoires d'attaque, qui peut alors être mise en regard des questions de technique de jeu des flûtistes et de paramètres de facture.



# Modélisation d'instrument de type flûte

## 2.1 Introduction

La plupart des éléments de modélisation proposés ici sont communs à la modélisation de l'ensemble des instruments de type flûte. Cette appellation regroupe tous les instruments dont le fonctionnement est basé sur l'interaction d'un jet d'air avec un biseau, couplé avec un résonateur acoustique.

En première approximation, seul l'air est en mouvement dans ce type d'instrument. Le biseau et les parois de l'instrument contraignent l'écoulement du jet et la propagation des ondes acoustiques mais ne vibrent pas. A priori il est donc possible de modéliser l'instrument dans sa globalité à partir des équations de Navier-Stokes uniquement

$$\begin{cases} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot \rho \mathbf{u} = q \\ \frac{\partial \rho \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \rho \mathbf{u} = -\nabla p + \mathbf{f} + \nabla \bar{\bar{\tau}} \end{cases}, \quad (2.1)$$

où  $\bar{\bar{\tau}}$  est le tenseur des contraintes défini à partir du champ de vitesse  $\mathbf{u}$  :

$$\tau_{ij} = \lambda \nabla \cdot \mathbf{u} \mathbf{I} + \mu \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right). \quad (2.2)$$

Ces équations déterminent la dynamique d'une particule fluide à travers le champ de vitesse  $\mathbf{u}$ , à partir d'éléments extérieurs : la source de masse  $q$ , la pression  $p$  et les forces extérieures rassemblées dans le champ  $\mathbf{f}$ <sup>1</sup> et de ses propriétés physiques : sa masse volumique  $\rho$ , la viscosité  $\mu$  et le premier coefficient de Lamé  $\lambda$ . Bien qu'il n'existe pas, à l'heure actuelle, de solution générale de cette équation, il est possible sous certaine hypothèse d'implémenter numériquement cette équation dans un domaine restreint par le corps de l'instrument. L'écoulement du jet, la vorticité induite par cet écoulement, la propagation des ondes acoustiques, sont autant de phénomènes différents, associés habituellement à différents types d'approximation, qui doivent ici être modélisés ensemble. La résolution numérique de ce genre d'approche montre donc un certain nombre de difficultés. Malgré cela, certaines études ont permis d'obtenir une oscillation stable de l'instrument en deux et trois dimensions [Gio13 ; Gio14]. Cependant ce genre de modélisation, en dehors de la prouesse numérique, ne permet pas d'interpréter physiquement le fonctionnement de l'instrument. Il est difficile de prédire l'influence de tel ou tel paramètre sur le fonctionnement global de l'instrument.

1. Les lettres en gras correspondent aux variables vectorielles.

Une deuxième approche consiste à modéliser distinctement les différents éléments de l’instrument (formation du jet, propagation acoustique, etc.). Ces différents aspects sont regroupés dans une représentation sous forme de système bouclé similaire aux schémas blocs utilisés habituellement en électronique. Aujourd’hui, il existe principalement deux modélisations des mécanismes sources des instruments de type flûte. Ces deux modèles s’intègrent dans le même fonctionnement global de l’instrument résumé par Fabre et Hirschberg [Fab<sup>+</sup>00].

## 2.2 Principe général de fonctionnement

La modélisation de l’ensemble des instruments de type flûte peut se résumer sous la forme du schéma présenté sur la figure 2.1.

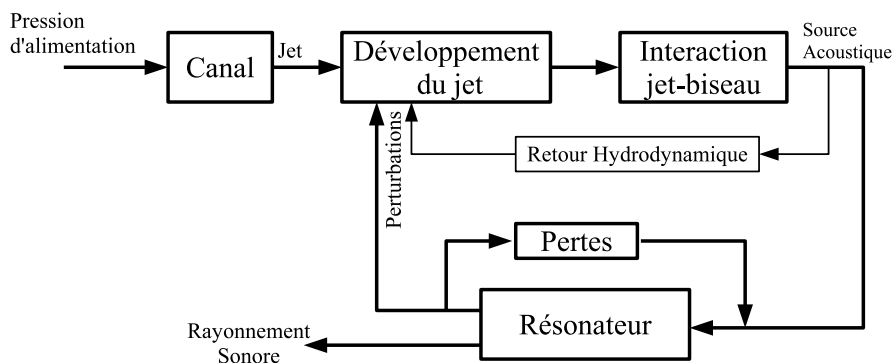


FIGURE 2.1 – Schéma des modèles par blocs des instruments à embouchure de type flûte.

Le musicien alimente l’instrument avec une surpression ( $p_m$ ) imposée en amont d’un canal. Cette pression d’alimentation est généralement générée par le système respiratoire du musicien, et est donc égale à la pression dans la bouche du musicien (*mouth*). Dans le cas de l’orgue, elle est générée par une soufflerie. Dans la flûte traversière ou les flûtes à encoches, le canal est formé par les lèvres du musicien. Pour la flûte à bec ou les tuyaux d’orgues, ce canal fait partie de l’instrument et est donc imposé par le fabricant. La pression d’alimentation induit un écoulement dans le canal et la formation d’un jet d’air dirigé vers la pointe du biseau.

Le jet est un écoulement très instable. Il est très sensible aux perturbations qu’il subit pendant son développement et, en particulier, aux perturbations liées au champ acoustique présent dans l’instrument. Le jet ainsi perturbé se développe et interagit avec le biseau et forme une source acoustique. Les deux modèles évoqués ci-dessus diffèrent par la modélisation du développement du jet et de la source acoustique créée par l’interaction entre le jet et le biseau.

L’onde acoustique ainsi produite est ensuite filtrée par le résonateur de l’instrument. Le champ acoustique résultant est la principale perturbation du jet. Ce retour acoustique permet le bouclage du système. La boucle de rétroaction définie par cette interaction entre le jet, le biseau et le résonateur, est nécessaire à la naissance d’une oscillation et caractérise le fonctionnement de l’instrument.

L’étude de Fabre [Fab<sup>+</sup>96] montre l’importance de la prise en compte des pertes liées à la singularité induite par le biseau dans l’écoulement acoustique pour estimer l’amplitude des oscillations.

En l'absence de résonateur, la simple interaction entre un jet d'air et un biseau permet également de produire un son stable associé à une oscillation du jet [Pow61]. L'existence de ce « son de biseau » (*edge-tone* en anglais) montre l'existence d'une deuxième boucle de rétroaction, indépendante du résonateur, expliquée par des considérations hydrodynamiques.

L'ensemble de ces blocs, résumé sur la figure 2.1, définit le principe général de la modélisation des instruments de type flûte. La modélisation et les hypothèses associées à chacun de ces blocs sont détaillées par la suite.

Ce type de représentation permet de mettre en évidence le bouclage nécessaire à tout système auto-oscillant. Les instruments de musique à son entretenu font partie de ces systèmes qui convertissent une énergie continue en une oscillation à une fréquence propre du système. Ici l'énergie continue est apportée par le souffle du musicien. L'ensemble des fréquences auxquelles le système peut osciller doivent vérifier les critères de Barkhausen [Auv<sup>+</sup>12a]. Le déphasage totale sur un cycle doit être un multiple de  $2\pi$  et pour que l'oscillation croisse, il faut que le gain à cette fréquence soit légèrement supérieur à 1. Lorsque l'amplitude de l'oscillation augmente, le système sature, et les non-linéarités du système réduisent le gain global du système pour la fréquence considérée. En régime stationnaire le gain global est égal à 1. Dans les instruments de type flûte nous verrons que le critère sur la phase se traduit par un équilibre entre un déphasage induit par le jet et un retard lié à la réponse en fréquence du résonateur.

### 2.2.1 Formation du jet

La surpression  $p_m$  imposée par le musicien, induit la formation d'un écoulement dans le canal. A la sortie du canal, l'évasement rapide des parois entraîne le décollement de l'écoulement et la formation d'un jet. Cet évasement peut être plus ou moins abrupt selon la présence ou non de chanfreins. Les propriétés du jet seront dépendantes de son profil de vitesse, lui-même fortement lié au profil de vitesse dans le canal et à l'évasement des parois en sortie du canal.

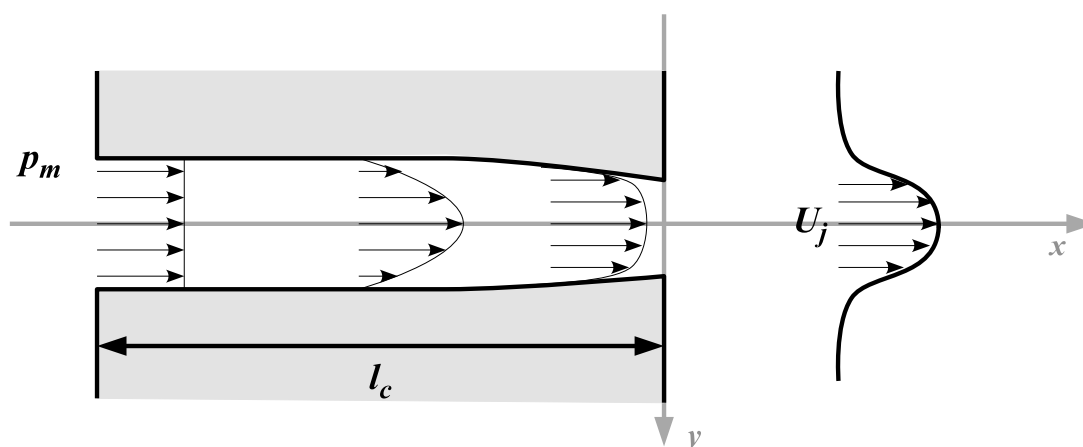


FIGURE 2.2 – Schéma d'un canal de flûte à bec simplifié. La viscosité du fluide provoque la formation de couches limites dont l'épaisseur évolue le long du canal en fonction de leur distance caractéristique de formation mais également des variations de hauteur du canal. Par cohérence avec la convention de signe utilisée plus tard dans la représentation 1D (fig.2.6), l'axe  $y$  est dirigé vers le bas.



Dans les flûtes à bec et les tuyaux d'orgues, le canal à une section rectangulaire, de largeur  $H$  constante et de hauteur  $h_c(x)$  variable le long du canal. La largeur est généralement beaucoup plus grande que la hauteur du canal ( $H \gg h_c(x)$ ), ce qui permet de réduire l'étude du jet à un problème en 2 dimensions  $(x, y)$  (fig. 2.2). La longueur des canaux de flûtes à bec et des tuyaux d'orgue en bois étant de l'ordre d'au plus quelques centimètres, et de l'ordre de quelques millimètres pour les tuyaux d'orgues en métal dont le canal est formé par l'épaisseur de la feuille de métal utilisé pour construire le tuyau, le temps mis par une onde acoustique pour le parcourir est négligeable devant les temps de variations de la différence de pression entre l'entrée et la sortie du canal. Ces temps de variations, notamment induits par le champ acoustique de l'instrument, sont de l'ordre de quelques millisecondes. Cette observation permet de supposer que l'écoulement dans le canal est incompressible ( $\rho = \text{cste}$  et  $\nabla \cdot \mathbf{u} = 0$ ). En supposant également l'écoulement non visqueux dans un premier temps ( $\mu = 0$ ), et en supposant que seule la différence de pression agit sur l'écoulement ( $\mathbf{f} = 0$  et  $q = 0$ ), l'équation de Navier-Stokes (2.1) s'écrit :

$$\rho \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \rho(\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} + \nabla p = 0. \quad (2.3)$$

Dans le canal, l'écoulement est irrotationnel. On peut donc définir un potentiel de vitesse tel que  $\mathbf{u} = \nabla \psi$ , et on a  $(\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} = \nabla(u^2/2)$ . Cela permet donc d'obtenir l'équation de Bernoulli non-stationnaire [Mor<sup>+</sup>68] :

$$\rho \frac{\partial \psi}{\partial t} + \frac{1}{2} \rho u^2 + p = C, \quad (2.4)$$

où le membre de gauche est égal à une même constante  $C$  en tout point de l'écoulement vérifiant les hypothèses utilisées. En amont du canal, la pression est égale à la pression d'alimentation  $p_m$  et la vitesse de l'écoulement peut être supposée nulle si le point considéré est suffisamment éloigné de l'entrée du canal. A la sortie du canal, la vitesse de l'écoulement est égale à la vitesse du jet  $U_j$  et la pression peut être supposée égale à la pression acoustique  $p_{ac}$ . En égalisant l'équation (2.4) entre l'amont et l'aval du canal, on obtient une équation sur la vitesse du jet :

$$\rho \frac{\partial(\psi_j - \psi_m)}{\partial t} + \frac{1}{2} \rho U_j^2 = p_m - p_{ac}. \quad (2.5)$$

où  $\psi_m$  et  $\psi_j$  sont respectivement les potentiels de vitesses en amont et aval du canal. L'écoulement étant supposé incompressible et non-visqueux, la vitesse est homogène sur la hauteur du canal et la conservation du débit impose :  $U(x)h_c(x) = U_j h$ , avec  $h$  la hauteur du conduit à la sortie du canal. Ceci permet d'obtenir la différence de potentiel :

$$\psi_j - \psi_m = \int_m^j U(x) dx = U_j h \int_m^j \frac{dx}{h(x)} = l_c U_j \quad (2.6)$$

où  $l_c$  est la longueur effective du canal. Pour une géométrie de canal quelconque cette longueur peut être estimée numériquement [Ver<sup>+</sup>94b]. Pour les flûtes à bec, où la variation de hauteur est faible et difficilement mesurable, cette longueur est assimilée à la longueur observable du canal. Finalement, la vitesse de l'écoulement en sortie du canal peut s'obtenir à partir de la différence de pression entre l'amont et l'aval du canal par l'équation suivante :

$$\rho l_c \frac{dU_j}{dt} + \frac{1}{2} \rho U_j^2 = p_m - p_{ac}. \quad (2.7)$$

Le premier terme de l'équation permet de prendre en compte l'inertie de la masse de fluide comprise dans le canal. Ce terme est le seul prenant en compte les variations temporelles de l'écoulement. Dans le cadre de cette étude sur les transitoires d'attaque pendant lesquels la variation de la pression d'alimentation est très rapide, la prise en compte de ce terme d'inertie est primordiale.

Du fait de l'étroitesse du canal, la viscosité de l'air modifie le profil de vitesse. Des couches limites dans lesquelles l'écoulement est ralenti se développent le long des parois au court de l'écoulement dans le canal. Si le canal est suffisamment long, les couches limites se rejoignent au centre de l'écoulement et le profil de vitesse adopte un profil parabolique appelé profil de Poiseuille [Tri12] :

$$u(y) = u_0 \left( 1 - \left( \frac{y}{h/2} \right)^2 \right). \quad (2.8)$$

La conservation du débit impose alors une accélération de la vitesse centrale  $u_0$  par rapport à un profil rectangulaire. Les travaux de C.Ségoufin [Ség00] ont montré que pour un canal de hauteur variable, plus la convergence est marquée en fin de canal, plus le profil de vitesse se rapproche d'un profil trapézoïdal à la sortie du canal (fig. 2.2). On supposera finalement qu'en sortie du canal, le profil de jet est un profil de Poiseuille, dont la vitesse centrale peut être estimée par l'équation (2.7) ( $u_0 = U_j$ ).

Les simulations et visualisations effectuées par Blanc [Bla09] montrent que, pour les vitesses d'écoulement habituellement utilisées dans les flûtes, la présence de chanfreins n'influe pas sur le décollement des couches limites et la formation du jet en tant que tel.

Le jet ainsi formé se développe dans de l'air au repos. La viscosité de l'air adoucit rapidement le profil de vitesse du jet après la sortie du canal. D'après les mesures effectuées par Nolle [Nol98], le profil de vitesse est alors bien décrit par une formule du type :

$$U(x, y) = u(x) \operatorname{sech}^2 \left( \left( \frac{y}{b(x)} \right)^k \right), \quad (2.9)$$

où  $u$  est la vitesse centrale du profil de vitesse et  $b$  est la « demi-largeur » du profil (fig. 2.2). Pour des canaux assez longs, il est d'usage de supposer que le profil de Bickley ( $k = 1$ ) est une bonne approximation du profil avant la sortie du canal [Ség00; Ver<sup>+</sup>94b]. Une fois le jet formé, les effets de la viscosité sont supposés ne pas avoir atteint le centre du jet, avant une certaine distance. La vitesse centrale de ce profil est alors supposée être conservée par rapport à la vitesse centrale en sortie de canal ( $u(x) = U_j$ ). En supposant la conservation de la quantité de mouvement entre un profil de jet de type Poiseuille à la sortie du canal et un profil de Bickley on obtient pour la demi-largeur :

$$b = \frac{2h}{5} \quad (2.10)$$

où  $h$  est la hauteur de la sortie du canal. La présence des couches de cisaillement de part et d'autre du jet, en font un objet instable, sensible à toutes perturbations.

### 2.2.2 Réceptivité et instabilité du jet

Le jet ainsi formé est délimité par deux couches de cisaillement, qui sont les zones à l'interface entre deux fluides de vitesses différentes. La variation rapide de la vitesse le long d'une couche de

cisaillement et la vorticité associée en font un objet intrinsèquement instable. Une déformation transversale de la couche de cisaillement sera entraînée par le fluide vers lequel est dirigée la déformation ce qui déstabilisera l'écoulement. Cette instabilité, dite de Kelvin-Helmholtz, tend à enrôler la couche de cisaillement sur elle-même en concentrant la vorticité en des points particuliers (fig. 2.3).

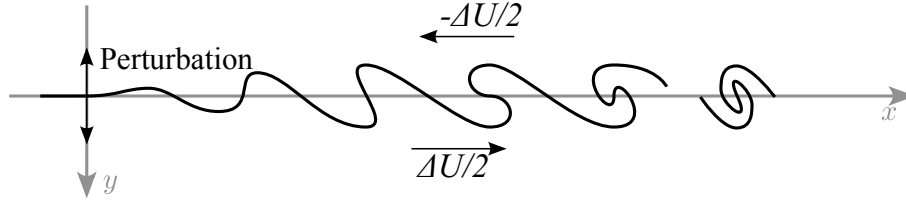


FIGURE 2.3 – Développement spatial de l'instabilité de Kelvin-Helmholtz d'une couche de cisaillement séparant deux fluides dont les vitesses d'écoulement diffèrent de  $\Delta U$ , perturbée sinusoidalement en  $x = 0$ .

Le jet étant composé de deux couches de cisaillement, il est également intrinsèquement instable. Selon sa géométrie et le type de perturbation envisagé, les couches de cisaillements peuvent interagir entre elles. Tant que les déformations induites par cette instabilité sont petites, il est possible de linéariser l'équation de Navier-Stokes sur un champ de vitesse perturbatif  $\mathbf{v}(x, y, t)$  autour de l'écoulement moyen  $U(y)$ . En cherchant des solutions sous la forme de perturbations harmoniques et propagatives  $\mathbf{v}(y)e^{i(\omega t - \alpha x)}$ , pour un jet semi-infini non visqueux à deux dimensions ayant un profil de vitesse symétrique, l'évolution du profil de vitesse est régie par l'équation dite de Rayleigh :

$$\left( U(y) - \frac{\omega}{\alpha} \right) \left( \frac{d^2 \mathbf{v}(y)}{dy^2} - \alpha^2 \mathbf{v}(y) \right) - \frac{d^2 U(y)}{dy^2} \mathbf{v}(y) = 0. \quad (2.11)$$

Dans le cas des instruments de type flûte, la fréquence de la perturbation est imposée par le résonateur de l'instrument. La pulsation  $\omega$  est donc fixée et réelle. Le nombre d'onde est complexe  $\alpha = i\alpha_i + \alpha_r$ . La partie imaginaire définit le taux d'amplification spatiale de la perturbation et la partie réelle définit la vitesse de convection de cette perturbation  $c_p = \omega/\alpha_r$ . Mattingly et Criminale [Mat<sup>+</sup>71], puis Nolle [Nol98], ont résolu numériquement cette équation pour un jet semi-infini ayant un profil de vitesse de Bickley (eq.(2.9)) perturbé en un point du jet. Les coefficients trouvés dépendent du nombre de Strouhal :  $fb/U_j$ , où  $f$  est la fréquence temporelle de la perturbation,  $b$  la largeur du jet et  $U_j$  sa vitesse centrale. Ils mettent en évidence l'existence de deux types d'instabilités, une antisymétrique, appelée sinueuse (fig. 2.4a), qui tend à déplacer transversalement la position centrale du jet, et une symétrique, appelée variqueuse (fig. 2.4b), qui tend à faire varier la largeur du jet  $b$ . L'instabilité sinueuse étant beaucoup plus instable que la variqueuse, c'est elle qui régit le développement du jet. Des mesures menées par Nolle [Nol98], valident les valeurs théoriques dans le cas d'une perturbation localisée.

Dans les instruments de type flûte, le jet se développe dans la fenêtre de l'instrument qui est proche d'un ventre de vitesse du résonateur. Le mouvement transversal du jet intègre alors deux contributions : l'une liée au développement d'une perturbation initiale du rotationnel et l'autre liée à l'entraînement transversal du fluide par le champ acoustique. Dès lors que le développement de la perturbation est suffisant, l'effet d'entraînement est négligeable. Bien que le jet ne soit pas

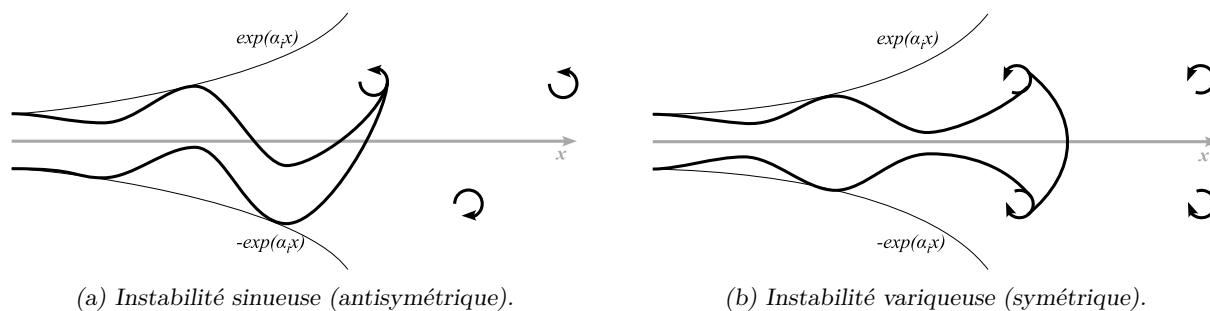


FIGURE 2.4 – Développement des instabilités de jet antisymétriques (sinueuse, (a)), et symétrique (variqueuse, (b)).

infini, des mesures menées par P. de la Cuadra [Cua06] sur des visualisations d'écoulement, ont montré qu'il est alors possible de modéliser le développement du jet par la propagation et la croissance exponentielle d'une perturbation localisée au niveau de la sortie du canal :

$$\eta(x, t) = \eta_0 \left( t - \frac{x}{c_p} \right) e^{\alpha_i x} \quad (2.12)$$

où  $\eta$  est le déplacement transversal du jet,  $\eta_0$  est l'amplitude de la perturbation au niveau de la sortie du canal,  $c_p$  la vitesse de convection de la perturbation et  $\alpha_i$  sont taux d'amplification spatiale. Cette modélisation par une interaction localisée se justifie par la grande sensibilité de l'écoulement au niveau de la formation du jet à sortie du canal. Le décollement des couches limites à ce niveau s'accompagne de création de vorticité. Dans cette zone, le jet n'est alors pas décrit par un écoulement potentiel. La sensibilité du jet à ce niveau dépend notamment de la manière dont se décollent les couches limites et donc de la géométrie des chanfreins. En présence de chanfreins, une perturbation de l'écoulement pourra retarder le décollement de la couche limite. Blanc [Bla<sup>+</sup>14] propose une modélisation de la réceptivité du jet à la sortie du canal prenant en compte la géométrie des chanfreins. Ce modèle permet de retrouver qualitativement l'effet de la géométrie des chanfreins sur la réceptivité du jet dans une certaine gamme de Strouhal. Cependant ce modèle qui complexifie la modélisation des instruments de type flûte n'apporte pas, à l'heure actuelle, d'amélioration quantitative par rapport à l'estimation empirique menée par de la Cuadra [Cua06]. De manière simplifiée, l'amplitude de la perturbation au niveau du canal est reliée à la vitesse moyenne dans la fenêtre de l'instrument  $v_{ac}$  par la relation suivante :

$$\eta_0(t) = \frac{h}{U_j} v_{ac}(t). \quad (2.13)$$

Les valeurs obtenues empiriquement pour  $\alpha_i$  et  $c_p$  sont du même ordre de grandeur que celle obtenues via la résolution numérique de l'équation de Rayleigh. Les valeurs de ces coefficients semblent peu dépendantes de la géométrie du canal (longueur et chanfrein), et sont moins dépendants du nombre de Strouhal que ce qui est prévu par la résolution de l'équation de Rayleigh [Cua06]. Ces mesures, ainsi que les études dans le cas d'interactions localisées [Mat<sup>+</sup>71 ; Nol98] permettent d'estimer la gamme de valeurs possibles pour ces coefficients :  $(0.2 < c_p/U_j < 0.6)$  et  $(0.2 < \alpha_i h < 0.6)$ .

Lorsque l'amplitude de ces instabilités devient trop importante, cette approche linéaire du développement de la perturbation n'est plus valable. Le jet s'enroule alors sur le même et se



FIGURE 2.5 – Visualisation par strioscopie du jet oscillant sur son premier mode ( $h = 1\text{mm}$ ,  $W = 3\text{mm}$ ,  $U_j = 12.5\text{m.s}^{-1}$ ).

restructure en une allée de tourbillons, qui continuent à se déplacer dans la direction du jet. Des expériences de visualisations montrent que lorsque le jet arrive au niveau du biseau, il est dans un état intermédiaire entre ces deux descriptions (fig. 2.5). L'assimilation de l'état du jet à l'un de ces deux comportements caricaturaux est à l'origine des deux modèles de sources proposés pour les instruments de type flûte.

### 2.2.3 Les mécanismes sources

Dans les instruments de type flûte, les sources acoustiques sont uniquement liées à l'écoulement de l'air. Le biseau induit des singularités dans cet écoulement qui sont essentielles à la formation des sources acoustiques, mais il ne vibre pas. L'analogie de Lighthill est une reformulation de l'équation de Navier-Stokes (éq.(2.1)) qui isole les termes associés à la propagation linéaire des ondes des termes non-linéaires, pouvant être associés à des sources aéro-acoustiques [Cha<sup>+</sup>08]. En adoptant la convention de sommation d'Einstein, cette analogie s'écrit pour la masse volumique  $\rho$  :

$$\frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 \rho'}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 \rho'}{\partial x_i \partial x_i} = \frac{1}{c_0^2} \left( \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial x_i \partial x_j} + \frac{\partial q}{\partial t} - \rho \frac{\partial f_i}{\partial x_i} \right), \quad (2.14)$$

où  $c_0$  la vitesse du son dans le fluide au repos,  $\rho'$  sa partie fluctuante de la masse volumique, et  $\mathbf{x}$  le vecteur position. Le membre de droite regroupe l'ensemble des phénomènes pouvant être associés à une source acoustique :

- Un débit de masse volumique  $q$  variable dans le temps, induit une source *monopolaire*.
- Une densité volumique de force extérieure  $\mathbf{f}$  agissant sur le fluide, induit une source de nature *dipolaire*.
- Le tenseur de Lighthill  $T_{ij} = \rho v_i v_j - \sigma_{ij} + (p' - c_0^2 \rho') \delta_{ij}$ , regroupe l'ensemble des sources de nature *quadripolaire* :
  - Le terme  $\rho v_i v_j$  est lié à la turbulence et à la vorticité de l'écoulement
  - La viscosité, associée ici au tenseur des contraintes  $\sigma_{ij}$ , crée également des sources acoustiques.

- Le terme  $(p' - c_0^2 \rho') \delta_{ij}$  avec  $\delta_{ij}$  le symbole de Kronecker, représente les sources acoustiques liées aux variations d'entropie.

La nature de la source à l'origine du son des instruments de type flûte, a été débattue. Helmholtz associait le jet à une source de débit et donc à une source monopolaire. Le mécanisme source se produisant à proximité d'une extrémité ouverte du résonateur et donc proche d'un ventre de vitesse, Rayleigh arguait que seule une source dipolaire peut être efficace. Cette controverse, relatée plus en détails par Fabre et Hirschberg [Fab<sup>+</sup>00], a finalement été tranchée en faveur de Rayleigh.

La puissance de la source acoustique s'écrit alors :

$$\mathcal{P}_{ac} = \frac{1}{T} \int \int_{\mathcal{V}_w} \mathbf{f}(\mathbf{x}) \cdot \mathbf{u}_{ac}(\mathbf{x}) dV dt \quad (2.15)$$

où  $\mathcal{V}_w$  est le volume autour du biseau où la densité de force  $\mathbf{f}(\mathbf{x})$  est non-nulle,  $T$  est une période d'oscillation et  $\mathbf{u}_{ac}(\mathbf{x})$  est le champ de vitesse acoustique. Dans une telle analogie, la vitesse acoustique est définie comme étant la partie fluctuante de la composante potentielle du champ de vitesse. La présence du biseau augmente la vitesse acoustique au niveau de la pointe de celui-ci [Ver<sup>+</sup>94a ; Auv<sup>+</sup>13]. Les mécanismes sources les plus efficaces en termes de production acoustique ont donc lieu à proximité de celle-ci. Le temps de convection entre la perturbation du jet localisé à la sortie du canal et la pointe du biseau où ont donc lieu les mécanismes sources, fait apparaître un retard dans le système :  $\tau_{jet} = W/c_p$ . L'existence de ce retard dépendant de la vitesse du jet, est un des éléments essentiels pour expliquer le fonctionnement en régime stationnaire des instruments de type flûte. En modifiant ce retard, la fréquence pour laquelle le critère de Barkhausen évoqué précédemment est vérifié, est modifiée. Pour un doigté donné, la variation de la fréquence de jeu avec la pression d'alimentation et les changements de régime sont donc intimement liés à ce retard [Auv<sup>+</sup>12a ; Ter14].

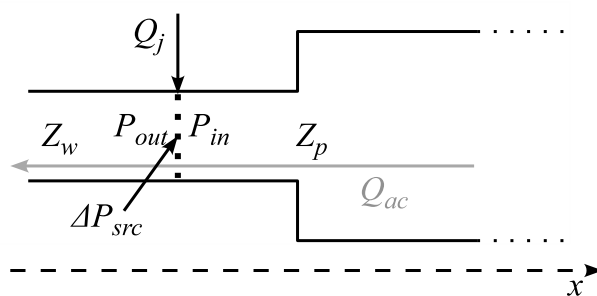


FIGURE 2.6 – Représentation schématique en une dimension d'un instrument de type flûte. La pression source  $\Delta P_{src}$ , le débit acoustique résultant  $Q_{ac}$  et les impédances  $Z_p$  et  $Z_w$ , illustrent l'analogie électrique de la figure 2.9.

En basses fréquences par rapport aux diamètres du résonateur, il est possible de limiter la description au mode plan et donc de représenter l'instrument en une dimension ce qui simplifie sa modélisation (fig. 2.6). La densité volumique de force  $\mathbf{f}$  peut alors être ramenée à une différence de pression  $\Delta p_{src}$  équivalente. Le débit acoustique 1D  $q_{ac}$ , est associé à une vitesse acoustique  $v_{ac}$  homogène dans la fenêtre de l'instrument :  $q_{ac} = S_w v_{ac}$ , où  $S_w = WH$  est la section du résonateur au niveau de la pointe du biseau. La conservation de la puissance instantanée de la

source donne :

$$q_{ac}\Delta p_{src} = q_{ac}(p_{out} - p_{in}) = \int_{\mathcal{V}_w} \mathbf{f}(\mathbf{x}) \cdot \mathbf{v}_{ac}(\mathbf{x}) dV. \quad (2.16)$$

Les pressions  $p_{out}$  et  $p_{in}$ , sont associées aux surpressions situées de part et d'autre du biseau (fig. 2.6).

Il n'existe pas de consensus clairement établi sur l'origine de cette densité de force. Il en existe principalement deux modélisations. Coltman [Col76] propose de modéliser la division de l'écoulement du jet de part et d'autre du biseau, par un dipôle de débit. En une dimension, ce dipôle induit une différence de pression oscillante. Ce modèle « *Jet-Drive* », est simple à écrire mathématiquement et est le plus utilisé dans la littérature. Sa formulation est détaillée ci-après (sec. 2.3.1). Ce modèle nécessite que l'amplitude de la perturbation du jet soit suffisamment faible afin que sa structure et son profil de vitesse soient encore définis lorsqu'il intercepte le biseau.

Un deuxième modèle de source est associé au développement de la vorticité des couches de cisaillement du jet. Howe [How03] montre qu'une particule fluide ayant une vitesse moyenne et une vorticité non nulle, crée une force assimilable à une force de Coriolis. Cette force peut alors être associée à une source acoustique. Soit  $\mathbf{\Omega}(\mathbf{x}, t)$  la densité de vorticité et  $\mathbf{u}_\Gamma(\mathbf{x}, t)$  sa vitesse de convection, cette densité de force s'écrit :

$$\mathbf{f}(\mathbf{x}, t) = -\rho(\mathbf{\Omega}(\mathbf{x}, t) \wedge \mathbf{u}_\Gamma(\mathbf{x}, t)) \quad (2.17)$$

où  $\wedge$  est le produit vectoriel. Une dissymétrie de la distribution de vorticité des couches de cisaillement peut alors être associée à une source acoustique [Deq01 ; Mei02]. En supposant que l'instabilité du jet soit suffisamment développée au niveau du biseau pour que sa vorticité soit concentrée en une série de vortex ponctuels, on obtient le modèle de source « *Discrete-Vortex* » détaillé ci-après (sec. 2.3.2).

#### 2.2.4 Pertes au biseau

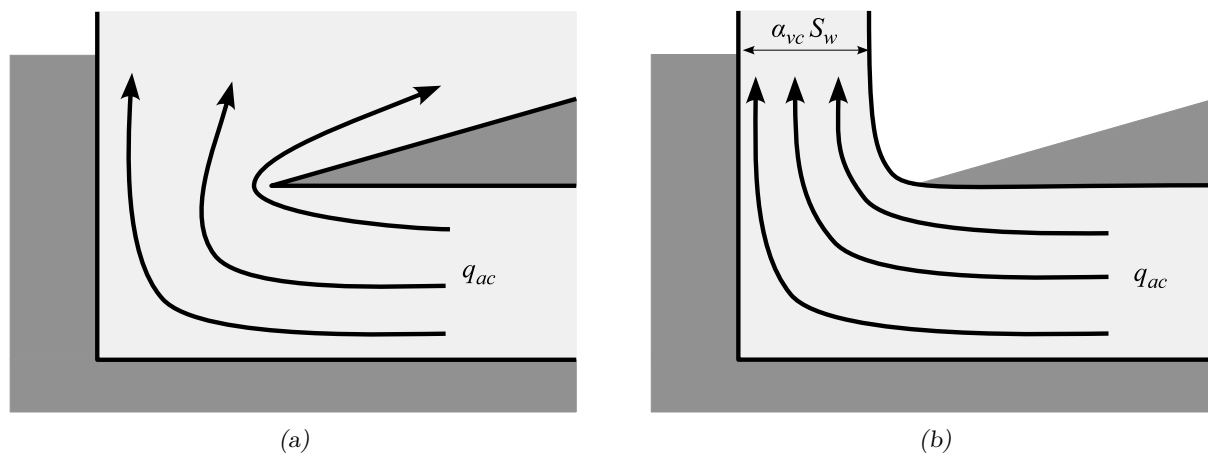


FIGURE 2.7 – Représentation schématique du débit acoustique au niveau du biseau pour de faibles (a) et de grandes amplitudes (b).

Du fait de la constriction de l'écoulement induite par le biseau, la vitesse acoustique accélère localement dans la fenêtre. D'après l'équation de Bernoulli, cette accélération induit une légère baisse de pression. Pour les petites amplitudes d'oscillations, l'évasement du biseau induit un ralentissement de l'écoulement après le passage de la pointe (fig. 2.7a). La légère baisse de pression est alors compensée. Pour des oscillations acoustiques de grande amplitude, la présence de l'arrêt vive du biseau combinée aux effets de viscosité provoquent un décollement de l'écoulement et la formation d'un jet toutes les demi-périodes (fig. 2.7b). L'écoulement ne ralentit pas après le passage du biseau, hormis par mixage turbulent avec le fluide ambiant, et la baisse de pression n'est pas compensée. Cette chute de pression induit alors des pertes dans le système : une partie de l'énergie acoustique est transmise au jet sous forme d'énergie cinétique. La modélisation de cette chute de pression proposée par Fabre [Fab<sup>+</sup>96 ; Cha<sup>+</sup>08] est la suivante :

$$\Delta p_{los}(t) = \frac{1}{2} \rho \left( \frac{v_{ac}(t)}{\alpha_{vc}} \right)^2 \text{sgn}(v_{ac}(t)), \quad (2.18)$$

avec  $\alpha_{vc}$  un facteur de *vena contracta*, caractérisant la section du jet créé par l'oscillation acoustique (fig. 2.7b). Cette écriture permet d'intégrer ces pertes au modèles 1D décrit précédemment. Ce terme est simplement soustrait à la différence de pression source à chaque instant :

$$\Delta p(t) = \Delta p_{src}(t) - \Delta p_{los}(t). \quad (2.19)$$

Selon la valeur du nombre de Strouhal associée à cet écoulement ( $fW/v_{ac}$ ), le décollement à la pointe du biseau pourrait être modélisé par la formation d'une couche de cisaillement, ou de manière équivalente par la formation d'un tourbillon, entraînant également des pertes dans le système [Fab<sup>+</sup>96]. Cependant, pour les valeurs du nombre de Strouhal existant dans les instruments de type flûte, les deux modélisations donnent le même ordre de grandeur [Fab<sup>+</sup>96]. On gardera cette écriture, plus simple. La prise en compte de ces pertes non-linéaires est déterminante pour décrire les phénomènes de saturation du système et prévoir correctement les amplitudes d'oscillation [Fab<sup>+</sup>96 ; Auv<sup>+</sup>12a].

### 2.2.5 Réponse du résonateur

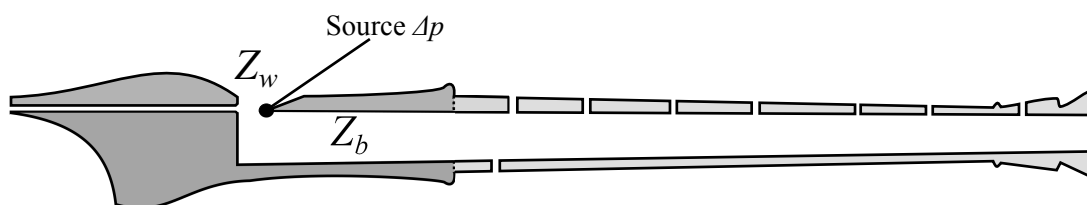


FIGURE 2.8 – Représentation des admittances mises en jeu dans la flûte.

La production acoustique a lieu à proximité de la pointe du biseau de l'instrument (fig. 2.8). La différence de pression  $\Delta p_{src}$  induit un débit acoustique  $q_{ac}$ . Plus ce débit est grand, plus la puissance générée par la source acoustique sera élevée :  $\mathcal{P}_{ac} = q_{ac} \Delta p_{src}$ . Le rapport entre la pression source et le débit acoustique dépend de la fréquence. L'instrument sonnera donc plus facilement sur les fréquences maximisant le rapport  $q_{ac}/\Delta p_{src}$ . Dans l'hypothèse d'une



propagation linéaire des ondes acoustiques, ce rapport est équivalent à une transadmittance hydraulique :

$$Y_{(Q)}(\omega) = \frac{Q_{ac}(\omega)}{\Delta P(\omega)}, \quad (2.20)$$

où  $Q_{ac}(\omega)$  et  $\Delta P(\omega)$  sont respectivement les transformées de Fourier de  $q_{ac}(t)$  et  $\Delta p_{src}(t)$ . Cette relation entre débit et pression dépend à la fois à l'impédance  $Z_w$  de l'ouverture au biseau (fenêtre) et de l'impédance du reste du résonateur de l'instrument  $Z_p$ .

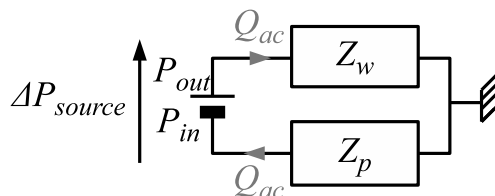


FIGURE 2.9 – Schéma électrique équivalent à la représentation 1D de la figure 2.6, illustrant le lien entre la pression source  $\Delta P$ , le débit acoustique résultant  $Q_{ac}$  et les impédances  $Z_p$  et  $Z_w$ .

Le lien entre ces impédances, le débit acoustique  $Q_{ac}$  et la différence de pression  $\Delta P_{src}$  est mis en évidence sur la représentation en une dimension de l'instrument (fig. 2.6) et le schéma équivalent électrique (fig. 2.9). En assurant la conservation du débit au niveau de la jonction entre la fenêtre et le résonateur, on obtient la relation suivante entre ces grandeurs :

$$P_{out}(\omega) = Z_w(\omega)Q_{ac} \quad , \quad P_{in}(\omega) = -Z_p(\omega)Q_{ac}, \quad (2.21)$$

ce qui donne pour la transadmittance :

$$Y_{(Q)}(\omega) = \frac{1}{Z_w(\omega) + Z_p(\omega)}. \quad (2.22)$$

Le jet étant sensible à la vitesse acoustique dans la fenêtre de l'instrument, c'est le rapport entre la différence de pression source et la vitesse acoustique dans la fenêtre qui sera utilisé. Dans le modèle 1D, seule la vitesse moyenne  $v_{ac}(t)$  sur la section  $S_w$  de la fenêtre de l'instrument entre en compte. La transadmittance acoustique s'écrit alors :

$$Y_v(\omega) = \frac{V_{ac}(\omega)}{\Delta P(\omega)} = \frac{1}{S_w (Z_w(\omega) + Z_p(\omega))}, \quad (2.23)$$

où  $V_{ac}(\omega)$  est la transformée de Fourier de cette vitesse acoustique moyenne  $v_{ac}(t)$ .

Ces impédances peuvent être estimées à partir de mesures de pression et de débit [Dal<sup>+</sup>08] et de quelques éléments de modélisations (annexe A). Elles peuvent également être entièrement modélisées à partir de la géométrie de l'instrument. L'admittance du résonateur  $Z_p$  est similaire à celles des autres instruments de la famille des bois. Il existe de nombreux travaux permettant de la modéliser, qui sont en partie résumés dans les travaux de Lefebvre [Lef10]. L'effet de chaque élément (tronçons de cônes, trous latéraux, rayonnement de l'extrémité, etc.), est associé à une matrice reliant les variables acoustiques (pression et débit) en entrée et en sortie de celui-ci. Une combinaison de ces matrices permet alors de modéliser simplement l'impédance d'entrée

du résonateur. Il est possible d'inclure dans cette écriture les pertes visco-thermique lors de la propagation [Cha<sup>+</sup>08].

Pour un résonateur cylindrique ouvert sans trou latéral, de longueur  $L$  et de rayon  $R$ , l'impédance d'entrée s'écrit :

$$\begin{cases} Z_p(\omega) &= Z_c \tanh\left(\Gamma L + \operatorname{argth}\left(\frac{Z_{ray}}{Z_c}\right)\right) \\ Z_{ray}(\omega) &= \frac{\rho c_0}{\pi R^2} \left(jkl_{ray} + \frac{\beta}{2}(kR)^2\right) \end{cases} \quad (2.24)$$

où  $c_0$  est la vitesse du son,  $\rho$  est la masse volumique de l'air,  $k = \omega/c_0$  est le nombre d'onde,  $Z_{ray}$  est l'impédance de rayonnement en bout de tuyau,  $\Gamma$  est la constante de propagation et  $l_{ray}$  est une correction de longueur liée à ce rayonnement. Cette correction de longueur et le coefficient  $\beta$  dépendent de l'épaisseur des parois. Le paramètre  $\Gamma$ , similaire à un nombre d'onde au facteur  $j$  près, et l'impédance caractéristique  $Z_c$  prennent en compte les pertes visco-thermiques et dépendent notamment du rayon du résonateur (annexe A).

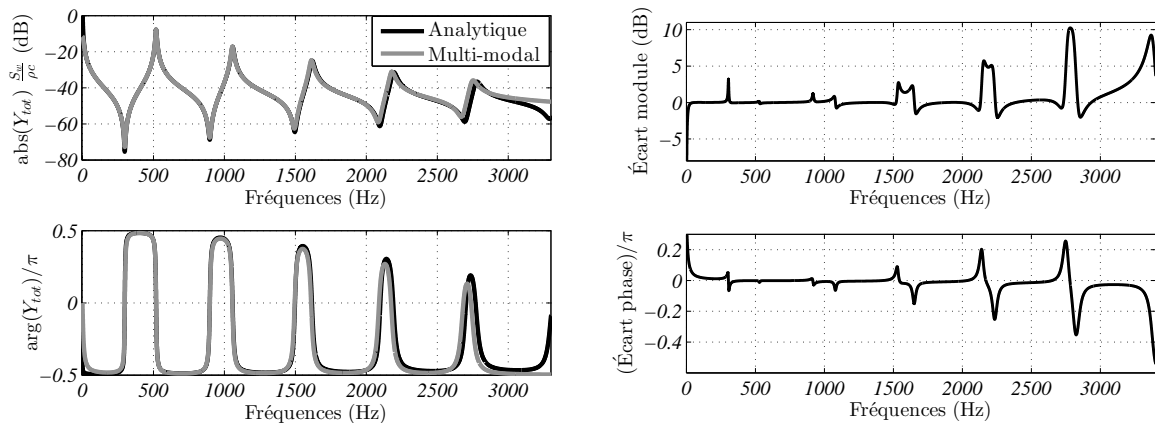
L'impédance de la fenêtre  $Z_w$  est spécifique aux instruments de type flûte. La présence du biseau complexifie la géométrie de cette ouverture. Peu d'études ont été menées sur cette impédance. Elle est souvent simplement modélisée par l'impédance de rayonnement d'une ouverture cylindrique de section équivalente à celle de la fenêtre [Auv13; Ter14; Cha<sup>+</sup>08]. Seul M.P. Verge [Ver<sup>+</sup>94b] a étudié l'influence du rapport des longueurs sur cette ouverture et en propose une modélisation. L'étude de cette impédance est plus détaillée dans le chapitre 6 dont elle est l'objet d'étude. Une modélisation complète y est proposée.

Afin d'inclure la réponse en fréquence du résonateur dans le modèle bouclé des instruments de type flûte (fig. 2.1), il est nécessaire de traduire cette expression dans le domaine temporel. Il existe principalement deux méthodes pour cela. Soit la réponse en fréquence est approchée par une somme de filtres passe-bande [Auv13; Ter14], soit la propagation dans le résonateur est décrite par des lignes à retard avec des coefficients de réflexions reliés à chaque discontinuité du résonateur [Ver95; Cua06]. Ce deuxième type d'écriture nécessite de modéliser entièrement le résonateur et ne peut pas s'appliquer à des impédances mesurées. Cette écriture devient vite laborieuse lorsque la géométrie de l'instrument est complexe et implique de nombreuses réflexions. C'est par exemple le cas des résonateurs de flûtes à bec possédant de nombreux trous latéraux. De plus l'écriture dans le domaine numérique des coefficients de réflexion qui sont dépendants de la fréquence, impose des conditions fortes sur la fréquence d'échantillonnage pour éviter la divergence numérique du modèle. L'approche modale, qui ne présente pas ces difficultés permet d'obtenir une réponse impulsionnelle convenable (annexe C). Cette écriture est donc choisie ici. La transadmittance est donc approchée par une somme de  $N_h$  filtres passe-bande, et s'écrit :

$$Y_v(\omega) = \frac{a_0}{j\omega b_0 + c_0} + \sum_{n=1}^{n=N_h} \frac{a_n j\omega}{\omega_n^2 - \omega^2 + j\omega \frac{\omega_n}{Q_n}} \quad (2.25)$$

où  $a_n$ ,  $\omega_n$  et  $Q_n$ , sont respectivement l'amplitude, la pulsation de résonance et le facteur de qualité du filtre correspond au  $n^{\text{ième}}$  mode du résonateur. Le « mode » de fréquence nulle caractérisé par  $a_0$ ,  $b_0$  et  $c_0$ , et appelé *mode uniforme* est lié à l'ouverture du résonateur à ses deux extrémités. Son influence aux fréquences non-nulles n'étant pas négligeable, il est important de le prendre en compte [Ter14], notamment pour estimer correctement les anti-résonances de l'instrument. L'ajustement des coefficients du *mode uniforme* nécessite d'avoir des informations

sur la réponse du résonateur en très basses fréquences. Les mesures d'impédances ne permettant d'avoir d'information en-dessous de  $100\text{Hz}$  environ, le *mode uniforme* sera donc pris en compte uniquement pour les impédances modélisées.



(a) Modules et phases des impédances.

(b) Écart sur le module et la phase induite par l'approche modale.

FIGURE 2.10 – Comparaison entre l'impédance analytique du tuyau d'orgue, et son approximation avec une somme de 6 modes ( $N_h = 5 + \text{le mode uniforme}$ ).

Une admittance analytique calculée pour un tube cylindrique de  $1.3\text{cm}$  de rayon et de  $30\text{cm}$  de longueur est comparée son approximation modale avec *mode uniforme* sur la figure 2.10. L'impédance de fenêtre  $Z_w$  est estimée à partir de la modélisation proposée dans le chapitre 6. Un transformée en  $z$  permet de transposer simplement ces filtres pour les inclure dans un modèle numérique.

## 2.2.6 Retour hydrodynamique

La force liée à la source acoustique au niveau du biseau induit un écoulement dans la fenêtre de l'instrument. De la même manière que le champ acoustique, cet écoulement perturbe le jet à la sortie du canal. Ce couplage hydrodynamique entre le jet et le mécanisme source au niveau du biseau est généralement associé à l'existence du son de biseau (*edge-tone*) [Pow61], qui est le son se développant lorsqu'un jet interagit avec un biseau en absence de résonateur acoustique. La distance  $W$  entre la sortie du canal et la pointe du biseau est négligeable devant les longueurs d'ondes mises en jeu ( $W\lambda \ll 1$ ). L'écoulement peut donc être supposé incompressible. La source induit alors instantanément une vitesse au niveau de la sortie du canal.

En supposant que la largeur du jet est très grande devant son épaisseur, ( $H \gg h$ ), on peut se ramener à un problème à deux dimensions. En supposant que la quantité de mouvement se répartit de manière uniforme sur un cylindre de rayon  $W$ , Powell [Pow61] obtient que la vitesse  $v_{hydro}$  induite à la sortie du canal par une force ponctuelle  $F$  à la pointe du biseau et oscillant à la pulsation  $\omega$ , s'écrit :

$$v_{hydro}(t) = \frac{F(t)}{2\pi j\omega\rho W^2 H}. \quad (2.26)$$

Il néglige alors l'effet des parois, et en particulier le biseau. Dans le cadre du modèle « Jet-drive » Verge [Ver<sup>+</sup>94a] calcul le champ de vitesse induit par le dipôle de débit par transformée conforme. En utilisant la différence de pression  $\Delta p_{src}(t)$  induite par ce dipôle (sec. 2.3.1), il trouve que la vitesse induite au biseau s'écrit :

$$v_{hydro}(t) = \frac{\Delta p_{src}(t)WH}{2j\omega\rho W^2H}. \quad (2.27)$$

En assimilant la force de Powell à une différence de pression  $\Delta p_{src} = F/(WH)$ , dans la représentation 1D, les deux expressions diffèrent d'un facteur  $\pi$ .

Sur les temps longs, lorsque les ondes stationnaires sont pleinement développées dans le résonateur, il est d'usage de négliger ces vitesses devant les vitesses acoustiques. En effet, la pointe du biseau étant à proximité d'une extrémité ouverte du résonateur, les vitesses acoustiques y sont maximales. Ainsi, en régime stationnaire, M.P. Verge [Ver<sup>+</sup>94a] estime que pour l'instrument étudié, la vitesse hydrodynamique à la sortie du canal est au moins 5 fois inférieure à la vitesse acoustique au même endroit. Le fait de négliger ce phénomène de manière systématique dans le régime stationnaire est discutable et l'influence de ce retour hydrodynamique sur le comportement stationnaire de l'instrument doit être vérifiée.

Dans les transitoires d'attaques, tant que les ondes stationnaires ne se sont pas totalement établies, ce retour hydrodynamique peut avoir une importance et influencer le développement des différentes composantes fréquentielles. Cependant la pression source induit également instantanément un débit acoustique non-nul dans la fenêtre de l'instrument. Sur ces temps courts, le lien entre surpression et vitesse acoustique est caractérisé par les éléments de la transadmittance ne mettant pas en jeu d'effets propagatifs, comme les inertances sont assimilables à des masses acoustiques. Dans les instruments de type flûte, ces effets sont importants du fait de la proximité de l'extrémité du résonateur et des perturbations du champ acoustique induite par la géométrie de la fenêtre. Afin de quantifier l'importance du retour hydrodynamique par rapport au retour acoustique dans la modélisation des transitoires d'attaques, il faut donc comparer les vitesses induites par ce retour hydrodynamique aux vitesses acoustiques induites par les inertances de la fenêtre. Pour effectuer cette comparaison il est d'abord nécessaire d'avoir une description fine de ces inertances.

De manière générale, ce retour, souvent négligé dans la modélisation des instruments de type flûte, peut, selon la configuration de l'instrument, influencer le comportement stationnaire ou non-stationnaire de l'instrument. Son effet doit être évalué pour chaque configuration d'instrument.

### 2.2.7 Initiation de l'oscillation

Comme tout oscillateur entretenu, il faut apporter une perturbation initiale au système pour démarrer l'oscillation. En règle générale on utilise un bruit blanc d'amplitude négligeable par rapport à l'amplitude d'oscillation finale [Auv<sup>+</sup>12a; Auv<sup>+</sup>14; Ter14]. Cette mise en oscillation n'a que très peu d'influence sur les régimes stationnaires, cependant elle risque d'influencer les transitoires d'attaque.

Seul Verge [Ver<sup>+</sup>94b; Ver95] propose une modélisation des mécanismes mis en jeu. Il associe cet apport initial d'énergie principalement à l'élévation de pression induite par la brusque variation du débit du jet au moment de l'attaque. Le jet se développant entre le résonateur et la

fenêtre de l'instrument, cette variation de débit induit une élévation de la pression qui pourrait être à l'origine de la mise en oscillation du jet. L'amplitude de cette élévation est notamment fortement liée à l'impédance de la fenêtre  $Z_w$ . Ce modèle est détaillé dans le chapitre 4, qui caractérise cet apport initial d'énergie.

M.P. Verge propose également de prendre en compte la force induite par le développement d'un vortex lorsque le jet impact le biseau [Ver<sup>+</sup>94b]. Il modélise ce vortex par un pic de pression au moment de l'impact, dont l'amplitude est liée au carré de la vitesse du front du jet, en se basant sur une analyse dimensionnelle. Le coefficient de proportionnalité est fixé a posteriori afin d'ajuster les prévisions aux mesures.

## 2.3 Deux modélisations des sources acoustiques

### 2.3.1 Modèle « Jet-drive »

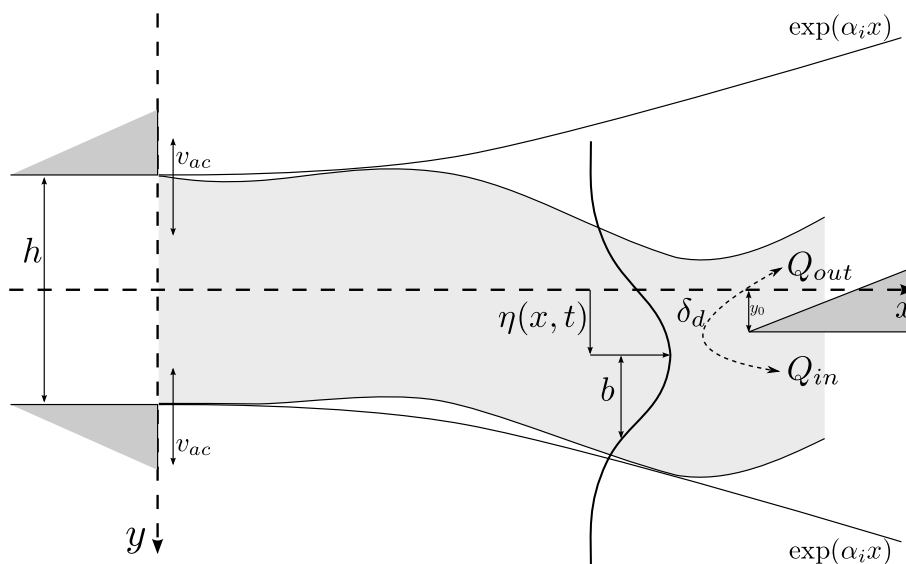


FIGURE 2.11 – Schéma du développement du jet dans la fenêtre d'une flûte à bec pour le modèle « Jet-drive ».

Dans le modèle Jet-drive, la source acoustique est modélisée par une force résultant d'un dipôle de débit de part et d'autre du biseau. Cette modélisation, d'abord présentée par Coltman [Col76] a été reprise par Verge [Ver<sup>+</sup>94a ; Ver95], Fabre [Fab<sup>+</sup>96] et Auvray [Auv<sup>+</sup>12a] pour donner le modèle utilisé ici.

De par son instabilité sinuieuse, le jet oscille de part et d'autre du biseau. Le débit associé est alors divisé en deux parties :  $Q_{in}$  vers l'intérieur du résonateur, et  $Q_{out}$  vers l'extérieur de l'instrument (fig. 2.11). La conservation du débit entre le jet et ce dipôle, impose que les parties fluctuantes de ces sources de débit soient de mêmes amplitudes et en opposition de phase. Dans le modèle en une dimension (fig. 2.6), l'écoulement entre ces deux sources de débits est homogène. En prenant une convention de signe telle que soit compté positivement un débit entrant dans l'instrument, la vitesse entre les deux sources s'écrit :  $(Q_{out} - Q_{in})/(2WH)$ . Par définition, cet écoulement peut être associé à un potentiel  $\Phi(x)$  qui est déduit de la vitesse par la formulation

suivante :

$$\frac{\partial \Phi}{\partial x} = \frac{(Q_{out} - Q_{in})}{2WH}. \quad (2.28)$$

Soit  $\delta_d$  la distance entre ces sources, la différence de potentiel  $\Delta \Phi$  induite par le dipôle de débit s'obtient en intégrant l'équation (2.28) entre  $-\delta_d/2$  et  $+\delta_d/2$  :

$$\Delta \Phi = \frac{\delta_d(Q_{out} - Q_{in})}{2WH}. \quad (2.29)$$

La position par rapport à la pointe du biseau des sources de débits équivalentes, n'est pas facile à déterminer. Verge [Ver<sup>+</sup>94a] propose de placer ces sources à une distance  $h$  égale à l'épaisseur du jet, derrière la pointe du biseau. Pour cette position des sources et un biseau plat, il calcule la distance équivalente en représentation 1D, par transformée conforme et trouve :

$$\delta_d \approx \frac{4}{\pi} \sqrt{2hW}. \quad (2.30)$$

En étudiant les forces exercées par le jet sur le biseau dans une configuration de son de biseau, C. Ségoufin [Ség<sup>+</sup>04] identifie cette distance à la longueur  $\delta_d = U_j/(4f) = \theta W/4$ , avec  $f$  la fréquence d'oscillation et  $\theta = U_j/(Wf)$  une vitesse adimensionnée. Cette longueur correspond à peu près à une demi longueur d'onde hydrodynamique. Pour les flûtes à bec on a  $W/h \approx 6$  [Bla<sup>+</sup>10] et pour les orgues  $W/h \approx 4$  [Ver95]. De plus, pour tous ces instruments la vitesse adimensionnée varie globalement entre  $5 \lesssim \theta \lesssim 15$  ([Bla<sup>+</sup>10], fig. 1.5). La longueur proposée par Ségoufin est donc du même ordre de grandeur que celle proposée par Verge pour les faibles vitesses, mais jusqu'à 3 fois plus grande pour les valeurs maximales de  $\theta$ .

Dans tous les cas, la distance entre les deux sources de débit est suffisamment courte pour supposer que le fluide y est incompressible. D'après l'équation de Bernoulli (eq. 2.7), cette différence de potentiel est équivalente à une différence de pression qui s'écrit :

$$\Delta p_{src}(t) = -\rho \frac{d\Delta \Phi}{dt} = \frac{\rho \delta_d}{WH} \frac{\partial(Q_{in} - Q_{out})}{\partial t}, \quad (2.31)$$

Une simple intégration spatiale permet de déduire les débits  $Q_{in}$  et  $Q_{out}$  du profil de vitesse du jet au niveau de la pointe du biseau. La position du centre du jet par rapport à la pointe du biseau dépend de son déplacement latéral dû à l'instabilité sinueuse  $\eta(W, t)$  (eq.(2.12)) et du décalage  $y_0$  entre la pointe du biseau et le centre du canal. En adoptant un profil de vitesse de Bickley (eq.(2.9)) ayant une vitesse centrale  $U_j$  et une demi-largeur  $b$ , on obtient [Ver<sup>+</sup>97b] :

$$\begin{cases} Q_{in} &= H \int_{-\infty}^{y_0} U(y - \eta(W, t)) dy &= U_j H b \left[ 1 + \tanh \left( \frac{y_0 - \eta(W, t)}{b} \right) \right] \\ Q_{out} &= H \int_{y_0}^{\infty} U(y - \eta(W, t)) dy &= U_j H b \left[ 1 - \tanh \left( \frac{y_0 - \eta(W, t)}{b} \right) \right] \end{cases}. \quad (2.32)$$

En réintroduisant ces expressions dans l'équation (2.31), on obtient l'expression du terme source :

$$\Delta p_{src}(t) = \frac{\rho \delta_d}{W} \frac{d}{dt} \left[ b U_j \tanh \left( \frac{\eta(t) - y_0}{b} \right) \right]. \quad (2.33)$$

Cette différence peut ainsi être intégrée directement dans la modélisation en une dimension de l'instrument. En régime stationnaire ou quasi-stationnaire la vitesse de jet  $U_j$  peut être supposée constante. Du fait de la dissymétrie du problème introduite par le décalage  $y_0$ , si cette vitesse de jet varie rapidement, comme lors d'une attaque, elle peut créer une pression non nulle, même en

l'absence d'oscillation du jet. Dans notre étude on supposera que le jet a une largeur  $b$  constante au cours du temps. Une perturbation variéuse entraînerait une variation de cette largeur. La prise en compte de la variation de ce paramètre au cours du temps peut être un moyen de modéliser l'influence, sur le son, de la fluctuation de la pression d'alimentation liée au couplage entre l'instrument et le conduit vocal [Auv<sup>+</sup>15].

En incluant l'expression de la position du centre du jet au niveau du biseau  $\eta(W, t)$  donnée par l'équation (2.12) dans l'expression de la différence de pression source eq.(2.33), on obtient une relation entre la différence de pression source et la vitesse acoustique dans la fenêtre de l'instrument. La réponse en fréquence de l'instrument, donnée par l'équation (2.23), traduite dans le domaine temporel donne une deuxième relation entre ces grandeurs. En connaissant la vitesse de jet, il est alors possible de calculer à chaque instant le terme source  $\Delta p_{src}(t)$  (eq.(2.33)) et la vitesse acoustique  $v_{ac}(t)$  (eq.(2.23)) associée.

### 2.3.2 Modèle « Discrete-Vortex »

Le modèle « Discrete-Vortex », est basé sur la modélisation de Howe [How75 ; How03], qui associe la vorticit   d'un   coulement    une source acoustique. Lorsque une particule fluide ayant une vorticit    $\Omega$  est convect  e    une vitesse  $\mathbf{u}_\Gamma$ , elle créée une force sur le reste de l'  coulement comparable    une force de Coriolis  $\mathbf{f} = -\rho(\Omega \wedge \mathbf{u}_\Gamma)$ . Si cette particule fluide   volue dans un champ de vitesse acoustique  $\mathbf{u}_{ac}$  <sup>(2)</sup>, cette force peut agir comme une source acoustique si la puissance  $\mathcal{P}_{ac} = \mathbf{f} \cdot \mathbf{u}_{ac}$  est positive. Cette force sera donc particuli  rement efficace lorsque la vorticit  , la vitesse de convection et la vitesse acoustique forment un tri  dre. Selon son d  phasage avec le champ acoustique, cette force peut   galement   tre associ  e    des pertes, comme pour les vortex qui apparaissent au niveau de la pointe du biseau pour les grandes amplitudes d'oscillation acoustique [Fab<sup>+</sup>96] (sec. 2.2.4).

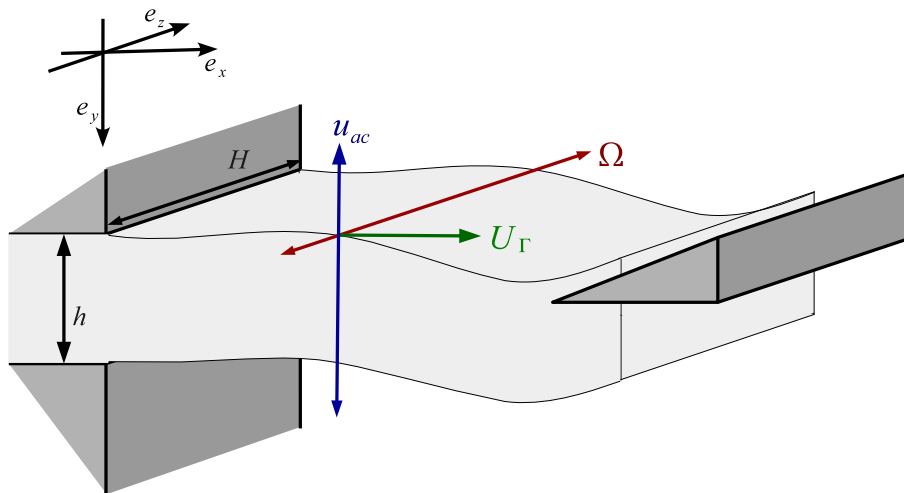


FIGURE 2.12 – Sch  ma de la fen  tre d'une fl  te, avec les grandeurs principales intervenant dans le mod  le « Discrete-Vortex » la densit   de vorticit    $\Omega$ , la vitesse de convection  $\mathbf{U}_\Gamma$  et la direction principale du champ de vitesse acoustique  $\mathbf{u}_{ac}$ .

2. Le champ de vitesse acoustique est not    $\mathbf{u}_{ac}$  pour le diff  renciel de la vitesse acoustique  $v_{ac}$  utilis  e dans le mod  le 1D.

Dans les instruments de type flûte les couches de cisaillement associées au jet concentrent la vorticité de l'écoulement. Cette vorticité  $\boldsymbol{\Omega} = \Omega \mathbf{e}_z$ , apparaît à la sortie du canal, lorsque ces couches de cisaillement se forment. Elle est ensuite convectée avec le jet à travers la fenêtre de l'instrument à la vitesse  $\mathbf{U}_\Gamma = U_\Gamma \mathbf{e}_x$ , liée à la vitesse du jet. L'amplitude des vitesses acoustiques dans la fenêtre de l'instrument est particulièrement importante du fait de la proximité du ventre de vitesse associée à l'extrémité ouverte du résonateur. La direction du champ de vitesse n'est pas homogène sur toute la fenêtre, en particulier à cause de la présence du biseau. Une estimation des lignes de champ par transformée conforme ou par simulation d'écoulement par éléments finis [Auv<sup>+</sup>13] (sec. 2.3.2), permet de montrer que les vitesses sont principalement dirigées selon l'axe vertical. Ces considérations, résumées sur la figure 2.12, montrent que la vorticité du jet interagit fortement avec le champ acoustique dans la fenêtre de l'instrument.

Le modèle « Discrete-Vortex », développé initialement par Holger [Hol<sup>+</sup>77] pour le son de biseau, a été étendu au système avec résonateur par Meissner [Mei02] et Dequand [Deq<sup>+</sup>03], d'après les suggestions de Fabre [Fab<sup>+</sup>00] et Hirschberg [Hir95]. Dequand [Deq<sup>+</sup>03] a notamment montré que la puissance de ce mécanisme moyennée sur une période d'oscillation est positive. La vorticité du jet agit donc bien comme une source produisant de l'énergie acoustique.

La perturbation par le champ acoustique du jet au niveau de la sortie du canal modifie la distribution de vorticité de chacune des couches de cisaillement. Lors du développement et de la convection de l'instabilité du jet, cette distribution de vorticité est réorganisée. En suivant l'interprétation de Nelson [Nel<sup>+</sup>83] de l'analyse de stabilité de Rayleigh, la vorticité d'une couche de cisaillement tend à se concentrer sur ses maxima au cours du développement du jet. Lorsque la perturbation est suffisamment développée, toute la vorticité est concentrée sur une série de structures cohérentes appelées vortex.

La largeur  $H$  du jet est supposée suffisamment grande pour que le comportement du jet soit invariant selon l'axe  $\mathbf{e}_z$ . Le problème est alors réduit à une description en deux dimensions  $(x, y)$ . La densité de force s'écrit alors :

$$\mathbf{f}(x, y, t) = -\rho H (\boldsymbol{\Omega}(x, y, t) \wedge \mathbf{u}_\Gamma), \quad (2.34)$$

où la vitesse de convection de la vorticité  $\mathbf{u}_\Gamma$  est supposée constante et égale pour les deux couches de cisaillement. Afin d'intégrer cette force dans le modèle d'instrument à une dimension décrite précédemment, il est nécessaire d'exprimer cette force sous la forme d'une différence de pression équivalente, et donc de connaître la densité de force à chaque instant. Pour cela une description temporelle du développement, de la position et de la vorticité de chacun des vortex doit être adoptée. La formulation du modèle « Discrete-Vortex » présentée ici, reprend celle développée au cours de mon stage de master [Ern12] dans le cadre de la thèse de R. Auvray [Auv13]. Cette formulation dans le domaine temporel a permis de comparer ce modèle au modèle « Jet-Drive » et a mené à la publication d'un article [Auv<sup>+</sup>14] co-écrite avec R. Auvray, B. Fabre et P.-Y. Lagrée pendant ma thèse. Les principales hypothèses associées à cette formulation sont expliquées ici. La discussion de ces hypothèses et la comparaison avec les prédictions du modèles « Jet-drive » sont développées de manière plus approfondie dans l'article en question.



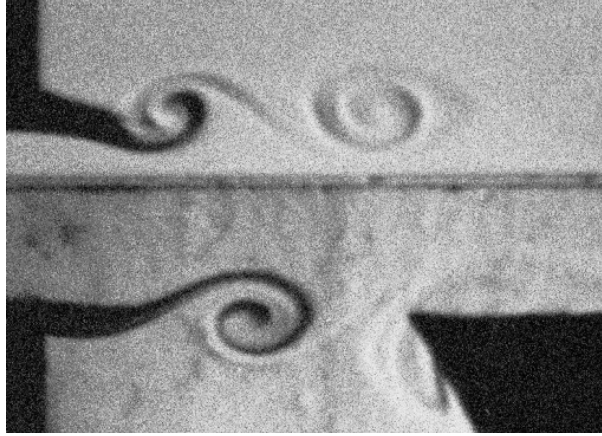


FIGURE 2.13 – Photographie issue de Dequand [Deq<sup>+</sup>03]. Visualisation du deuxième mode hydrodynamique du jet par strioscopie ( $h = 14\text{mm}$ ,  $W = 23.8\text{mm}$ ).

### Positions et circulation des vortex

Lorsque le jet est épais par rapport à la distance entre deux vortex (ou longueur d'onde hydrodynamique), les deux couches de cisaillement peuvent être supposées indépendantes. La photographie d'une visualisation d'écoulement par strioscopie (ou *photographie schlieren*) faite par Dequand [Deq<sup>+</sup>03] illustre cette hypothèse.

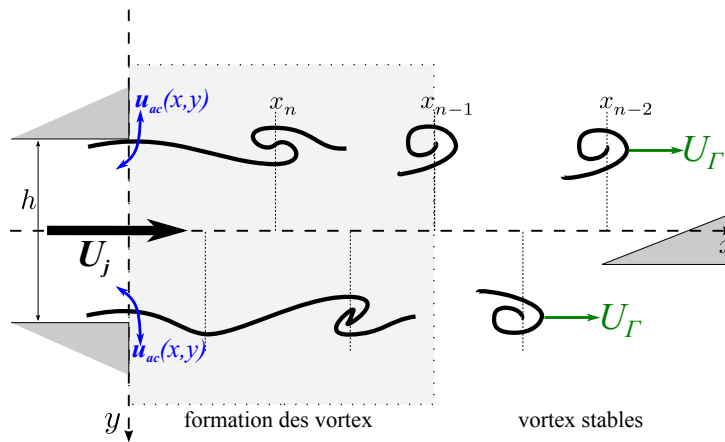


FIGURE 2.14 – Schéma récapitulatif du modèle Discrete-Vortex.

Afin de simplifier le problème, on supposera que les couches de cisaillement sont infiniment fines. le jet a donc initialement un profil de vitesse rectangulaire de vitesse centrale  $U_j$ . Chacune des couches de cisaillement est perturbée par le champ de vitesse acoustique  $\mathbf{u}_{ac}$  au niveau de la sortie du canal. Les vortex se développent alors sur une certaine distance, avant de se séparer de la couche de cisaillement. On obtient alors deux lignes de vortex discrets stables (fig. 2.6). Chacun de ces vortex est défini à chaque instant par sa position  $(x_n(t), y_n(t))$  et sa vorticité  $\Gamma_n(t)$ . Afin de simplifier la modélisation, chacune des deux couches de cisaillement est décomposée en vortex discret dès la sortie du canal. La circulation de chacun des vortex évolue dans la zone de formation puis est constante dans la zone de stabilité (fig. 2.14). La densité de

vorticité s'écrit donc :

$$\mathbf{\Omega}(x, y, t) = \sum_n \mathbf{\Gamma}_n(t) \delta(x - x_n(t)) \delta(y - y_n(t)), \quad (2.35)$$

où  $\delta(x)$  est la fonction de Dirac. L'écriture de la source acoustique à chaque instant passe donc par la modélisation de la position et la circulation de chacun des vortex. Afin de simplifier l'explication, seule la modélisation des vortex de la couche de cisaillement supérieure est développée en détails. Ceux de la deuxième couche de cisaillement ont un comportement symétrique.

La couche de cisaillement est supposée être perturbée uniquement au moment de sa formation à la sortie du canal en  $(x = 0, y = -h/2)$ . On supposera que la vorticité est perturbée uniquement par la composante du champ acoustique normale à la vitesse du jet. La vitesse de perturbation s'écrit alors  $v_p(t) = \mathbf{e}_y \cdot \mathbf{u}_{ac}(x = 0, y = -h/2, t)$ . On supposera également que la vitesse de convection de la couche de cisaillement, puis des vortex s'effectue à vitesse constante  $\mathbf{u}_\Gamma$ . Cette vitesse est proportionnelle à la vitesse du jet. D'après les travaux de Bruggeman [Bru<sup>+</sup>91], pour une couche de cisaillement entre un fluide de vitesse  $U_j$  et un fluide au repos, cette vitesse est d'environ  $\mathbf{u}_\Gamma \approx 0.4U_j \mathbf{e}_x$ . Avec cette hypothèse, cette vitesse est dirigée uniquement selon l'axe  $\mathbf{e}_x$  et les vortex gardent la même position verticale pendant leur convection  $y_n(t) = -h/2$ .

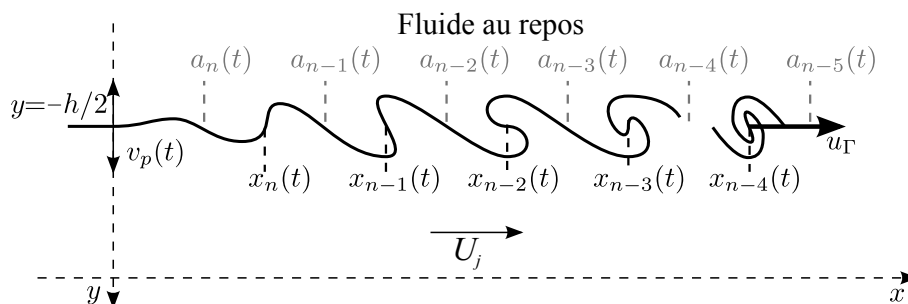


FIGURE 2.15 – Développement schématique de l'instabilité de Kelvin-Helmholtz, pour une couche de cisaillement perturbée par une vitesse sinusoïdale  $v_p$  en  $x = 0$ .

D'après les travaux de Nelson [Nel<sup>+</sup>81 ; Nel<sup>+</sup>83], au cours du développement de l'instabilité de la couche de cisaillement la vorticité se concentre sur les points correspondant aux maxima initiaux de vorticité. Ces points d'enroulement de la couche de cisaillement correspondent à la position des vortex  $x_n(t)$  (fig. 2.15). Dans le cas étudié ici, ils sont déclenchés à la sortie du canal ( $x = 0$ ) à l'instant  $t_n$ , quand la vitesse de perturbation passe d'une orientation vers l'extérieur à une orientation vers l'intérieur du jet. La position du  $n^{\text{ième}}$  vortex se traduit alors mathématiquement par les expressions suivantes :

$$\begin{cases} x_n(t) = (t - t_n)u_\Gamma \\ v_p(t_n) = 0 \quad \text{et} \quad \left( \frac{dv_p}{dt} \right)_{t_n} < 0 \end{cases} \quad (2.36)$$

Inversement, les minima de vorticité correspondent aux points  $a_n(t)$  où la couche de cisaillement va se séparer afin de former des vortex distincts [Nel<sup>+</sup>83] (fig. 2.15). Ces points sont déclenchés à la sortie du canal aux instants  $T_n$  lorsque la vitesse passe d'une orientation vers

l'intérieur du jet à une orientation vers l'extérieur :

$$\begin{cases} a_n(t) = (t - T_n)u_\Gamma \\ v_p(T_n) = 0 \quad \text{et} \quad \left(\frac{dv_p}{dt}\right)_{T_n} > 0 \end{cases} \quad (2.37)$$

Avec ces hypothèses, la création du  $n^{\text{ième}}$  vortex, commence à l'instant  $T_{n-1}$ , lorsque le précédent vortex se détache. Afin de simplifier l'écriture du modèle, à partir de cet instant la vorticité est supposée accumulée en  $x = 0$  jusqu'à la création d'un nouveau point d'enroulement :

$$x_n(t) = \begin{cases} 0 & \text{si } t < t_n \\ (t - t_n)U_\Gamma & \text{sinon .} \end{cases} \quad (2.38)$$

Cette hypothèse n'a, a priori, pas de sens physique. L'enroulement de la couche de cisaillement résulte du développement progressif de l'instabilité de Kelvin-Helmholtz. Cependant, si la distance entre deux vortex est inférieure à la distance entre le biseau et le canal, nous verrons dans la section 2.3.2 les vortex en création n'influent que très peu sur le terme source totale et donc sur le comportement de l'instrument modélisé. Nous verrons que cette hypothèse simplificatrice sur la formation des vortex est le principal point faible de ce modèle pour ce qui est de sa capacité à prédire des transitoires d'attaque.

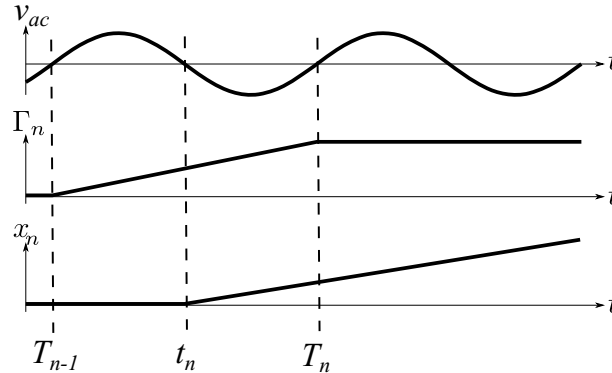


FIGURE 2.16 –  volution temporelle de la vorticité  $\Gamma_n$  et de la position  $x_n$  d'un vortex lorsque le jet est soumis à une perturbation sinusoïdale  $v_p(t)$ .

On suppose qu'il y a conservation entre la vorticité du  $n^{\text{ième}}$  vortex et la circulation de la couche de cisaillement non perturbée équivalente. C'est à dire qu'il concentre la circulation de la couche cisaillement comprise entre les points  $a_n(t)$  et  $a_{n-1}(t)$ , quand le vortex est formé et entre les point  $a_{n-1}(t)$  et  $x = 0$  quand il est en formation. On obtient ainsi l'expression de la vorticité du  $n^{\text{ième}}$  vortex à chaque instant :

$$\begin{aligned} \Gamma_n(t) &= \begin{cases} \mathbf{0} & \text{si } t \leq T_{n-1} \\ U_j(a_{n-1}(t) - 0)\mathbf{e}_z & \text{si } T_{n-1} \leq t \leq T_n \\ U_j(a_{n-1}(t) - a_n(t))\mathbf{e}_z & \text{sinon} \end{cases} \\ &= \begin{cases} \mathbf{0} & \text{si } t \leq T_{n-1} \\ U_j U_\Gamma (t - T_{n-1})\mathbf{e}_z & \text{si } T_{n-1} \leq t \leq T_n \\ U_j U_\Gamma (T_n - T_{n-1})\mathbf{e}_z & \text{sinon} \end{cases} \end{aligned} \quad (2.39)$$

La vorticit e cro ıt donc lin eairement pendant la formation du vortex puis reste stable. L' evolution au cours du temps des caract eristiques d'un vortex dans le cas d'une perturbation sinuso ıdale est r esum ee sur la figure 2.16.

En combinant les  equations (2.34), (2.35) et (2.39), on obtient la densit e de force pour la couche de cisaillement sup erieure :

$$\mathbf{f}_{\text{sup}}(x, y, t) = -H\rho U_{\Gamma}\delta(y + h/2) \sum_n (\Gamma_n(t)\delta(x - x_n(t))) \mathbf{e}_y, \quad (2.40)$$

avec  $\Gamma_n = \|\mathbf{\Gamma}_n\|$ .

Pour la deuxi eme couche, la position relative du jet et du fluide  etant invers ee par rapport  a la disposition de la couche sup erieure, les conditions de formation des points de d etachement et d'enroulement sont  egalement inversées. La position des vortex correspond donc  a  $(x = a_n(t), y = +h/2)$ . La vorticit e est, quant  a elle, de signe oppos ee  a celle des vortex de la couche sup erieure. L' epaisseur du jet  etant petite devant la longueur d'onde acoustique  $(h\lambda)$ , on supposera que la vitesse de perturbation  a la sortie du canal est identique pour les deux couches de cisaillement :  $\mathbf{u}_{\text{ac}}(0, h/2, t) = \mathbf{u}_{\text{ac}}(0, -h/2, t)$ . On obtient ainsi deux lignes de vortex altern ees (fig. 2.14).

### Int egration dans le mod ele 1D

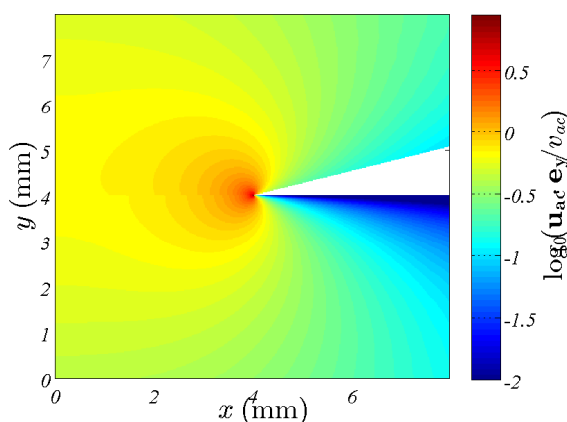


FIGURE 2.17 – Coefficient spatial de pond eration de l'effet d'un vortex  $\frac{\mathbf{u}_{\text{ac}} \cdot \mathbf{e}_y}{v_{\text{ac}}}$ , calculée par r esolution num erique de l' equation de Helmholtz  a deux dimensions, pour un biseau ayant un angle de  $15^\circ$  et  $W = 4\text{mm}$ . L' echelle de couleur utilis ee est logarithmique.

Afin d'int egrer cette densit e de force totale dans le mod ele 1D, il faut l'exprimer en termes de diff erence de pression. Pour estimer cette diff erence de pression la conservation de la puissance transmise au champ acoustique est assur ee entre les deux repr esentations (eq.(2.15)). Cette puissance est reli ee au champ acoustique  $\mathbf{u}_{\text{ac}}$  dans la fen etre. En supposant que l' ecoulement acoustique est potentiel dans la fen etre, il est possible d'estimer les lignes de champ par transform ee conforme [Ver<sup>+</sup>94a ; Deq<sup>+</sup>03] ou en simulant l' ecoulement associée par  el ements finis [Auv<sup>+</sup>13]. D'apr es l' equation (2.40), seul la composante selon  $\mathbf{e}_y$  influe sur la puissance de la source. En assurant la conservation du d ebit acoustique entre les deux repr esentations on a,

au niveau du biseau ( $y = y_0$ ) :

$$\int_{x=0}^{x=W} H \mathbf{u}_{\text{ac}}(x, y_0, t) \cdot \mathbf{e}_y dx = WH v_{ac}(t). \quad (2.41)$$

En combinant les équations (2.15),(2.40) et (2.41), la différence de pression source s’écrit :

$$\Delta p_{src} = -\frac{\rho U_\Gamma}{W} \sum_n \Gamma_n(t) \frac{\mathbf{u}_{\text{ac}}(x_n(t), -h/2) \cdot \mathbf{e}_y}{v_{ac}} + \text{couche inférieure} \quad (2.42)$$

Finalement cela revient à pondérer l’effet de chacun des vortex par un coefficient en fonction de sa position et indépendant du temps :  $(\mathbf{u}_{\text{ac}}(x_n(t), y_n(t)) \cdot \mathbf{e}_y) / v_{ac}$ . Les valeurs de cette pondération sont fixes pour une géométrie donnée et peuvent être calculées a priori. Le calcul de cette pondération à partir du champ de vitesse (fig. 2.17), montre que les vortex donnent principalement de l’énergie au champ acoustique lorsqu’ils passent à proximité de la pointe du biseau, comme déjà mis en avant par Dequand [Deq01]. Cette localisation de l’interaction entre les vortex et le champ acoustique fait apparaître un retard associé au temps de convection des vortex entre le canal et la pointe du biseau :  $\tau_{jet} = W/U_\Gamma$ . Ce déphasage lié au jet, est un des éléments essentiels de la modélisation des instruments de type flûte. A partir de la connaissance de ce retard, il est possible de prédire les fréquences d’oscillation possible à partir du critère de Barkhausen sur la phase[Auv<sup>+</sup>14].

Dans cette formulation du modèle « Discrete-Vortex » seul le signe de la vitesse de perturbation  $v_p$  importe. Dans la formulation en une dimension, on assimilera cette vitesse à la vitesse acoustique 1D :  $v_p(t) = v_{ac}(t)$ .

## Discussion

La formulation du modèle « Discrete-Vortex » proposée ici et dans l’article co-écrit avec Auvray [Auv<sup>+</sup>14], suppose que les deux couches de cisaillement du jet sont indépendantes et simplifie drastiquement les étapes de formation des vortex. Les conséquences de ces simplifications seront a priori faibles pour les modes hydrodynamiques élevés pour lesquels les vortex sont complètement formés au niveau du biseau. La distance entre deux vortex sur une même couche de cisaillement est alors inférieure à la longueur de la fenêtre ( $W$ ). C’est par exemple le cas du mode observé sur la photographie issue de Dequand [Deq01] (fig. 2.13). Ces modes sont associés aux régimes éoliens décrits dans le chapitre 1. Cette formulation du modèle « Discrete-Vortex » permet de mieux estimer les amplitudes de ces régimes éoliens que le modèle « jet-drive » qui tend à les surestimer [Auv<sup>+</sup>14]. Par contre ces hypothèses simplificatrices risquent d’avoir des effets importants pour les modes hydrodynamiques pour lesquels les vortex ne sont pas encore totalement formés lorsqu’ils sont au biseau. La distance entre deux vortex sur une même couche de cisaillement est alors supérieure à la longueur  $W$  de la fenêtre. Le mode de fonctionnement le plus utilisé dans le jeu des instruments de ce type flûte, est un de ces derniers modes. Malgré cela, il a été montré que cette formulation permet de simuler correctement le fonctionnement en régime stationnaire de l’instrument pour ce mode de jet en termes de fréquences et d’amplitudes d’oscillations[Auv<sup>+</sup>14].

Selon l’épaisseur du jet et la fréquence de la perturbation, les couches de cisaillement peuvent interagir. Si cette interaction est faible, les deux lignes de vortex s’influencent légèrement mais

gardent le même comportement global (modification de la vitesse de convection principalement). Si elles interagissent fortement, elles vont s'enrouler ensemble (fig. 2.4a). Dans ce cas de figure, il existe encore deux lignes de vortex mais leurs caractéristiques s'écartent de la description proposée ici. D'une part leur écartement selon l'axe  $\mathbf{e}_y$  sera relié à la distance entre deux selon  $\mathbf{e}_x$ . D'après les travaux de Holger [Hol<sup>+</sup>77], un équilibre est atteint lorsque ces distances sont égales. De plus, la vorticité associée à chacun des vortex sera fortement modifiée par rapport à l'expression proposée ici (eq.(2.39)).

Une autre conséquence de ces hypothèses simplificatrices est l'indépendance de l'expression finale du terme source (eq.(2.42)) vis à vis de l'amplitude de la perturbation  $v_p$    la sortie du canal. La formation des vortex est régie uniquement par le signe de cette perturbation, et leur vorticité finale est reliée uniquement à la vitesse de jet  $U_j$  et à la fréquence de la perturbation. Pour une vitesse de jet et une fréquence données, le mécanisme source sature donc instantanément à la moindre perturbation, ce qui ne traduit pas une réalité physique. Cette saturation instantanée du système laisse présager que cette formulation du modèle « Discrete-Vortex » aura des difficultés à prédire des transitoires d'attaques ayant un sens physique.

## 2.4 Bilan et conclusions

Ces deux modélisations sont construites sur des descriptions du jet et des mécanismes sources différents. Le modèle « jet-drive » suppose qu'une description linéaire du développement du jet le long de la fenêtre est valable et associe le mouvement du jet à un dipôle de débit. D'un autre côté, le modèle « Discret-Vortex » suppose que le développement de la perturbation est suffisant pour entraîner la formation de vortex avant l'interaction avec le biseau, et associe la source acoustique à une répartition hétérogène de la vorticité du jet. Les expériences de visualisation de l'écoulement dans la fenêtre de l'instrument dans des conditions habituelles d'alimentation semblent montrer que le jet est dans un état intermédiaire (fig. 2.5) : une description linéaire du mouvement ne semble pas valable mais les vortex ne sont pas complètement formés lorsqu'ils arrivent au niveau du biseau.

Le fait d'associer les sources aéro-acoustiques à la distribution de vorticité est une description plus physique que le dipôle de débit. Cependant, la modélisation par des vortex discrets semble être trop simplifiée pour rendre compte de la complexité des phénomènes observés. Une amélioration de cette approche, pourrait passer par une description plus précise de la distribution de vorticité dans la fenêtre des instruments de type flûte. Cette description pourrait éventuellement passer par une modélisation numérique des écoulements associés au jet oscillant ou par la mesure du champ de vitesse utilisant des techniques telles que la PIV (*Particle Image Velocimetry*) [Bam04].

Dans les modélisations des instruments de type flûte décrites ici, les paramètres sont estimés de manière plus ou moins précise. Dans la modélisation du résonateur, l'impédance de la fenêtre  $Z_w$  est estimée grossièrement en se basant sur un nombre très restreint d'étude. Les pertes non-linéaires au niveau du biseau sont associées au paramètre  $\alpha_{vc}$ , dont la valeur dépend, a priori, de la géométrie de la fenêtre. Pour le modèle « Jet-Drive » la largeur  $b$  du jet au niveau du biseau, la distance entre les sources  $\delta_d$ , et les paramètres d'amplification de la perturbation  $\alpha_i$  et  $c_p$  dépendent du profile de vitesse à la sortie du canal, lui-même estimé de manière imprécise.

Enfin, pour le modèle « Discrete-Vortex », les choix des valeurs utilisées pour la position verticale des lignes de vortex (fixée à  $\pm h/2$  dans la formulation proposée), leur vortacité  $\Gamma_n$  et leur vitesse de convection  $U_\Gamma$  sont sujet à discussion.

Ces imprécisions sur les paramètres permettent de garder une certaine liberté sur les valeurs à utiliser et de les modifier afin de faire correspondre les modélisations aux expériences. Cependant la multitude de ces paramètres, nécessite de faire des choix sur ceux à ajuster lors du réglage des modèles. Dans cette thèse, le travail mené sur l'impédance de fenêtre (chap. 6) permet d'en proposer une modélisation et de l'exclure des paramètres à ajuster. Il a été choisi ici de fixer également l'amplitude des pertes au biseau communes aux deux modèles de sources :  $\alpha_{vc} = 0.6$  et la demi-largeur du jet dans le modèle « jet-drive » :  $b = 2h/5$ . Les autres paramètres seront ajustés dans les limites des valeurs raisonnables.

Les éléments de modélisation présentés dans ce chapitre établissent la trame d'analyse des observations expérimentales faites sur les instruments. La partie suivante (partie II) s'attache à dégager de l'étude de transitoires d'attaque produits par des musiciens les caractéristiques des phénomènes s'y déroulant. Les éléments de compréhension apportés par les modèles permettront de proposer des interprétations de ces phénomènes. Ces modèles seront ensuite développés (partie III) afin de les adapter à la simulation de transitoires d'attaque, et ainsi de mesurer leur capacité à prédire les phénomènes décrits expérimentalement.

## Deuxième partie

# Caractérisation expérimentale des transitoires d'attaques





# Temporal characterization of recorder attack transients.

---

## Avant-Propos

Ce chapitre reprend l'article du même nom, co-écrit avec Benoît Fabre, en cours de soumission dans *the Journal of the Acoustical Society of America*. Il présente une caractérisation temporelle des transitoires d'attaque de flûtes à bec. En effet, comme évoqué dans le chapitre 1, peu d'études se sont intéressées à décrire les attaques de flûtes à bec et leur contrôle par le musicien. Parmi les nombreux points de vue d'analyse possibles, seuls les aspects temporels sont traités dans ce chapitre. D'autres aspects seront caractérisés dans les chapitres 4 et 5.

Afin d'effectuer cette caractérisation sur des données valides d'un point de vue musical, deux flûtistes ont joué des extraits musicaux du répertoire et des exercices sur deux flûtes à bec instrumentées permettant de mesurer la pression d'alimentation et de la pression acoustique interne. Différentes caractéristiques temporelles sont définies et estimées de manière automatisée sur le nombre important d'attaques produites. Il est ainsi possible de déterminer les caractéristiques temporelles globales d'une attaque de flûte à bec et d'identifier leurs variations d'un doigté à l'autre, entre deux instruments ou entre deux musiciens. Ces flûtes sont également jouées par un novice. En comparant les attaques d'un novice et d'un expert, il est possible de différencier les caractéristiques grandement dépendantes du contrôle du musicien de celles majoritairement imposées par l'instrument.

Du point de vue de la pression d'alimentation, il apparaît ainsi que les temps de montée utilisés varient peu d'un musicien à l'autre et sont peu dépendants du doigté ou de l'instrument utilisé. Les temps de montée produits par le novice sont également indépendants du doigté et de l'instrument mais sont globalement 10 fois plus longs que ceux produits par les musiciens experts (fig. 3.11).

Le temps de réponse de l'instrument est séparé en deux temps distincts. Le temps nécessaire à la mise en oscillation de l'instrument d'une part et le temps de croissance et de saturation de cette oscillation. Au vu des données analysées ici, il apparaît que ce dernier est en première approximation proportionnel à la période d'oscillation fondamentale de la note jouée et donc indépendant du contrôle du musicien (fig. 3.14). La différence la plus marquée entre les trois flûtistes de l'étude est observée sur le temps nécessaire au démarrage de l'oscillation. L'oscillation met en moyenne dix fois plus de temps à démarrer avec le musicien novice qu'avec le plus rapide des deux musiciens experts (fig. 3.15). Cet aspect semble ainsi être l'aspect temporel dont le contrôle nécessite le plus d'expertise de la part du musicien. Cette conclusion, encourage l'étude spécifique des mécanismes précurseurs mis en jeu et de leur lien avec la pression d'alimentation menée dans le chapitre 4.

### 3.1 Introduction

Playing music using self-sustained oscillations allows the player to shape the sound by modulating the control parameters. In recorder playing, the musician gives each note or group of notes a specific time evolution of the acoustic oscillation, according to the musical context and intention. Therefore, the sound properties, for a specific fingering, are always changing depending on the continuous adjustments of the musician control parameter.

In this work, the attack transient is considered to be the transition between no sound and a stable oscillation. It starts when the musician starts to blow, a moment before the onset of sound production, and finishes when the amplitude and the frequency of the acoustic oscillation and the mouth pressure of the musician are quasi-steady. The attack transients are known to be very important for the perception of the instrument. Understanding of phenomena involved and of the roles of the different parameters in the attack transients is important for the instrument makers and for the players.

The recorder is a flute-like instrument in which the sound is created by a jet-edge interaction coupled to a resonator. Some experimental works have already been carried on the attack transients of this type of instruments, specially the organ pipe (Keeler [Kee72], Nolle [Nol<sup>+</sup>92], Verge [Ver95], Castellengo [Cas99]). It appears that the typical duration of an attack transient is about 10 to 30 ms. It corresponds to a quick modification of the supply pressure in comparison of the acoustic period (2ms for a oscillation at 500Hz). These studies present limited data and are focused on a specific aspects of the transient. The instruments used in the different studies being different, they are not easily comparable.

The most common model used for flute-like instruments is the jet-drive source model (Coltman [Col76]). This model assumes that the jet is split in two by the edge. This split can be described as a dipole of flux placed on both sides of the edge. The model allows us to understand most of the stationary or quasi-static behaviors of flute-like instruments [Auv<sup>+</sup>12a]. The jet-drive model has been also used to study the regime change in these instruments (Terrien [Ter<sup>+</sup>15]). However, as it assumes a well-defined jet, it can't be a priori used to study the attack transients. Indeed, there is no jet when the musician starts to blow. Some authors already proposed other models, sometimes in comparison to experimental studies (Fletcher [Fle76], Nolle [Nol<sup>+</sup>92], Verge [Ver<sup>+</sup>94a]). The models are not necessarily linked to an acoustical understanding of transients (parameters are not linked with physical parameters, etc.) otherwise only a specific point of the attack transients is modeled.

Before developing a model, it is important to characterize the attack transients. The aim of this first study is to explore the characteristics of attack transients in recorder playing, varied by the musicians in a musical context, and to understand how the musicians control these characteristics.

Measurements are carried on a family of recorders played by two experienced players and a novice player. The experienced players are expected to have a good control of the instrument. They used only the conditions which give acceptable musical sound. It is sometimes hard to know if one aspect of the transient is due to this fine control of the musician or imposed by the instrument, as illustrated in a preliminary study [Ern14]. The novice player is supposed to have a very poor control over the instrument, especially of the attack transient. The comparison of the

attacks obtained by these two types of players should allow us to distinguish which characteristics of attack transients are controlled by the musician and which one are imposed by the dynamic response of the instrument. Due to the difference of the behaviors for different fingerings, the characteristics analyzed for this study are generally compared fingering by fingering.

After a description of the experimental setup, the data obtained on the quasi static part of the notes are first compared. Then, the time characteristic of the attack transients, both for the supply pressure and the acoustic oscillations, are studied. The differences observed are interpreted in terms of global characteristics of standard properties of self-sustained oscillator.

## 3.2 Acquisition of data

### 3.2.1 Experimental protocol

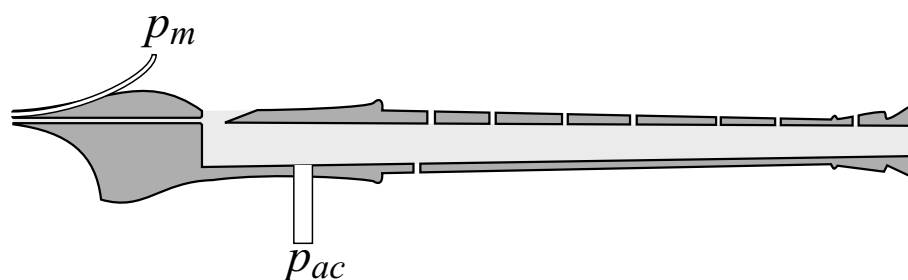


Figure 3.1 – Sketch of the modified recorders that enable the measurement of the acoustic pressure inside the bore ( $p_{ac}$ ) and the pressure inside the mouth ( $p_m$ ).

Two pressure sensors are mounted on four Aesthé recorders, made by the flute maker Jean-Luc Boudreau (figure 3.1). A bass (from F3 (175 Hz) to D6 (1175 Hz)), an alto (from F4 (350 Hz) to D7 (2350 Hz)), a soprano (from C5 (523 Hz) to A7 (3520 Hz)) and a sopranino recorder (from F5 (698 Hz) to D8 (4700 Hz)). The instruments used in this study are those used by Blanc [Bla<sup>+</sup>10]. He uses the recorder geometries parameters to interpret some characteristics of sound and control during steady part of notes played by a musician. Here, the first sensor is a B&K microphone model 4938 mounted through the wall that measures the inner acoustic pressure  $p_{ac}$  near the edge. The second sensor is a Honeywell pressure sensor model 176PC14HG1. It allows to measure the pressure  $p_m$  within the mouth of the player thanks to a capillary tube passing through the mouthpiece and ending in the mouth (about 10cm long and 1mm internal diameter). A calibration of this device shows that its response is flat until about 500Hz. The delay due to the propagation into the capillary tube is correctly estimated from the sound velocity in free field conditions. This delay, about 0.3ms, is here neglected. The two signals are sampled at  $f_s = 51.2kHz$ .

Measurements were made with three players: two experienced recorder players with over ten years of practice and formal training in classical recorder, and a novice player with no specific knowledge of recorders or music. To explore all the types of attack transients used by the musicians, the first experienced player was asked to execute two types of exercises with the four recorders: scales on the full compass of the instrument, repeated for different standard attacks, and several musical extracts chosen for their specificity and musical context. Due to fault on the keywork of the modified model of bass recorder, only scales were measured with this

instrument. The same tasks were asked of the second experienced player but only the soprano and alto recorders were played. The novice player used only the alto and the soprano recorder, and played repetitions of notes for each fingering, with the task of trying to use different attacks. Only the 16 lowest fingerings were used by the novice player (one octave plus three semitones) because partially closed holes are used for higher notes of the range and the portion of the hole which has to be obstructed is not clearly defined. Experienced players claim to be constantly adjusting this partial opening in order to play the notes in tune.

### 3.2.2 Analysis of measurements

The segmentation of the data is based on the local minima of the mouth pressure to have one attack transient by segment. If the segment contains several linked notes, only the first is kept, based on frequency analysis. This segmentation allows to obtain the associated supply pressure and acoustic pressure (fig. 3.2) of: 172 occurrences for the bass, 1072 occurrences for the alto, 1150 occurrences for the soprano and 407 occurrences for the sopranino recorder, with the first experienced player, 515 occurrences for the soprano and 390 occurrences for the alto recorders for the second experienced player, and 300 occurrences for the alto and 290 occurrences for the soprano recorder with the novice player.

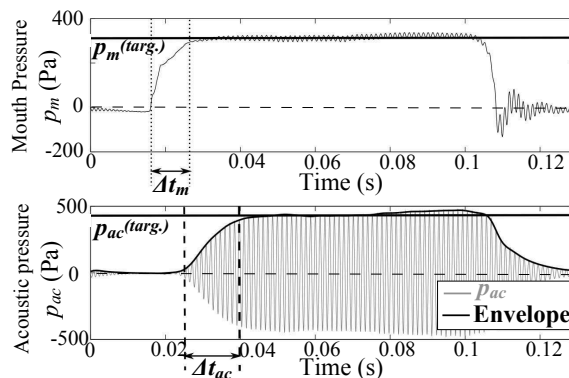


Figure 3.2 – Example of an  $A_4$  (440Hz) played by the first experienced player on the alto recorder.

For a global comparison of these 4300 occurrences, it is necessary to automatically extract some information with algorithms. A lot of characteristics were studied, but only the ones that gave interesting information are presented here. The relationship between the parameters can't be observed directly. As a matter of fact, the different fingerings used to play the different notes of a chromatic scale on a recorder modify the instrument and its proprieties such as the peaks of admittance, their quality factors, the quasi-static performance as function of the mouth pressure, etc. The parameters of the attack transients should therefore be studied by taking into account the recorder and the fingerings used. The fingering is estimated *a posteriori* from the pitch of the notes. The pitch is estimated as the fundamental frequency  $f_1$  of the sound, by the Yin algorithm developed by Cheveigné [Che<sup>+</sup>02]. The number of occurrences by fingering for the three players is indicated on figure 3.3. Some fingering are less or not used by the experienced players due to the tonality of the musical tasks.

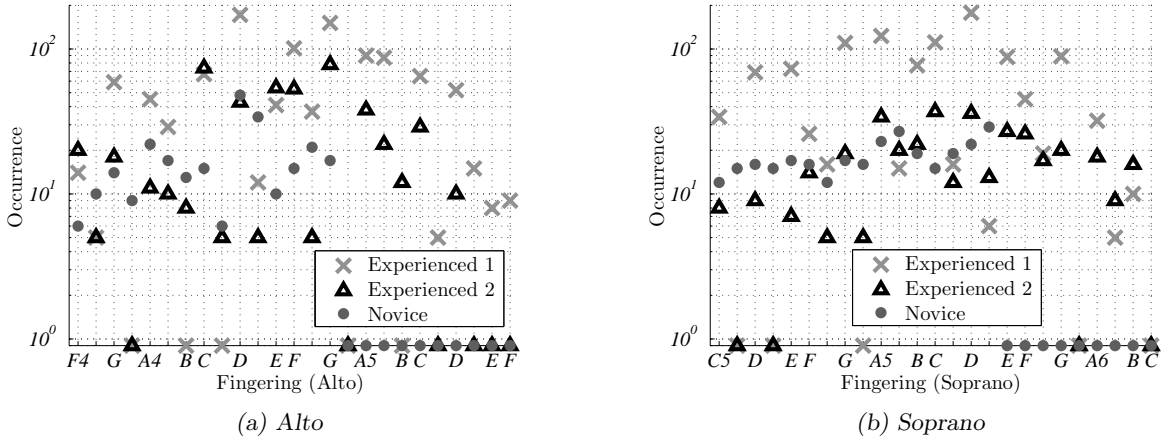


Figure 3.3 – Number of occurrences by fingering for the three players for the alto (a) and the soprano (b) recorders. The number of occurrences is fixed to 0.9 for the unplayed fingerings.

### 3.3 Quasi-stationary part of the note

#### 3.3.1 Supply the instrument

The target mouth pressure  $p_m^{(targ.)}$  is a stationary parameter but it participates in the characterization of the attack transient. This characteristic is well defined when the player uses a rectangular time shape of the mouth pressure with a well-defined plateau value. But in general cases, it is harder to define (appendix 3.7.1). In this study, the target pressure  $p_m^{(targ.)}$  is defined as the average of the mouth pressure, over twenty periods of the fundamental frequency, after the end of the growth. This end of growth is defined as the first instant when the time derivative of the mouth pressure is lower than 10% of its maximum value, after having reached this maximum. The key point of this algorithm is that it is not sensitive to the evolution of the mouth pressure during the sustain of the note related to the musical task. However, it may provide an erroneous value when the mouth pressure displays oscillations during the transient, for example in the case of an overshoot.

The target mouth pressure can be associated with the target dimensionless jet velocity  $\theta^{(targ.)} = \frac{U_j}{Wf_1}$  which is a parameter previously used to characterize the behaviors of flute-like instruments in a stationary response [Ver<sup>+</sup>97a; Bla<sup>+</sup>10; Auv<sup>+</sup>12a], where  $W$  is the length between the end of the canal and the edge of the recorder and the Bernoulli jet velocity  $U_j = \sqrt{2p_m^{(targ.)}/\rho}$ , with  $\rho$  the density of air. The lengths  $W$  have been measured by Blanc [Bla<sup>+</sup>10] for the recorders used in this study.

The distribution of the values obtained for each fingering of the soprano recorder for the three players are summarized on figure 3.4. The dispersions of the values by fingering are quantified by the interquartile range (IQR), which is the difference between the upper and lower quartiles in the distributions of the observations. This distance, not necessarily symmetrical around the median value, includes 50% of the data. The two experienced players used a very small range of dimensionless velocity  $\theta^{(targ.)}$  for a given fingering and the values are very close for these two musicians. Overall, the novice player used higher values of  $\theta^{(targ.)}$  with a wider range. In spite of

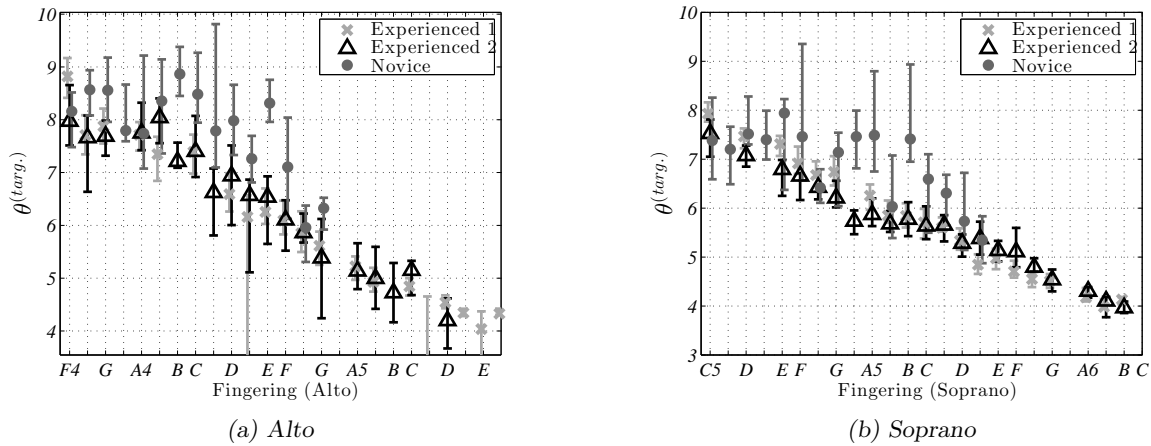
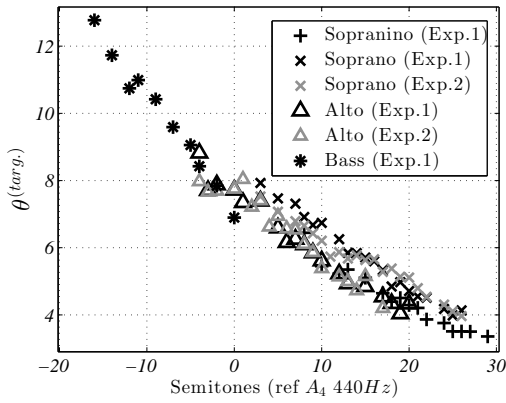


Figure 3.4 – Distribution fingering by fingering of the values used by the players for the dimensionless velocity  $\theta^{(targ.)}$  on the alto (a) and the soprano (b) recorders. The median values for each fingering are indicated by the markers and the vertical lines represent the IQR (first and third quartiles in the distributions).

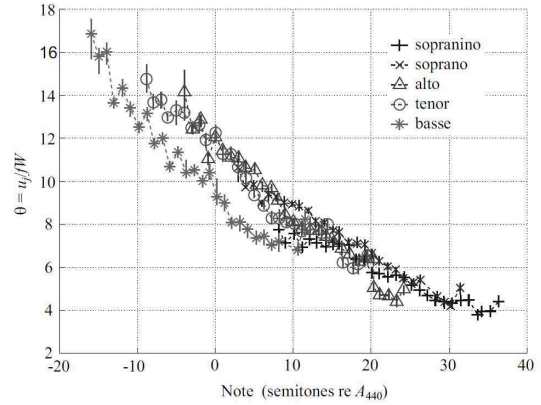
these differences the distributions are not clearly separated and the median values mainly follow the same evolution with the fingering for the three players. These observations suggest that the instruments partly impose the quasi-static supplied pressure for a given fingering. This limitation can be partly explained by the change of regime when the recorder is over-blown [Auv<sup>+</sup>12a]: if the player uses a supply pressure that is too high, the recorder plays on the upper octave and the player adapts the mouth pressure. The range of velocity avoiding this over-blowing is very limited on the bottom of the range of the recorders for the four lowest fingerings. This may explain why the distribution of the jet velocity used by the novice player is closer to the values used by the experienced players in this range for the two recorders studied (fig. 3.4).

Blanc [Bla<sup>+</sup>10] observed on an experienced player that, for chromatic scales, the dimensionless velocity  $\theta^{(targ.)}$  decreases linearly with the semitones ( $12 \log_2(f_1/f_{ref})$ ). This linear dependency appears to be the same for all the recorders of family (fig. 3.5b). The same type of behavior is observed in this experiment when considering the median values for the notes played by the two experienced players (fig. 3.5a).

The global behavior is the same but the slopes are different between the two studies (fig. 3.5). As the recorders used were the same, this difference can be due to the different performances of the musicians. The difference between the two studies is larger than the small one which can be observed between the two experienced players of this study. The experiences of the three players observed here being similar, the difference between the two studies should have another origin. It could be related to the algorithm used by Blanc to determine the target mouth pressure which is not described. The mouth pressure used by the musicians generally increases during the sustain of the note (fig.3.2). If, in the study of Blanc, the target pressure is estimated from the mean value of the mouth pressure during the duration of the entire note, instead of applying the algorithm based on the derivative used in this study, the values obtained by Blanc should be globally higher.



(a) Medians of the dimensionless velocity  $\theta^{(targ.)}$  for the four recorders used by the two experienced players (player 1 in black and player 2 in gray).



(b) Extract from Blanc [Bla<sup>+</sup>10]: Dimensionless velocity  $\theta^{(targ.)}$  as a function of the note played for the five recorders.

Figure 3.5 – Comparison of dimensionless velocity as a function of the note played for this study and the study of Blanc [Bla<sup>+</sup>10].

### 3.3.2 Quasi-static sound properties

Due to the similarity of the observations between the two recorders (alto and soprano), only the aspects of the steady sound of the soprano recorder are discussed here. The following observations are also valid for the alto recorder. The experienced players used a smaller range to play in tune and to keep a certain homogeneity of timbre or dynamics. Indeed, the value of the dimensionless velocity is known to influence the spectral content of the sound [Bla<sup>+</sup>10]. The acoustic pressure  $p_{ac}$  is measured inside the resonator. Due to the modal resonance, the dynamic and the spectrum of the radiated sound can't be evaluated from the signal measured without some approximations. In this study, the goal is to compare the sound produced by the players fingering by fingering. For this comparison, the acoustic pressure measurement, which stays valid for this comparison, is chosen to study the effect of the control on the sound.

The dynamic of the notes produced by the players can be compared through the target amplitude of the acoustic pressure oscillation. The envelope of the acoustic oscillation is estimated from the detection of the local maxima separated at least by  $1/(2f_1)$  of the absolute value of the acoustic pressure. The envelope does not show the overshoot or oscillation, so compared to the mouth pressure, the target amplitude is easier to define. It is chose to use an algorithm based on the time derivative of the envelope<sup>1</sup> to avoid the problems related to the temporal evolution of the amplitude in relation to the musical context (crescendo, accent, etc.). The difference observed between the amplitude produced by the players (fig. 3.6) is much less pronounced than the one observed on the dimensionless velocity (fig. 3.4b). The jet velocity does seem to control the amplitude of the acoustic oscillation, which seems to be imposed by the instrument.

The spectral content is here summarized in the spectral centroid of the quasi-stationary part

1. An algorithm similar to the algorithm used to calculate the target mouth pressure



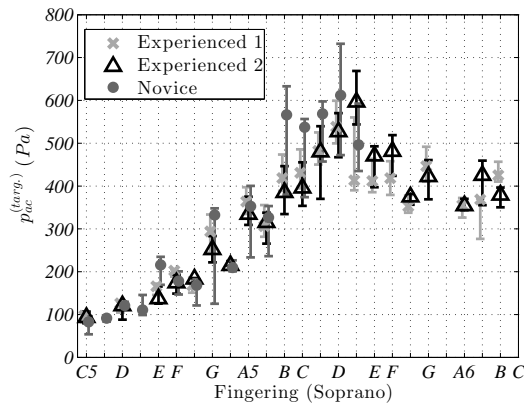


Figure 3.6 – Distribution by fingerings on the soprano recorder, of the target amplitude of the acoustic pressure oscillation (fig.3.2). The median values for each fingering are indicated by the markers and the vertical lines represent the second and third quartiles in the distributions.

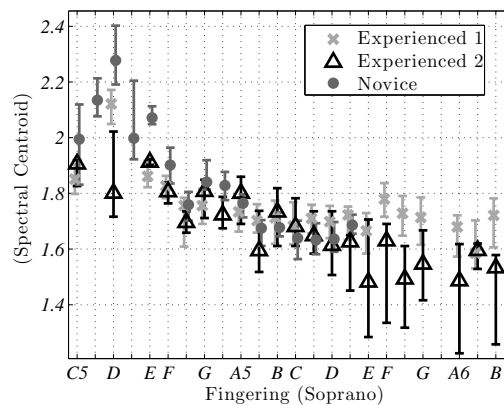


Figure 3.7 – Distribution by fingerings on the soprano recorder of the Spectral centroid normalized by the fundamental frequency of the sound. The median values for each fingering are indicated by the markers and the vertical lines represent the second and third quartiles in the distributions.

of the sound normalized by the fundamental frequency  $f_1$ , defined as:

$$\text{Spectral centroid} = \frac{1}{f_1} \frac{\sum_{f=f_1/2}^{10f_1} f a(f)}{\sum_{f=f_1/2}^{10f_1} a(f)}, \quad (3.1)$$

where  $a(f)$  represents the weight of the frequency  $f$  in the Fourier transform of the acoustic pressure  $p_{ac}$ . The frequency range is chosen to keep the number of harmonics taken into account constant. The distributions of the spectral centroids do not show significant larger differences between the novice and experienced players than between the two experienced players (fig. 3.7). The difference is slightly more marked at the bottom of the range, where the difference in the dimensionless velocity was less pronounced.

Finally, to study pitch accuracy, the fundamental frequencies of the notes are compared in cents to the frequencies of an equal temperament scale with the reference  $A_4$  at 440Hz (fig. 3.8)

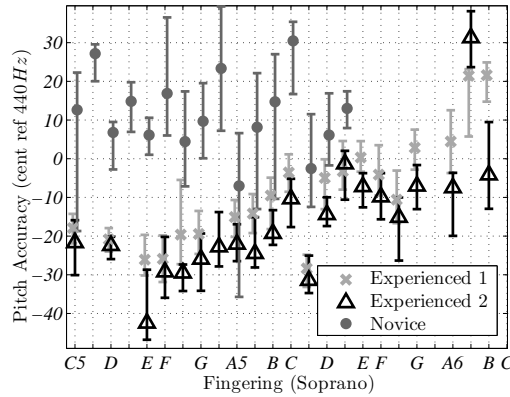


Figure 3.8 – Distribution by fingerings on the soprano recorder of the pitch accuracy estimated by the difference in cent to the equal temperament scale (ref 440Hz). The median values for each fingering are indicated by the markers and the vertical lines represent the second and third quartiles in the distributions.

( $1cent = 1200 \log_2(f_1/f_{ref})$ ). The two experienced players have very similar profile of pitch accuracy throughout the range of the recorder and the variation for a given fingering is generally very small ( $\pm 5$  cents). The novice player clearly played at a higher pitch with a larger scatter. This seems to indicate that pitch accuracy is one of the most difficult aspects of the control of steady sound quality on the recorder. The difference observed in pitch accuracy is more marked than the one observed in the dimensionless velocity (fig. 3.4b). It seems to indicate that the pitch accuracy is not only controlled by the mouth pressure, but also by other types of control (fingers, etc.).

The quasi-static aspect observed being described, it is possible to compare the attack transient of the different players.

## 3.4 The rising of the supply

### 3.4.1 Onset times of mouth pressure

The rise time of the mouth pressure  $\Delta t_m$  is defined as the time used by the player to go from 10% to 90% of the target mouth pressure  $p_m^{(targ.)}$ . These instants correspond to the instant  $t_m^{10\%}$  and  $t_m^{90\%}$  respectively, which gives:  $\Delta t_m = t_m^{90\%} - t_m^{10\%}$ . As for the estimation of the target mouth pressure, this algorithm may provide a wrong value when the mouth pressure has a non-regular slope during the transient.

The comparison of the onset times used by the three players shows that the novice used rise times much longer than the experienced players (fig. 3.9). There is a difference of more than one order of magnitude between the median values.

The rise times used by the experienced players don't depend on the fingering used and are globally around  $10ms$  (fig. 3.9). It appears that this order of duration of rise times used by the experienced players is the same for all the recorders (table 3.1).

Different aspects could explain why the experienced players used this order of rise time for the mouth pressure. This value may be the fastest rise possible under physiological limitations. This value may also be fast enough to produce the wanted effect. Finally, the rise time may be

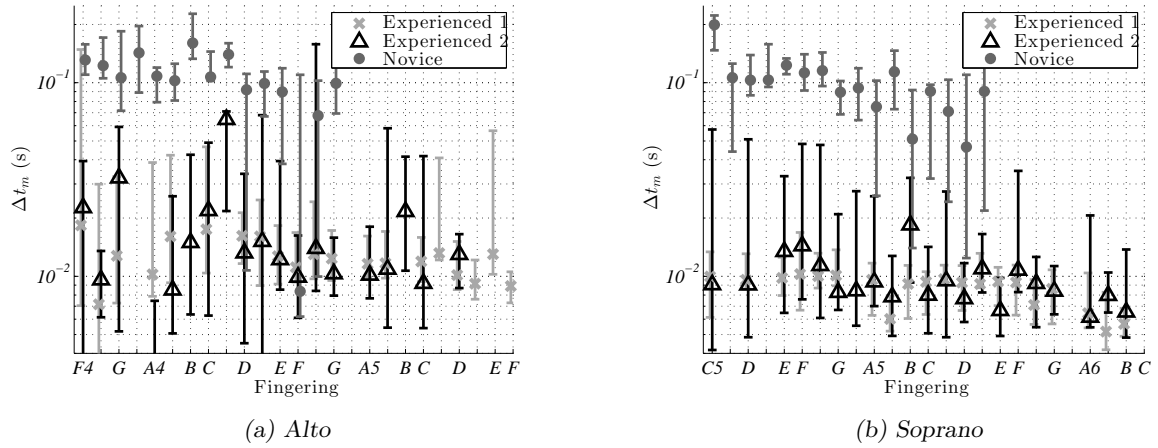


Figure 3.9 – Distribution of the rise time of the mouth pressure  $\Delta t_m$  as a function of the fingerings on the alto(a) and the soprano(b) recorders. The median values for each fingering are indicated by the markers and the vertical lines represent the second and third quartiles in the distributions.

| Recorder (Player) | Median | IQR    |
|-------------------|--------|--------|
| Bass (Exp.1)      | 15.3ms | 21.6ms |
| Alto (Exp.1)      | 12.6ms | 10.4ms |
| Alto (Exp.2)      | 11.7ms | 26.4ms |
| Soprano (Exp.1)   | 9.4ms  | 5.3ms  |
| Soprano (Exp.2)   | 8.4ms  | 13.8ms |
| Sopranino (Exp.1) | 12.1ms | 8.4ms  |

Table 3.1 – Characteristic of the distribution of the rise times of mouth pressure  $\Delta t_m$ , used by the two experienced players for the different recorders.

fast enough to produce the fastest possible rise time of the jet velocity. Indeed, as mentioned previously, the physical control parameter of flute-like instrument is the jet velocity  $U_j$ . During a fast attack transient, the evolution of the jet velocity is limited by the inertia induced by the presence of the thin canal between the mouth of the player and the opening of the recorder where the jet evolves.

### 3.4.2 Onset times of the jet velocity

The inertia can be quantified knowing the length of the canal using the unsteady Bernoulli equation as explained by Verge [Ver<sup>+</sup>94b] and Auvray [Auv<sup>+</sup>12b]. The resulting central jet velocity  $U_j$  at the end of the channel is calculated as follows, using the mouth overpressure  $p_m$ , the acoustic pressure at the channel extremity  $p_{ac}$  and the channel length  $l_c$ :

$$\rho l_c \frac{dU_j}{dt} + \frac{1}{2} \rho U_j^2 = p_m - p_{ac}, \quad (3.2)$$

where  $\rho$  is the air density<sup>2</sup>. Under a given threshold, a faster rise of the mouth pressure doesn't induce a faster rise of the jet velocity. To characterize this effect for the four recorders, the Bernoulli equation (3.2) is applied on simulated exponential rising of pressure with different characteristic time (fig. 3.10). The evolution of the jet velocity being sensible to the value of the supply pressure, the simulations are calculated for the extreme values used by the players.

The rise time of the jet velocity is defined in a similar way to the rise time of the mouth pressure as:  $\Delta t_{U_j} = t_{U_j}^{90\%} - t_{U_j}^{10\%}$ , as the time necessary to go from 10% of the target jet velocity ( $t_{U_j}^{10\%}$ ) to 90% of this value ( $t_{U_j}^{90\%}$ ). The inertia of the channel attenuates the high frequency during the transient. It filters the overshoot and the fast oscillations of the mouth pressure which are reduced in the jet velocity. The time shape of the jet velocity is therefore smoother than the time shape of the mouth pressure, which reduces the error in the estimation of the rise time due to non-regular slope of the signal during experimental transient.

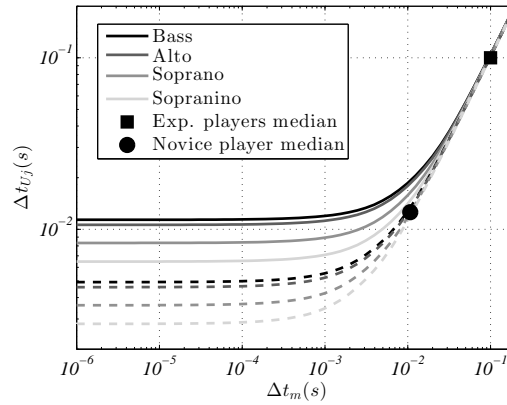


Figure 3.10 – Evolution of the rise time of the jet velocity calculated with the unsteady equation of Bernoulli (3.2) versus the rise time of the mouth pressure. The bold lines correspond to a target pressure of  $p_m^{(targ.)} = 150Pa$ , and the dashed-line to a target pressure of  $p_m^{(targ.)} = 800Pa$ . The markers correspond to the median values of rise times obtained by the player (circle: experienced players, square: novice player).

The effect of the channel inertia appears, for mouth pressure rise times below 10ms, to produce a saturation of the jet velocity rise time between 11ms and 3ms according to the recorder channel size and the target mouth pressure. By comparing this evolution with the times used by the experienced players, it appears that they used the shortest times which allowed them to maintain the control of the rise time of the jet velocity before its limitation by the inertia of the canal (fig. 3.10). The time used allows them to have a similar jet velocity for all the recorders and the target pressures used. The saturation of the rise time of the jet velocity appears for a slightly shorter time for the soprano and sopranino recorders than for the bass and the alto. This can explain the small difference between the rise times used by the players for the different recorders (table 3.1).

As the rise time of the jet velocity is independent of the fingering and recorder used, the values obtained by the three players can be compared (fig. 3.11). As for the rise of the mouth

2. During some attack transients, the mouth pressure is lower than the atmospheric pressure during a short time. In this situation, the equation has to be slightly modified to assure the continuity.

pressure, the novice player uses rise time an order of magnitude longer than the ones used by the experienced players. This aspect of control appears as the biggest difference between the novice and the experienced players. The aim is now to identify the effects of this fast rising of jet velocity on the sound produced.

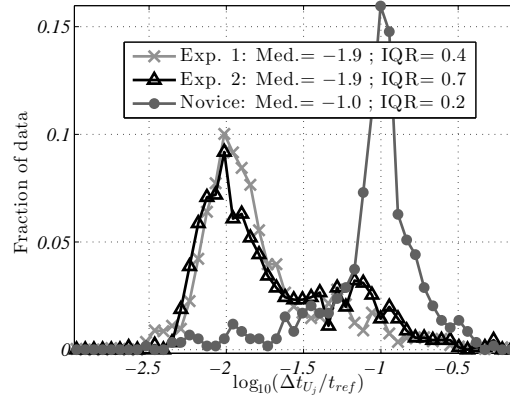


Figure 3.11 – Comparison of the distribution of the rise times of jet velocity  $\Delta t_{U_j}$  obtained by the three players on all the recorders used. For each player, the markers correspond to the bar heights of a normalized histogram. Due to the logarithmic scale, the times are normalized by  $t_{ref} = 1s$ .

### 3.5 Rise and stabilisation of acoustic oscillation

The rise of acoustic can be decomposed in three steps:

1. **The initiation of oscillation:** like all auto-oscillating system, a recorder needs a first acoustic perturbation to start its oscillation. This first input of energy is not necessary a harmonic oscillation with a given frequency. It is often associated to white noise for accommodation [Auv<sup>+</sup>12a]. M.P Verge [Ver<sup>+</sup>94a] proposed to assimilate it to the little increase of pressure created by a fast variation of the jet velocity in the confined domain defined by the resonator geometry around the opening where the jet evolved. In the organ community, a lot of denominations are used to characterize the attack transient (“chiff”, “hiss”, etc.). This characteristic could be linked to the initiation mechanism. In some studies this “chiff” is associated to a *mouth tone* which could be a kind of “*edge tone* colored by the resonator of the organ” [Cas99; Mik<sup>+</sup>00].
2. **The growth of acoustic pressure:** The system accumulates progressively acoustic energy. The efficiency of this accumulation is related to the energy given by the player by blowing and by the capacity of the system to keep this energy at the frequency of the oscillation (quality factor).
3. **Saturation of oscillation:** the amplitude of the acoustic oscillation stops to increase due to non-linear effects, like, for example, the non-linearity of the acoustic source.

These three steps are not clearly distinct in time domain and their effects are the most often combined to create a specific attack transient. In this study it is proposed to decompose the duration of the transient of the acoustic oscillation in two parts:

- the rise time  $\Delta t_{ac}$ , which is the time taken by the acoustic oscillation to go from 10% to 90% of its target amplitude. This time combines the growth and the saturation of the acoustic oscillation. It should exclude the initiation of oscillation.
- the *delay*, which is the time between the beginning of the growth of jet velocity and the beginning of the growth of acoustic pressure, i.e., the threshold of 10%. The initiation occurs during this time.

The growth and the saturation of the oscillation, characterized by the rise time  $\Delta t_{ac}$  is a well-defined step of the acoustic transient. The control of the musician is first analyzed during this period then during the initial delay.

### 3.5.1 Rise time of acoustic pressure

The rise time of the acoustic pressure is estimated from the envelope of the acoustic oscillation, already used to estimate the target amplitude (sec. 3.3.2). The rise time of the acoustic pressure  $\Delta t_{ac}$  is the time necessary for the acoustic oscillation to rise from 10% to 90% to its target amplitude, corresponding to the instant  $t_{ac}^{10\%}$  and  $t_{ac}^{90\%}$  respectively, giving:  $\Delta t_{ac} = t_{ac}^{90\%} - t_{ac}^{10\%}$ .

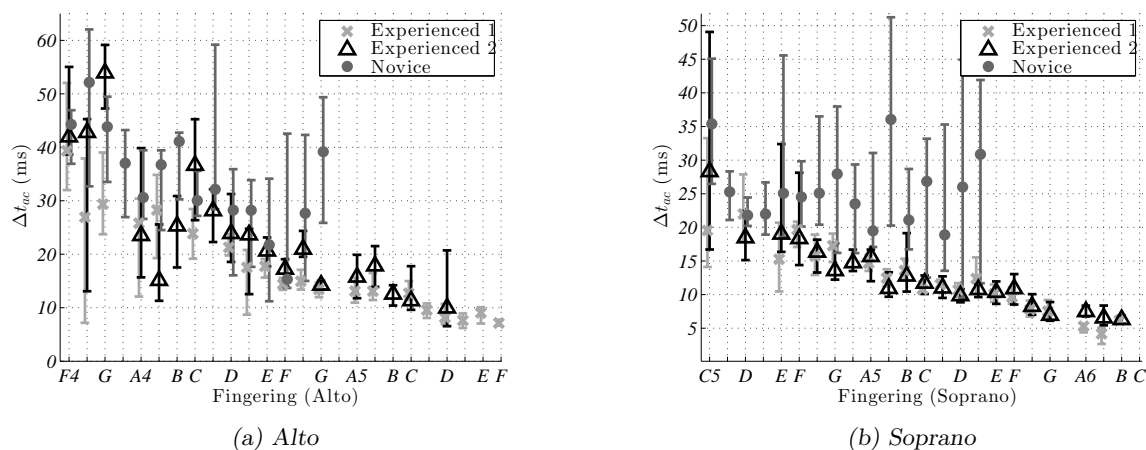


Figure 3.12 – Distribution by fingering for the three players of the rise time of the acoustic pressure  $\Delta t_{ac}$ , for the alto (a) and the soprano (b) recorders. The median values for each fingering are indicated by the markers and the vertical lines represent the first and third quartiles in the distributions.

The rise time obtained by this algorithm for the three players is compared for the two recorders in figure 3.12. Considering the large difference of the jet velocity rise time (fig. 3.11), the three players obtain surprisingly similar rise times for the acoustic oscillation. For low pitches, (under the  $D_5$  approximately), the median values and the interquartile ranges are very similar for all three players. For higher pitches, the times obtained by the novice player are longer than the ones of the experienced player. But the difference is still less marked than for the jet velocity rise times. This comparison suggests that the rise times of the acoustic pressure is not a parameter that the musician can finely control. This duration is mostly imposed by the instrument.

For the experienced players, the acoustic rise time is linearly linked to the frequency for the

whole range of the instruments. It is therefore possible to define a dimensionless rise time of the acoustic pressure  $\Delta t_{ac} f_1$ . This dimensionless rise time is independent of the fingering, the recorder or the experienced player regarded (table 3.2).

| Recorder (Player) | Median | IQR |
|-------------------|--------|-----|
| Bass (Exp.1)      | 8.6    | 6.8 |
| Alto (Exp.1)      | 11.7   | 3.7 |
| Alto (Exp.2)      | 13.3   | 6.8 |
| Soprano (Exp.1)   | 12.4   | 3.3 |
| Soprano (Exp.2)   | 12.4   | 4.3 |
| Sopranino (Exp.1) | 12.9   | 4   |

Table 3.2 – Characteristic of the distribution of the dimensionless rise time of acoustic pressure  $\Delta t_{ac} f_1$ , used by the two experienced players for the different recorders.

The times obtained by the novice player follow this behavior for low frequencies but do not go under  $25ms$  (fig. 3.12), obtained around the  $D_5$ . All these observations, added to the fact that the novice player is slower to increase the mouth pressure, seem to indicate that there is a lower limit for the influence of the rise of the jet velocity.

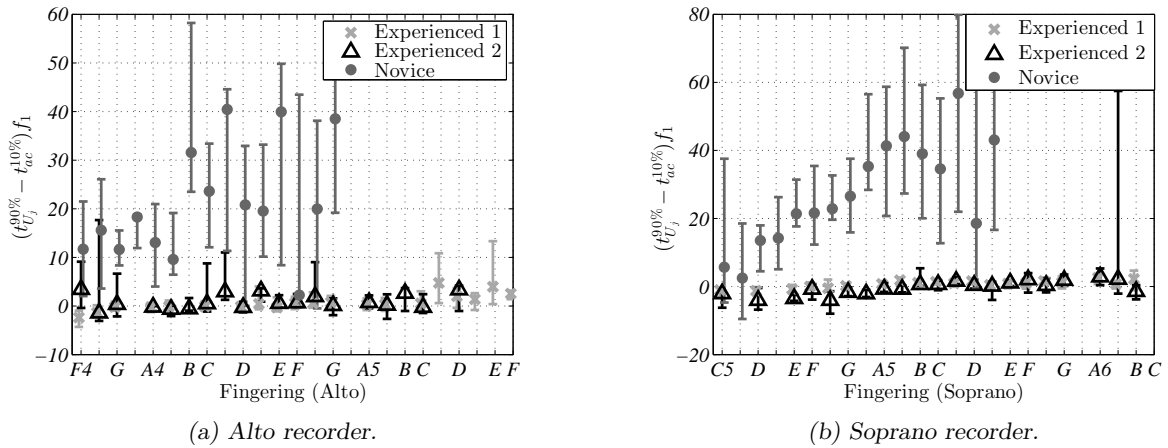


Figure 3.13 – Distribution by fingering for the three players of the dimensionless time during which the jet velocity continues to increase after the beginning of the growth of the acoustic oscillation  $((t_{U_j}^{90\%} - t_{ac}^{10\%}) f_1)$ , for the alto (a) and the soprano (b) recorders. The median values for each fingering are indicated by the markers and the vertical lines represent the first and third quartiles in the distributions.

To explain these similarities and differences, it is interesting to observe the time during which the jet velocity continues to increase after the beginning of the acoustic rise  $(t_{U_j}^{90\%} - t_{ac}^{10\%})$  (fig. 3.13). Indeed, it has been noted that the acoustic oscillation takes around 12 period to grow and saturates after this time (table 3.2). For both experienced players, the time during which the jet velocity continues to grow is very small compared to this referenced value of 12 periods. For the novice player, this dimensionless time is in the order of magnitude of 12 periods for

the low frequencies, but it is much longer for the high frequencies. The players always used the same range of rise time of mouth pressure (sec. 3.4.1), but the time response of the instrument is related to the period of the oscillation. For low frequencies, the range of rise time used by the novice player is short enough to grow faster than the acoustic pressure amplitude in the instrument, whereas for high frequencies, it is too slow. It is then possible that, for these high pitches, the velocity continues to evolve after the typical time response of the instrument. The amplitude of the acoustic oscillation increases with the jet velocity in a *quasi-static* way which prolongs the corresponding estimated acoustic rise time. This is maybe why, for high frequencies, longer rise times of the acoustic oscillations are observed.

If the jet velocity reaches its target value shortly after the beginning of the acoustic growth, the acoustic pressure rise time is minimal and proportional to the oscillation period ( $1/f_1$ ) of the fundamental. In this case the acoustic oscillation rise time should be independent of the jet velocity rise time. If the jet velocity reaches its target value with a longer time than the typical response time of the instrument, the acoustic oscillation rise time is longer. In this case, the onset time of acoustic pressure is not directly linked to the period of the oscillation and could be partially linked to the rise time of the jet velocity.

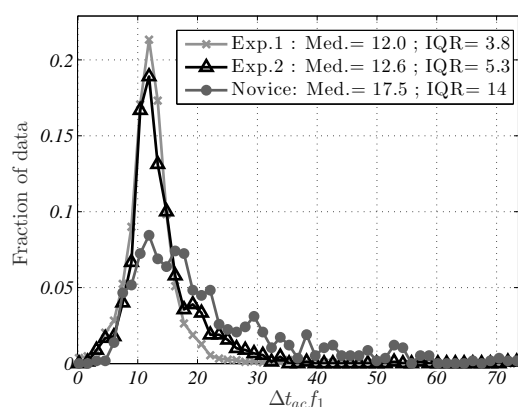


Figure 3.14 – Comparison between the three players of the global distribution of the dimensionless acoustic rise time  $\Delta t_{ac}f_1$ . For each player, the markers correspond to the bar heights of a normalized histogram.

This effect in high frequencies excluded, the dimensionless rise time is independent of the fingering and the recorder. It is therefore pertinent to compare the global distribution of the dimensionless rise times of acoustic pressure obtained by the three players (fig. 3.14). The two experienced players obtain a very similar distribution, and the values produced by the novice player are just slightly more disperse and longer than these ones but they are not clearly distinct. Finally, it appears that, within a certain range, the jet velocity rise time does not influence the acoustic pressure rise time, which is always around 12 periods for the recorders used here.

Considering the definition used for the rise time of the acoustic oscillation, it includes both a part of the growth of the oscillation and its saturation. It appears that the players cannot control these phases of the initial transients. The influence of the fast rise times of mouth pressure or jet velocity, and therefore the aspect controlled by the musician, is expected during the initiation of the oscillation.



### 3.5.2 Delay between the supply pressure rise and the onset of acoustic oscillation

The energy needed to initiate the acoustic oscillation is brought to the system between the instant when the player starts to blow and the instant defined as  $t_{ac}^{10\%}$ , when the acoustic pressure reaches 10% of its target value. The quantity of energy initially brought to the system influences its time response. It is then interesting to observe the delay between the growth of the jet velocity and the growth of the acoustic oscillation:  $t_{ac}^{10\%} - t_{U_j}^{10\%}$ .

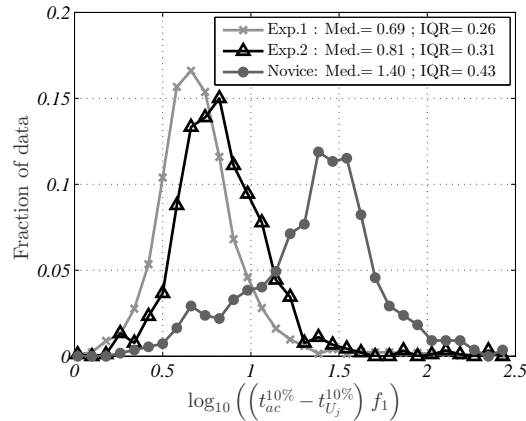


Figure 3.15 – Comparison for each players of the global distribution of the dimensionless time delay between the beginning of the growth of the jet velocity and the growth of the acoustic oscillation :  $\left(t_{ac}^{10\%} - t_{U_j}^{10\%}\right) f_1$ . For each player, the markers correspond to the bar heights of a normalized histogram.

For the three players studied here, this delay is approximately proportional to the fundamental time period of the acoustic oscillation. The delay normalized by this period, is independent of the fingering, which allows a comparison of the global distribution of the dimensionless delays obtained by the three players (fig. 3.15). It appears that the two experienced players produced the same order of magnitude (between 4 and 7 periods), even if the second one produced slightly longer durations. Most of the delays produced by the novice player last between 20 and 30 periods.

It seems that the control of the musicians considerably reduces the time response of the instrument. During this time, two phenomena occur: the injection of the initial energy and the amplification of this small perturbation until the threshold of 10% of the target amplitude of the acoustic oscillation.

### 3.5.3 Linear response of the instrument

Like for all systems with a sustained self-oscillation, non-linearity is necessary to saturate the amplitude of the oscillation. In the case of flute, the non-linearities come from both the source created by a jet with a limited width, and by the losses [Fab<sup>+</sup>00]. For small amplitudes of oscillation, such as the beginning of the attack transients, the non-linear effects are negligible and the response of the system can be approximated by a linear response. During the time when this approximation is valid, the amplitude  $a_1$  of the oscillation at the fundamental frequency  $f_1$

follow this evolution, similar to the definition of the gain  $G$  of the system:

$$a_1(t) = a_1(t - T_1)G \quad (3.3)$$

$$a_1(t) = a_1(t_0)G^{\frac{(t-t_0)}{T_1}} \quad (3.4)$$

with  $T_1 = 1/f_1$  the fundamental period of the oscillation, and  $t_0$  the instant when the exponential growth starts. In flute-like instruments, the gain depends both on the frequency response of the resonator and on the capacity of the jet and its interaction with the edge to amplify the oscillation at the regarded frequency. If the gain remains constant during the growth of the acoustic oscillation, the amplitude increases exponentially until it reaches the amplitude for which non-linearities take control of the oscillation. Looking for a straight line in the logarithmic representation of the amplitude of the acoustic pressure, it is then possible to evaluate the duration of the linear response of the instrument and the gain associated:

$$G = \exp\left(T_1 \frac{d(\ln(a_1))}{dt}\right). \quad (3.5)$$

During some transients it may happen that oscillations at different frequencies increase simultaneously before the stabilization on the fundamental frequency [Kee72; Ver<sup>+</sup>97b; Cas99]. Equation (3.5) applies independently on each frequency component; it is necessary to extract the oscillation at the fundamental frequency  $f_1$  from the acoustic pressure. This extraction is carried using a short-time Fourier transform. The sliding window used is a window of Hann with a time width of  $4/f_1$  which is the minimal size which allows the separation of the fundamental frequency from the harmonic resonance. The Fourier transformation, is normalized by the quarter of sample size to identify the maximum of the Fourier transformation around  $f_1$  with  $a_1$ , the amplitude of the sinusoidal oscillation. An overlap of 80% between two successive windows is imposed. Equation (3.5) used on the time evolution of the amplitude  $a_1$  allows us to evaluate the gains obtained by the three players (fig. 3.17).

The distribution of the gain is very similar for the three players. On the soprano recorder (fig. 3.16b), the difference between the players is less pronounced than the one between two fingerings. On the alto recorder (fig. 3.16b), the difference between the novice and the experienced player is more marked but remains in the same order of magnitude as the difference between two fingerings. The values of the gain seem therefore imposed in major part by the instrument. The gain is not very sensible to the variation of the jet velocity controlled by the players. The difference of gain between the fingerings can be due in part to the frequency response of the resonator, but also to the sensitivity of the jet, which amplifies more or less a perturbation according to its frequency [Mat<sup>+</sup>71].

Even if the gain seems to be independent of the player, the duration of the linear part and its dependence with the fingering is very different between the experienced and novice players (fig. 3.17a). For the experienced players, the duration stays around  $15ms$  for the high frequencies (higher than  $G_5$  for both recorder). For low frequencies (lower than  $G_5$ ), the duration is proportional to the period and of the order of magnitude of 10 periods of the fundamental. It seems that the duration of the linear behavior cannot be shorter than 10 periods and can neither be shorter than  $15ms$ . For the novice player, the duration is longer and always proportional to the period of the acoustic oscillation (around  $17T_1$ ). As the development of the non-linearities

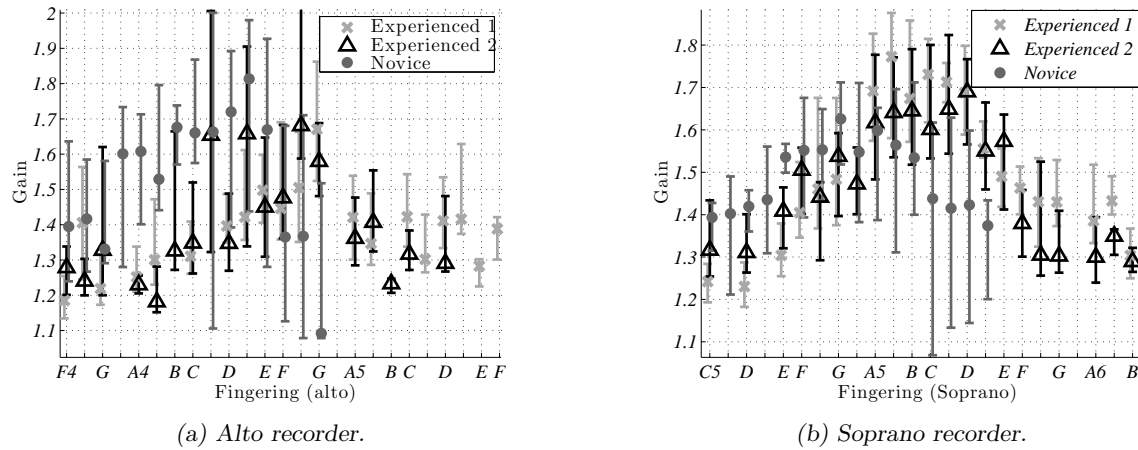


Figure 3.16 – Distribution for the three players, fingering by fingering on alto recorder(a) and on soprano recorder(b), of the gain associated to the linear behavior at the beginning of the attack transients. The median values for each fingering are indicated by the markers and the vertical lines represent the second and third quartiles in the distributions.

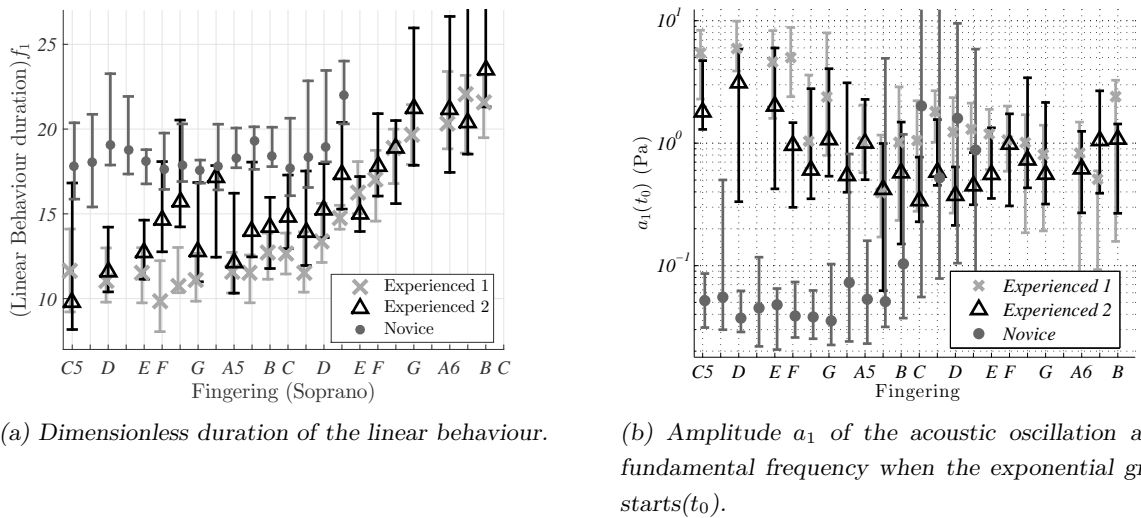


Figure 3.17 – Distribution by fingering on the soprano recorder, for the three players, of the linear behavior duration normalized by the fundamental period (a) and the initial amplitude of the fundamental oscillation  $a_1(t_0)$  (b). The median values for each fingering are indicated by the markers and the vertical lines represent the second and third quartiles in the distributions.

are directly linked to the amplitude of the acoustic oscillation, the linear approximation ceases to be valid for very similar amplitudes of fundamental frequency for the three players at a given fingering.

The difference of durations between the novice and the experienced players is therefore linked to initial amplitude at the beginning of the exponential growth. The amplitude of the fundamental frequency when the exponential growth starts  $a_1(t_0)$  is very different for the novice

player than for the experienced players (fig. 3.17b). This difference is especially pronounced for the bottom of the range where they differ by almost two orders of magnitude. This pronounced difference explains why the global duration of the "delay" is so different for the novice player. Indeed, the initial amplitude of the fundamental frequency being weaker, and the gain being the same, the oscillation takes a longer time to rise until the apparition of the non-linearities.

Although it was chosen arbitrarily, the threshold of 10% of the target amplitude is generally attained shortly before the end of the exponential growth. The difference described here occurs before the instant  $t_{ac}^{10\%}$ .

The temporal difference between the attacks of the novice and the experienced players seems finally to be concentrated in the initial injection of energy. The origin of this injection of energy is not easy to determine. It could be associated to an impact of the fingers on the holes at the onset of the note, but this difference of time is also observed in the scale exercises during which the musician kept the fingers placed between two attacks. The impact of the tongue on the mouthpiece of the instrument could be another source of energy, but the players said to avoid to touch the mouth piece which allows to measure the mouth pressure with a tube through the mouthpiece. This injection of energy seems so be only related to the rise of the mouth pressure. A specific study is necessary to characterize this aspect of the control and attempt to understand its origin. A first way could be to observe the evolution of the spectral content of the acoustic oscillation during the attack transient.

### 3.6 Conclusion and perspectives

The comparison of attack transients produced by a novice and two experienced players allows us to identify that some aspects of the transient are imposed by the instrument, and that others can be controlled by the player. First the target mouth pressure and the equivalent dimensionless jet velocity are observed (sec. 3.3.1). The behavior of the instrument imposed a limited range of jet velocity for a given fingering. Out of this range, the instrument does not sound or it will change of pipe oscillation mode. The accuracy of the jet velocity used by the experienced players allows them to control the pitch precisely (sec. 3.3.2).

The rise times of the mouth pressure of the experienced player are more than ten times shorter than the ones of the novice players (sec. 3.4.1). It appears that they used the shortest times which allowed them to maintain the control of the rise time of the jet velocity before its limitation by the inertia of the channel (sec. 3.4.2). Regarding mouth pressure, the difficulty of control seems to be principally the ability to obtain this range of rise time, while keeping the accuracy of the target mouth pressure.

The onset time of the acoustic oscillation is cut in two parts in this study: the birth of the oscillation, then its growth and saturation. This second part does not seem to be controlled by the players. The frequency response of the jet associated to the resonator does not seem to be very influenced by the player. The global gain of the system is therefore mainly imposed by the instrument. The non-linear phenomena leading to the saturation of the oscillation are also out of the player's control. The major difference in the temporal evolution of sound, between the novice and the experienced players but also between the two experienced players, is observed during the initiation of the oscillation. The time for the oscillation to reach 10% of its target

amplitude from the beginning of the supply is almost one order of magnitude longer for the novice than for the experienced player, and the distribution of the times obtained by the two players are close but distinct. This duration difference comes from the initial energy input, almost two orders of magnitude lower for the novice player than the experienced one on the bottom of the range.

Finally, the fast growths of mouth pressure used by the experienced players mostly seem to act on this initial input of energy, necessary to initiate the oscillation of the system. To understand the mechanism linking the fast increase of the mouth pressure to the input of energy, it is necessary to identify and characterize this phenomenon by the analysis of its spectral content. As evoked in section 3.5.3, the recorder being a multi-modal system the oscillations at different frequencies associated to the different regimes of the system can grow simultaneously during the transient. In some transients observed with the three players, the second regime increases initially faster than the first one before it disappears. During a short time, the second regime is dominant in these transients. This perceptible phenomenon has been already observed on organ pipe transients. The identification of the different aspects, both on the control and on the instruments which promote this phenomenon could help to understand its origin and how the players or the instrument makers can control it. These observations suggest to continue the comparison of the attack transients by observing their spectral content.

## 3.7 Appendix: Comparison of the algorithms

### 3.7.1 Target mouth pressure

In the case of a rectangular time shape, the target mouth pressure should be defined as the mean value of the plateau. In the context of this study, actual build up of the mouth pressure show a more complicated time shape than a rectangular one. It is therefore possible to use a second definition for the target mouth pressure. This second target mouth pressure  $p_m^{(targ.,2)}$  is the mean value of the mouth pressure during the second and the third temporal quarter of the note. The target mouth pressure obtained with this algorithm is expected not to be relevant for the notes where the mouth pressure changes along time. It is often the case in this study, where the players shape the mouth pressure during the length of a sustained note, following the musical context.

It appears that the results obtained by this algorithm are very close to the results obtained by the algorithm defined in section 3.3.1 (fig. 3.18). Due to square roots, the results when plotted in terms of the dimensionless velocity  $\theta^{(targ.)}$ , show smaller differences between the algorithms.

### 3.7.2 Onset time of the mouth pressure

From the second definition of target mouth pressure, it is possible to define a second onset time of the mouth pressure. This duration of the mouth pressure transient  $\tau_m$  is the time used by the player to go from 10% of the target mouth pressure to the instant when the mouth pressure stays between 90% and 110% of this target mouth pressure. For a rectangular time shape of the mouth pressure, this time would be very close to  $\Delta t_m$  defined in section 3.4.1. But in case of overshoot or small oscillation of the mouth pressure before stabilization, they can be

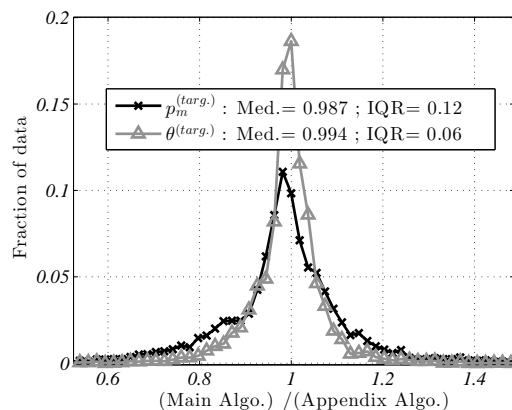


Figure 3.18 – Distribution of the ratio of the values given by the two algorithms used to obtain the target mouth pressure  $p_m^{(targ.)}$  and the corresponding dimensionless velocity  $\theta^{(targ.)}$ . The markers correspond to the bar heights of a normalized histogram.

very different.

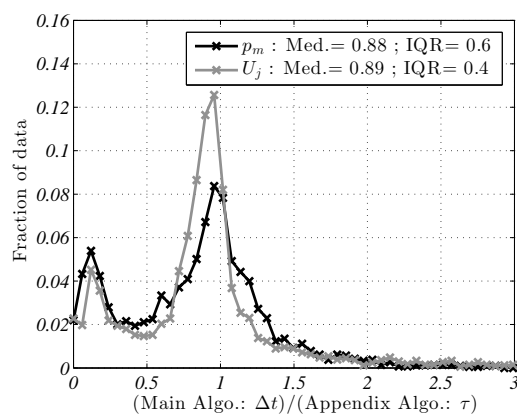


Figure 3.19 – Comparison of the results obtained by the two algorithms used to determine the onset time of the mouth pressure and the corresponding jet velocity. The markers correspond to the bar heights of a normalized histogram.

The two onset times of the mouth pressure obtained for all the notes are compared on figure 3.19. For most of the notes studied, the two algorithms give very similar results. For some specific attacks, the second algorithm gives shorter times than the first one. These transients are mainly the ones with a quasi-static evolution of the mouth pressure. Due to the algorithm used to determine the target mouth pressure, in the case of a slow increase of the pressure, this target mouth pressure can be reached after a long time taking into account the quasi-static evolution which prolongs the estimated duration of the transient.

The differences between the onset times of the different players with this algorithm are less pronounced (fig. 3.20) than with the first algorithm (fig. 3.9). This is due to the effect explained above: the novice player uses a very slow slope but does not shape the mouth pressure according to the musical context: the two algorithms give the same result. The experienced players use a short rise time followed by a slow increase of the mouth pressure, in order to provide a global

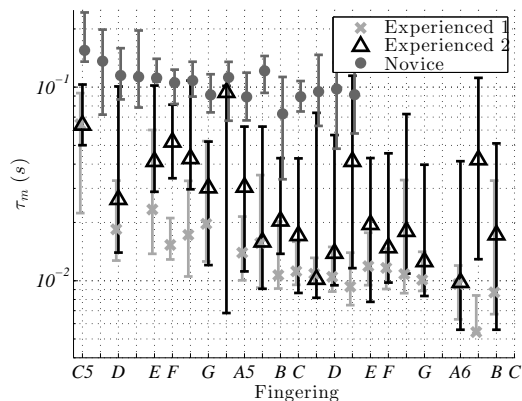


Figure 3.20 – Distribution of the duration of the transient  $\tau_m$  as a function of the fingerings. The median values for each fingering are indicated by the markers and the vertical lines represent the second and third quartiles in the distributions.

shape to the note. This results in an overestimation of the onset time by the second algorithm ( $\tau_m > \Delta t_m$ ).

### 3.7.3 Onset time of the jet velocity

The inertia of the channel attenuates the high frequency during the transient. It filters the overshoot and the fast oscillations of the mouth pressure, which are reduced in the jet velocity. The two algorithms described previously to evaluate the onset time of the mouth pressure can be applied to the jet velocity. In relation to the attenuation of the oscillations, they give nearer results than for the rise times of mouth pressure (fig. 3.19). The quasi-static evolution is unchanged by the inertia of the channel. When the player shapes the jet velocity, the second algorithm still gives longer results.

# Initiation de l'oscillation

---

## 4.1 Introduction

L'oscillation acoustique des instruments de type flûte, comme l'oscillation de tout système auto-oscillant, nécessite une perturbation initiale pour démarrer. Du fait de la grande instabilité du jet, une quelconque perturbation, induite par exemple par le bruit ambiant ou un mouvement d'air, peut être suffisante pour initier cette oscillation. Cependant, l'amplitude de cette perturbation influe sur la durée nécessaire à la mise en place de l'oscillation. En contexte musical, il est alors crucial de la contrôler. Cette nécessité de contrôle de la perturbation initiale rejoint également les observations faites dans le chapitre précédent (chap. 3). En effet, la caractérisation temporelle d'attaques produites par des musiciens experts et novices, a permis de mettre en évidence qu'il existe une grande différence de temps nécessaire au démarrage de l'oscillation entre ces deux types de musiciens. Cette différence semble être liée essentiellement à la rapidité de croissance de la pression d'alimentation. Les musiciens experts utilisent des temps de montée de la pression d'alimentation beaucoup plus rapides que ceux utilisés par le novice. La rapidité de la montée de pression semble donc principalement agir sur l'apport initial d'énergie. Afin de préciser le lien entre ces deux observations il est nécessaire, dans un premier temps, de caractériser cet apport initial d'énergie. Les caractéristiques sonores de ce mécanisme précurseur peuvent également influencer le rendu sonore global de l'attaque produite par le musicien.

Il existe toute une gamme d'onomatopées (chiff, ping, hiss, etc.) utilisées pour d'écrire les transitoires d'attaques dans les tuyaux d'orgue [Rio00 ; Mik<sup>+</sup>00]. La description du phénomène sonore auquel elles sont associées ne permet pas clairement de savoir si celui-ci correspond à un mécanisme d'initiation de l'oscillation, ou au développement de composante hautes fréquences décrit dans le reste de la littérature sur les attaques d'orgues [Kee72 ; Fle76 ; Nol<sup>+</sup>92]. En effet, bien que Miklos [Mik<sup>+</sup>00] associe ces onomatopées au « précurseur » du son, l'amplitude de l'oscillation correspondante et sa synchronisation avec la naissance de la composante fondamentale semblent plutôt correspondre au deuxième phénomène. De plus, il associe ce précurseur, au mécanisme du *mouth-tone* décrit par Castellengo [Cas99], qui s'apparente à un mécanisme de son de biseau. Ce mécanisme, proche du mécanisme du modèle « jet-drive », nécessitant l'interaction entre un jet oscillant et un biseau, ne peut pas jouer le rôle de précurseur. Ce phénomène sera donc de nouveau évoqué dans le chapitre 5 qui portera sur l'étude de la croissance de différentes composantes fréquentielles au cours du transitoire d'attaque.

Dans le jeu de la flûte à bec, l'énergie initiant l'oscillation du système peut avoir de nombreuses origines. Il est par exemple possible, que le musicien utilise la percussion des doigts sur le résonateur lors de la fermeture des différents trous. Cette technique est parfois évoquée par des musiciens pour aider les flûtes basses à démarrer. Cependant de grandes différences de temps de démarrage sont observées sur des notes isolées pour lesquelles le musicien laisse ses doigts posés



sur l’instrument au moment de l’attaque (chap. 3). Au moment de l’attaque le musicien pourrait également faire une percussion de la langue sur le bec de l’instrument pour initier l’oscillation. Les musiciens interrogés disent éviter tant que possible de toucher le bec de l’instrument. C’est d’ailleurs pour cela qu’il est possible de mesurer la pression dans la bouche du musicien via un capillaire placé à travers le bec de l’instrument sans gêner le musicien. Cet apport d’énergie semble donc principalement lié à la croissance de la pression d’alimentation.

Dans la littérature, on trouve principalement deux hypothèses sur l’origine de ce mécanisme précurseur, toutes les deux évoquées par Verge [Ver<sup>+</sup>94b ; Ver<sup>+</sup>97b]. Le premier mécanisme est l’élévation de pression induite par le développement du jet dans la fenêtre de l’instrument. Cette injection de volume agit comme une source acoustique, d’autant plus importante que la variation de ce débit est importante. L’amplitude de cette source et la réponse du résonateur peuvent être modélisées. Le deuxième mécanisme est associé au premier impact du jet sur le biseau. Verge associe cet impact à la formation d’un vortex qui joue également le rôle de source acoustique. Il ne propose pas de modélisation précise de ce mécanisme, mais estime que son amplitude est proportionnelle à l’énergie cinétique de l’extrémité du jet. Ces deux mécanismes sont associés à une source acoustique d’autant plus importante que la variation de pression d’alimentation est rapide, ce qui en fait de bons candidats pour prédire les phénomènes observés.

Les fréquences associées au précurseur sont généralement des fréquences inharmoniques [Nol<sup>+</sup>92]. Elles sont parfois assimilées aux fréquences de résonances longitudinales du résonateur [Ver<sup>+</sup>94b], mais également aux fréquences transversales de celui-ci comme le laisse penser les observations de Nolle [Nol<sup>+</sup>92] ou Fabre [Fab<sup>+</sup>92].

Dans un premier temps la signature spectrale de l’apport initial d’énergie est caractérisée en se basant sur une étude comparative entre différents musiciens. Ces observations permettent de valider ensuite l’une des modélisations du mécanisme précurseur associé au développement du jet proposé par Verge et de l’adapter afin de pouvoir l’utiliser avec des impédances mesurées.

## 4.2 Description du phénomène

L’ensemble des données acquise via les mesures effectuées sur les musiciens présentée dans le chapitre 3, sont utilisées ici afin de caractériser l’initiation de l’oscillation. Aux cours de ces expériences avec les musiciens, il leur a été demandé d’effectuer une gamme chromatique en répétant chaque note pour différents types d’attaque. Des vidéos de ces exercices permettent de vérifier que les musiciens ne déplacent pas leurs doigts entre deux répétitions de la même note et qu’aucun impact n’accompagne le démarrage de la note. Les phénomènes observés ici ne correspondent donc pas à d’éventuelle percussion de doigt. Les différents types d’attaques sont généralement associés, dans le discours pédagogique, à des consonnes. Les consonnes « t », « k » et « d » produisent des attaques plutôt *dures* et les consonnes « g » et « l » des attaques *douces*. L’étude des spectrogrammes de la pression acoustique interne au résonateur ( $p_{ac}$ ), permet de visualiser l’évolution temporelle de la densité spectrale d’énergie. Des exemples de ces spectrogrammes lors des premiers instants de l’alimentation de l’instrument mettent en évidence des différences entre les attaques dures (fig. 4.1a) et douces (fig. 4.1e) et entre les musiciens pour un

même type d'attaque (fig. 4.1c))<sup>1</sup>.

Ces spectrogrammes sont calculés via un algorithme de transformée de Fourier à court terme décrit en annexe B. Les paramètres de ce calcul sont choisis afin d'avoir une bonne estimation de la variation temporelle des amplitudes tout en séparant les différentes composantes fréquentielles. Une superposition de 99% de la largeur temporelle est assurée entre deux fenêtres glissantes successives. Cela permet d'avoir une estimation précise de l'évolution temporelle de la densité spectrale d'énergie.

Pour le premier musicien, le spectrogramme de l'attaque dure fait apparaître une brève augmentation de l'énergie du système au début de l'alimentation, sur une série de fréquences inférieures à  $4kHz$ . Cette puissance semble être apportée simultanément sur toute la série de fréquences. Le spectrogramme de l'attaque douce ne présente pas ce pic d'énergie. La fréquence fondamentale croît en première puis les non linéarités du système transfèrent une partie de son énergie vers les hautes fréquences (non visible sur la figure). Dans le cas de l'attaque douce, le temps entre le début de l'alimentation et l'apparition de la fréquence fondamentale est beaucoup plus long que pour l'attaque dure. Ce type de phénomène est observable sur toute l'étendue de la gamme, sur les différents instruments étudiés. Pour le musicien expérimenté 1, avec l'ensemble des flûtes utilisées, la puissance se répartit sur des fréquences inférieures à  $5kHz$ . Avec le deuxième musicien, l'apport initial d'énergie est également présent, par contre, la répartition de cette énergie est différente : il y a très peu d'énergie au-dessus de  $3kHz$ , et la majeure partie se situe sur des fréquences inférieures à  $1.5kHz$ .

L'évolution temporelle de ces énergies est difficile à étudier en détails à cause du filtrage temporel induit par l'utilisation de la fenêtre glissante. De plus, pour la fréquence fondamentale, la croissance de l'oscillation liée à l'instabilité du jet prend rapidement le pas sur cet apport initial. Cependant, pour les fréquences élevées, le maximum semble être atteint très rapidement après le début de l'alimentation. Ensuite l'énergie des hautes fréquences décroît progressivement, alors que l'énergie de la fréquence croît avec la mise en oscillation du jet.

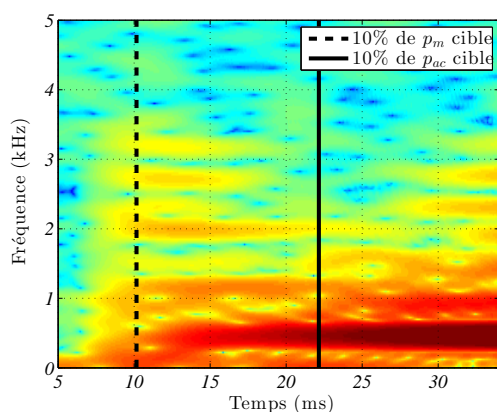
### 4.2.1 Contenu fréquentiel

Dans une oscillation auto-entretenue périodique les fréquences observées sont multiples de la fréquence fondamentale. Les non-linéarités transfèrent progressivement l'énergie vers les hautes harmoniques. Dans le phénomène étudié l'énergie semble être apportée simultanément sur toute la série de fréquences excitées. Le phénomène est donc plutôt apparenté à une oscillation libre, pour laquelle l'énergie se répartit sur l'ensemble des modes passifs du résonateur compris dans la gamme de fréquences excitée. Il ne s'agit a priori pas d'une série harmonique.

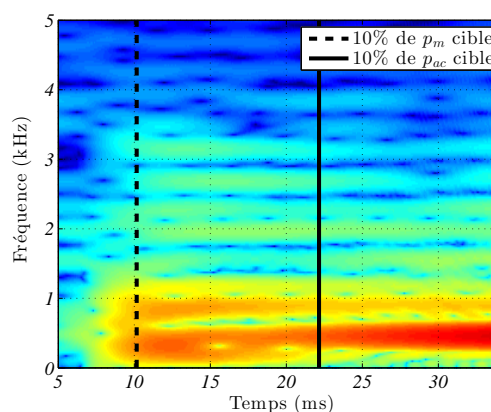
Afin de vérifier cette hypothèse, la transformée de Fourier de la pression acoustique lorsque le phénomène est observable (les 10 premières millisecondes environ) est analysée. La transformée de Fourier ainsi calculée pour l'attaque de la figure 4.1a est présentée en fonction de la fréquence adimensionnée par la fréquence du premier pic ( $f_1$ ) sur la figure 4.2. Le doigté utilisé pour le  $Bb_4$  est un doigté de fourche, entraînant une forte inharmonicité du résonateur. En comparant le spectre du signal à la réponse en fréquence<sup>2</sup> du résonateur mesurée pour ce doigté (annexe A), il

1. La nomenclature anglo-saxonne est utilisée ici pour l'appellation des notes, par cohérence avec les chapitres précédents :  $A_4$  :  $440Hz$

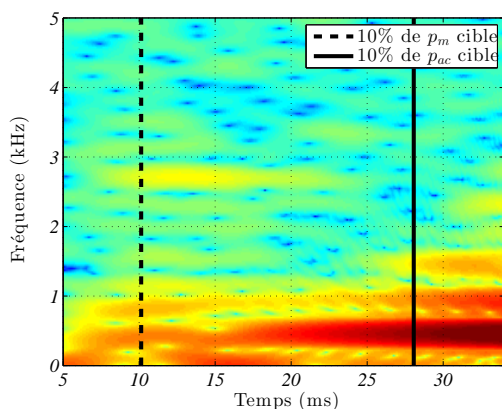
2. La réponse en fréquence est celle développée dans la section 4.3.1, eq.(4.9)  $Z_{jet} = 1/(1/Z_p + 1/Z_w)$ .



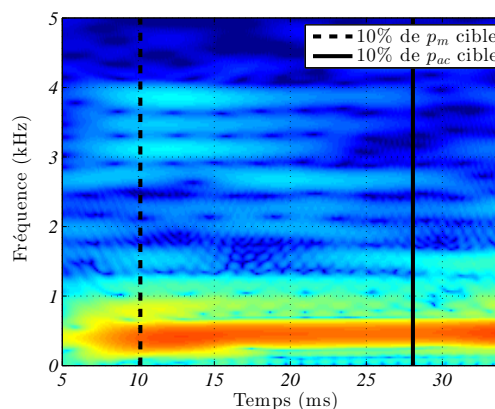
(a) Spectrogram d'une attaque dure ("d"), par l'expert 1.



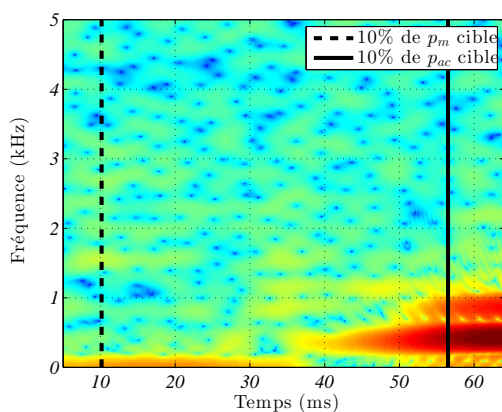
(b) Spectrogram prédit par le modèle pour l'attaque (a).



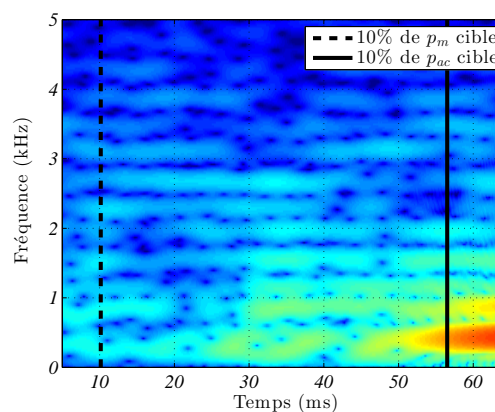
(c) Spectrogram d'une attaque dure ("d"), par l'expert 2.



(d) Spectrogram prédit par le modèle pour l'attaque (c).



(e) Spectrogram d'une attaque douce ("l"), par l'expert 1. L'échelle de temps est ici plus longue.



(f) Spectrogram prédit par le modèle pour l'attaque (e).

FIGURE 4.1 – Spectrogrammes d'attaques de  $Bb_4$  ( $465\text{Hz}$ ) joués par les musiciens experts avec des attaques dures ("d") ou douces ("l"). Ces spectrogrammes de la pression acoustique interne au résonateur sont comparés à ceux obtenus par la modélisation décrite en section 4.3. L'échelle de couleurs est identiques pour l'ensemble des spectrogrammes présentés. Les instants caractérisant le début de l'alimentation et de l'oscillation acoustique sont indiqués par des lignes verticales (10% des valeurs cibles).

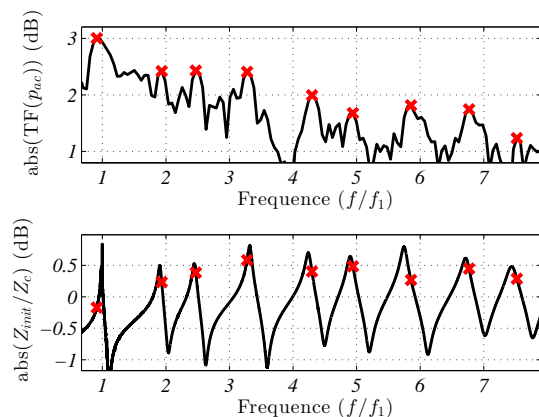


FIGURE 4.2 – Comparaison entre la transformée de Fourier du début de  $p_{ac}$  et la réponse en fréquence du résonateur pour le doigté correspondant ( $B\flat_4$ ). Les croix indiquent les maxima de la transformée de Fourier.

apparaît clairement que, malgré la faible précision des fréquences estimées, les maxima d'énergie du spectre correspondent aux maxima de la réponse en fréquence du résonateur et non pas à une série harmonique.

#### 4.2.2 Comparaison des musiciens

Selon le type d'attaque utilisé par le musicien, ce phénomène peut être présent ou non au cours de l'attaque (fig. 4.1). Afin de permettre de comparer l'ensemble des notes générées par les trois musiciens sur les flûtes à bec de l'expérience, ce phénomène doit être quantifié par une variable scalaire.

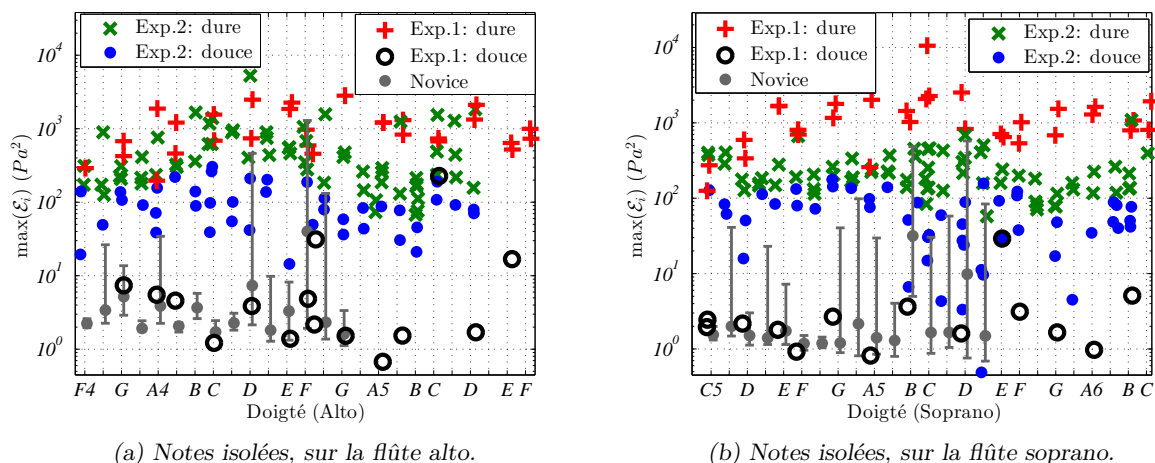
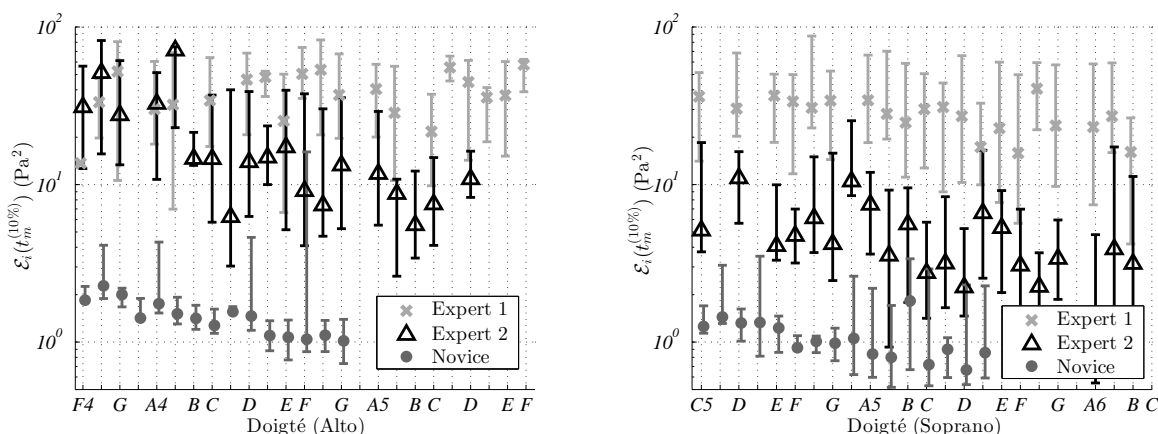


FIGURE 4.3 – Comparaison de l'amplitude de la puissance initiale reçue par l'instrument pour des notes isolées, jouées par les trois musiciens. Pour les musiciens experts les attaques dures (« t », « k » et « d ») et douces (« g » et « l »), sont identifiées. Pour le novice, le nombre de notes isolés étant plus élevées, les distributions, par doigtés sont représentées par les valeurs médianes (marqueurs) et les écarts interquartiles (lignes verticales).

L’énergie reçue initialement par le système  $\mathcal{E}_i(t)$ , est estimée en moyennant la densité spectrale d’énergie sur les fréquences inférieurs à  $5kHz$  à un chaque instant. Pour des notes isolées, il est généralement possible d’identifier un maximum local d’énergie au début du signal. Les musiciens experts ont joué des gammes avec des notes isolées en alternant des attaques dures et douces. Le novice n’a joué que des notes isolés. Pour l’ensemble de ces notes, les amplitudes des maxima locaux d’énergie sont indiqués sur la figure 4.3. Les attaques dures sont associées à une énergie apportée initialement à l’instrument, supérieure à celle apportée lors d’une attaque douce. Cette différence est plus marquée pour le premier musicien expert dont les attaques douces jouées lors de l’exercice, sont associées à la consonne « l », très douces, mais peu utilisées en contexte musicale. Le deuxième musicien a joué des attaques associées à la consonne « g », plus utilisées, mais moins différentes des attaques dures (« t » et « d »). Pour les attaques dures, ils injectent quasiment la même quantité d’énergie, bien que la signature fréquentielle de cet apport soit différente (sec. 4.2). Le musicien novice obtient des distributions resserrées autour des énergies obtenues pour les attaques douces de type « l ». Cette énergie correspond à la puissance du bruit de mesure. Les attaques de type « l » et les attaques utilisées par le novice semble donc apporter un énergie précoce négligeable devant le bruit ambiant. Pour les trois musiciens, pour un type d’attaque donnée, l’amplitude de l’énergie apportée semble indépendante du doigté et de l’instrument utilisé, bien que la signature fréquentielle de cette apport d’énergie soit propre à un doigté donné (sec. 4.2.1).

Afin d’étendre cette analyse à l’ensemble des notes jouées par les musiciens, il est nécessaire de modifier légèrement la méthode utilisée pour quantifier le phénomène. En effet, même lorsque les notes sont détachées, il n’est pas rare qu’une oscillation résiduelle de la note précédente persiste, lorsque la nouvelle note commence. Cette oscillation rémanente est généralement limitée à la fréquence fondamentale. Afin de ne pas prendre en compte cette oscillation dans le calcul de l’énergie initiale reçue par l’instrument, la densité spectrale d’énergie est moyennée entre  $5kHz$  et 1,5 fois la fréquence fondamentale maximale entre celle de la note précédente et de la nouvelle. De même, le maximum local est difficile à déterminer. L’étude des notes isolées a permis d’identifier que, lorsqu’il a lieu, l’apport d’énergie est maximal aux environs de l’instant où la pression atteint 10% de sa valeur cible ( $t_m^{(10\%)}$ ). L’importance de l’énergie initial reçue est donc quantifié par l’importance de l’énergie moyenne en hautes fréquences à cet instant ( $\mathcal{E}_i(t_m^{(10\%)})$ ) (fig. 4.4).

L’indépendance de l’énergie estimée par rapport à l’instrument et au doigté utilisé permet de faire une comparaison globale des valeurs obtenues par chacun des musiciens (fig. 4.4). Cette comparaison permet de différencier les trois musiciens. Le novice obtient une distribution très resserrée autour d’une valeur basse qui correspond à l’énergie moyenne liée au bruit de mesure sur la gamme de fréquence étudiée. La légère différence avec les valeurs de la figure 4.3, est liée au moyennage de l’énergie sur une gamme de fréquence plus restreinte. Le novice n’injecte donc pas d’énergie acoustique précoce au système. L’observation de quelques notes plus en détails permet de s’assurer que cette différence n’est pas liée au choix arbitraire de l’instant auquel l’énergie est observée ( $t_m^{(10\%)}$ ). Pour les musiciens expert, les distributions sont proches en basses fréquences, puis l’énergie diminue pour les notes aigües pour le deuxième musicien. Cela provient également du changement de la gamme de fréquences sur laquelle est moyennée l’énergie. Lorsque la note jouée est aigüe, en excluant les fréquences inférieurs à la fréquence fondamentale, l’énergie estimée est grandement diminuée pour le deuxième musicien expert qui apporte principalement



(a) Répartition des valeurs par doigtés de la flûte Alto. (b) Répartition des valeurs par doigtés de la flûte Soprano. Les valeurs médianes sont indiquées par les marqueurs. Les lignes verticales indiquent les écarts interquartiles.

FIGURE 4.4 – Comparaison entre les musiciens, de la densité spectrale de puissance moyennée sur la plage de fréquence ( $2.5f_1 < f < 5kHz$ ), lorsque la pression d'alimentation est à 10% de sa valeur cible. Les valeurs médianes sont indiquées par les marqueurs. Les lignes verticales indiquent les écarts interquartiles.

de l'énergie sur les fréquences inférieures à  $1.5kHz$ .

L'ensemble de ces observations mettent en évidence que le phénomène étudié ici est un phénomène utilisé par les musiciens nécessitant une certaine expertise. Son contrôle ou son utilisation peut également varier entre les musiciens et d'une attaque à une autre. Les musiciens sont donc capables de contrôler l'amplitude de l'énergie apportée. La répartition fréquentielle de cette énergie semble, quant à elle, être spécifique à chaque musicien.

### 4.2.3 Temps caractéristique

Un dernier aspect permettant de déterminer le mécanisme à l'origine de cet apport d'énergie est l'état du jet pendant que cet apport a lieu. Pour caractériser son état, il est possible d'estimer l'instant auquel le jet atteint le biseau à partir de la connaissance de sa vitesse  $U_j$  au cours du temps. Les canaux de flûtes à bec ont une section dont l'une des dimensions est très supérieure à l'autre ((largeur :  $H \approx 2cm$ )  $\gg$  (hauteur :  $h \approx 1mm$ )). Le profil de vitesse en sortie de canal peut donc être supposé invariant selon la largeur. D'après les études menées par C. Ségoufin, les longueurs des canaux de flûtes à bec sont suffisantes pour que les effets de la viscosité influent sur le profil de vitesse. Malgré la convergence du canal tend à restituer un profil de vitesse trapézoïdale en sortie du canal, on supposera un profil de jet de Poiseuille. La vitesse centrale du jet en sortie du canal, peut alors être estimée par l'équation de Bernoulli non-stationnaire à partir de la mesure de la pression d'alimentation  $p_m$  :

$$\rho l_c \frac{dU_j}{dt} + \frac{1}{2} \rho U_j^2 = p_m \quad (4.1)$$

où  $l_c$  est la longueur du canal de l'instrument et  $\rho$  la masse volumique de l'air. M.P. Verge [Ver<sup>+</sup>94b] a montré qu'il est possible de borner la position de l'extrémité du jet au cours du temps avec deux formules simples.

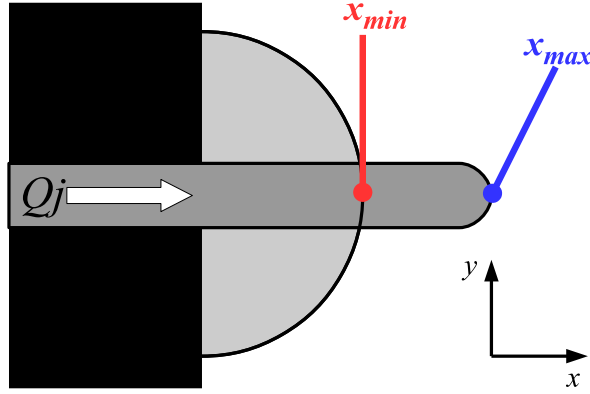


FIGURE 4.5 – Représentation des deux expansions caricaturales du jet associées à la majoration ( $x_{max}$ ) et la minoration ( $x_{min}$ ) de la position du jet.

La position est majorée en supposant que le jet à une largeur constante au cours de son développement (fig. 4.5). La position est alors obtenue simplement par intégration de la vitesse centrale du jet :

$$x_{max}(t) = \int_{t_0}^t U_j d\tau. \quad (4.2)$$

La position est minimisée en supposant que le jet agit comme une source d'écoulement potentiel, s'écoulant dans un espace semi-infini (fig. 4.5). En supposant un profil de vitesse de Poiseuille avec une vitesse centrale estimée par l'équation de Bernoulli, la conservation du débit donne :

$$\pi x_{min}(t) \frac{dx_{min}}{dt} = Q_j = \frac{2}{3} U_j h$$

ce qui se traduit sur la position du jet par :

$$x_{min}(t) = \left( \frac{4h}{3\pi} \int_{t_0}^t U_j d\tau \right)^{1/2} = \left( \frac{4h}{3\pi} x_{max}(t) \right)^{1/2} \quad (4.3)$$

avec  $h$  la hauteur du canal. La difficulté expérimentale pour estimer ces positions est de définir l'instant  $t_0$  à partir duquel on commence l'intégration. Cet instant est choisi comme le dernier instant du transitoire d'attaque où la vitesse de jet estimée est inférieure ou égale à 0. À partir de l'estimation de ces positions et de la mesure de la distance  $W$  entre la sortie du canal et la pointe du biseau, il est possible de borner le temps nécessaire au jet  $t_{jet}$  pour atteindre le biseau. Le temps le plus court correspond à l'instant où la position  $x_{max}$  est égale à la largeur de la fenêtre  $W$  et le plus long à l'instant où la position  $x_{min}$  est égale à cette largeur.

Afin de savoir si l'apport initial d'énergie se fait lorsque le jet est établi ou non, ces temps sont comparés à l'instant  $t_m^{(10\%)}$  auquel l'énergie du phénomène important, pour les notes présentant un maximum d'énergie important ( $\mathcal{E}_i(t_m^{(10\%)}) > 5\text{Pa}^2$ ). Statistiquement, sur l'ensemble des attaques mesurées, l'apport d'énergie est maximal avant que le jet n'ait atteint le biseau et ce, même avec la formule qui donne les temps d'établissement les plus courts (fig. 4.6). La différence de temps est significative par rapport à la durée du phénomène : le phénomène est

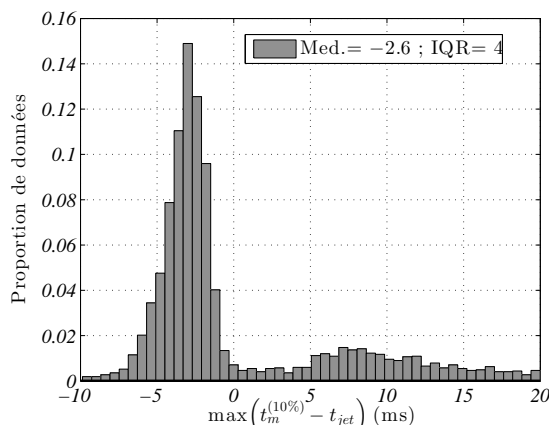


FIGURE 4.6 – Histogramme normalisé de la différence de temps minimal entre l’instant où l’énergie des hautes fréquences est maximale ( $t_m^{(10\%)}$ ) et la plus courte estimation du temps d’établissement du jet  $t_{jet}$ , estimé via le calcul de  $x_{max}$ . Un temps négatif indique que l’énergie apparaît avant l’établissement du jet.

visible pendant une dizaine de millisecondes pour une valeur médiane de la distribution étudiée d’environ  $-3$ ms.

Ces observations montrent que cet apport initial d’énergie se fait avant que le jet n’ait atteint le biseau. Dans les attaques utilisées par les musiciens, cette observation élimine donc l’hypothèse que cette source est liée à une interaction entre le jet et le biseau, et notamment le mécanisme proposé par M.P. Verge associé à la formation d’un vortex à cet instant.

Le phénomène est finalement décrit par un apport d’énergie simultané sur différentes fréquences de résonances du résonateur, lorsque le temps de montée de la vitesse de jet est rapide. De plus, la source n’est pas créée par une interaction entre le jet et le biseau. L’ensemble de ces observations semble confirmer l’hypothèse d’une élévation de pression induite par le développement du jet proposée M.P. Verge [Ver<sup>+</sup>94b]. Un développement de son approche est donc proposé.

### 4.3 Modélisation

Dans les instruments à embouchure de type flûte, le jet généré par l’écoulement dans le canal débouche dans l’espace compris entre le canal et le biseau appelé la fenêtre de l’instrument. M.P. Verge[Ver<sup>+</sup>94b] propose d’assimiler le jet à une source de débit acoustique. Dans le cas des instruments de type flûte à bec, l’impédance acoustique au point d’injection de cette source est déterminée par la combinaison de deux impédances caractéristiques du résonateur : l’impédance du tuyau principal  $Z_b$  et l’impédance de la fenêtre de l’instrument  $Z_w$ . Une approximation au temps court et des hypothèses sur l’impédance de fenêtre lui permet d’estimer l’amplitude de l’apport initial d’énergie.

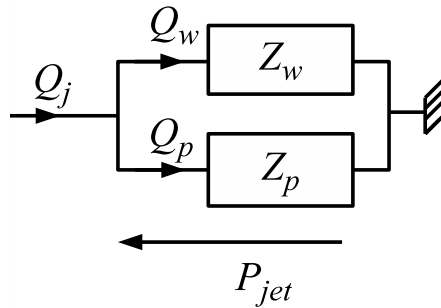
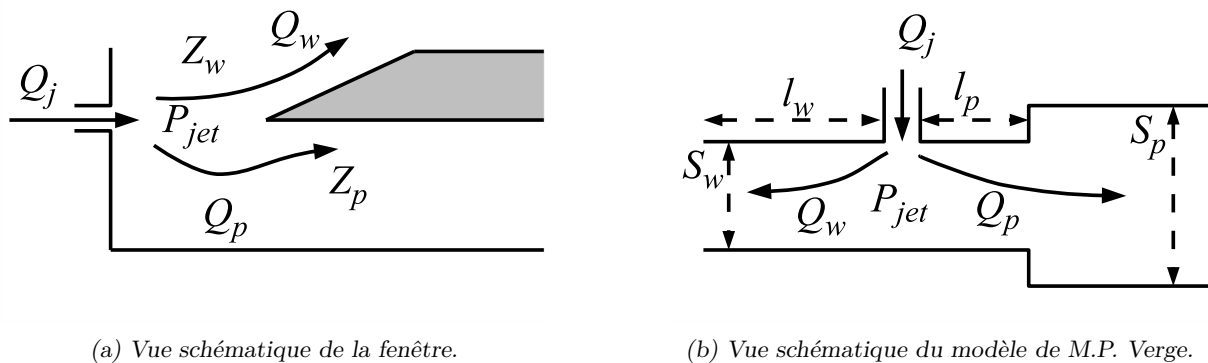
Une réécriture acoustique de ce modèle, incluant des impédances mesurées, permet de valider ce modèle sur les aspects spectraux, notamment en comparant le spectrogramme d’un signal modélisé à celui d’un signal mesuré.



## 4.3.1 Modèle

## Principe du modèle

Le mécanisme source proposé par M.P. Verge[Ver<sup>+</sup>94b] repose sur le fait que le jet se développe dans un espace confiné. Il se développe dans la fenêtre de l'instrument qui, d'un point de vue acoustique, est séparée de l'extérieur d'une part par le résonateur caractérisé par son impédance hydraulique  $Z_p$  et d'autre part par la fenêtre caractérisée par son impédance hydraulique  $Z_w$  (fig. 4.7a). Une brusque élévation du débit du jet va induire une élévation de pression dans la fenêtre de l'instrument. Cette élévation de pression sera d'autant plus grande que la variation du débit est importante et que le confinement est fort.



(c) Schéma électrique équivalent.

FIGURE 4.7 – Vue schématique du lien entre débit du jet  $Q_j$  et la surpression  $p_{jet}$ , reliée aux impédances de fenêtre  $Z_w$  et de tuyau  $Z_p$ .

M.P. Verge[Ver<sup>+</sup>94b] aborde ce problème d'un point de vue de la mécanique des fluides. Pour des temps courts, le résonateur de l'instrument peut être assimilé à un tube infini de section  $S_p$ . La fenêtre est alors assimilée à un tube de section  $S_w$  dans lequel s'écoule le jet. Le point d'injection se trouve à une distance  $l_w$  de l'extérieur et une distance  $l_p$  du tube infini (fig. 4.7b). Le débit du jet  $Q_j$  est alors divisé en deux débits, l'un s'échappant par la fenêtre  $Q_w$  et l'autre rentrant dans le résonateur  $Q_p$ . Sur les temps courts, les effets inertiels de l'équation de Bernoulli non-stationnaire (4.1) sont prédominants. M.P. Verge montre ensuite que si les temps de montée sont rapides le jet s'échappe principalement par la fenêtre :  $Q_w \gg Q_p$ . Pour un profil de vitesse de jet de Poiseuille en sortie du canal, l'élévation de pression induite par le jet  $p_{jet}$

peut finalement s'écrire en fonction de la pression d'alimentation  $p_m$  :

$$\begin{aligned} p_{jet} &= \frac{\rho l_w}{S_w} \frac{dQ_j}{dt} \\ &= \frac{2}{3} \frac{p_m}{1 + \frac{l_c}{l_w} \frac{S_w}{S_c}} \end{aligned} \quad (4.4)$$

où  $l_c$  et  $S_c$  sont la longueur et la section du canal. Ces approximations lui permettent de montrer qu'aux temps courts, l'importance de l'élévation de pression  $p_{jet}$  dépend uniquement de la géométrie de la fenêtre et de la variation de débit. Pour prendre en compte les effets des résonances acoustiques sur ce mécanisme, il impose ensuite ce terme en entrée d'un résonateur temporel, du même type que celui décrit en annexe C.

### Formulation acoustique

Une formulation acoustique de ce mécanisme est proposée ici, afin de pouvoir le calculer à partir des impédances mesurées (annexe A). On montrera, qu'aux temps courts, les deux formulations sont équivalentes.

Le jet est ici assimilé à une source de débit acoustique. Le schéma électrique équivalent permet d'appréhender simplement le problème (fig. 4.7c). Par définition des deux impédances on a :

$$Q_p(\omega) = \frac{P_{jet}(\omega)}{Z_p(\omega)} \quad (4.5)$$

$$Q_w(\omega) = \frac{P_{jet}(\omega)}{Z_w(\omega)}, \quad (4.6)$$

avec  $\omega$  la pulsation et  $P_{jet}(\omega)$  et  $Q_p(\omega)$  les transformées de Fourier de  $p_{jet}(t)$  et  $Q_p(t)$ . La conservation de débit impose :

$$Q_j(\omega) = Q_p(\omega) + Q_w(\omega). \quad (4.7)$$

Finalement, la surpression induite par la création du jet s'écrit en fonction du débit du jet :

$$P_{jet}(\omega) = \frac{Q_j(\omega)}{\frac{1}{Z_w} + \frac{1}{Z_p}} = Q_j(\omega) Z_{jet} \quad (4.8)$$

où  $1/Z_{jet} = 1/Z_p + 1/Z_w$ . En sortie du canal, le profil de vitesse est supposé être un profil de Poiseuille dont la vitesse centrale est approchée par la vitesse  $U_j$  calculée avec l'équation de Bernoulli eq.(4.1). Le débit  $Q_j$  s'écrit alors  $Q_j = 2/3 U_j S_c$ , ce qui donne pour l'élévation de pression :

$$P_{jet}(\omega) = \frac{2S_c}{3} U_j(\omega) Z_{jet} \quad (4.9)$$

Sous les hypothèses de M.P. Verge, cette formulation est équivalent à celle qu'il propose. En première approximation l'impédance de la fenêtre est uniquement liée à une inertance (équivalent d'une masse acoustique) :  $Z_w = j\omega M_w$ . Lorsque les temps sont courts par rapport aux résonances du résonateur, il est vu comme un tube infini de section  $S_p$ . Son impédance s'écrit alors  $Z_p = j\omega M_p + \frac{\rho c}{S_p}$ , avec  $\rho$  la masse volumique de l'air,  $c$  la vitesse du son et  $M_p$  une inertance liée au biseau et au changement de section. On a donc :

$$\frac{Q_w}{Q_p} = \frac{Z_p}{Z_w} = \frac{M_p}{M_w} + \frac{\rho c}{j\omega M_w S_p}. \quad (4.10)$$

Faire une approximation à temps court revient à ne considérer que les fréquences élevées :  $\omega \rightarrow \infty$ . Donc si l’inertance du tube est négligeable devant celle de la fenêtre ( $M_p \ll M_w$ ), l’impédance de fenêtre est très petite devant l’impédance du tube à temps court ( $Z_w \ll Z_p$ ) et le débit sortant par la fenêtre est très grand devant celui entrant dans le tube de l’instrument ( $Q_w \gg Q_p$ ). L’hypothèse sur les inertances, non évoquée par M.P. Verge est a priori vérifiée. En effet l’inertance de la fenêtre  $M_w$  inclue une inertance de rayonnement, supérieur à l’inertance  $M_p$  principalement associée à un changement de section et de direction de l’écoulement. Finalement, à temps court la surpression s’écrit :

$$P_{jet}(\omega) \underset{\omega \rightarrow \infty}{\approx} Q_j(\omega)Z_w = j\omega M_w Q_j(\omega). \quad (4.11)$$

Cette formulation est équivalente à celle proposée par M.P. Verge (eq.(4.4)).

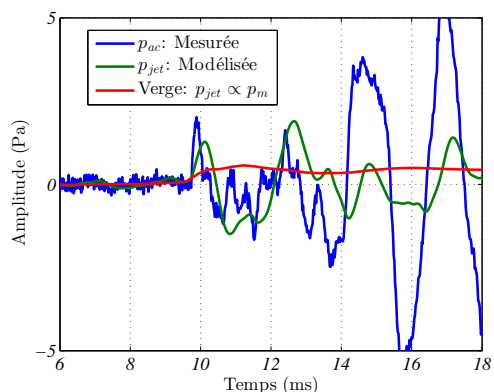
En mesurant les impédances  $Z_w$  et  $Z_p$  pour les différents doigtés il est possible de calculer l’apport d’énergie ainsi modélisé pour les notes jouées par les musiciens.

### 4.3.2 Comparaison modèle expérience

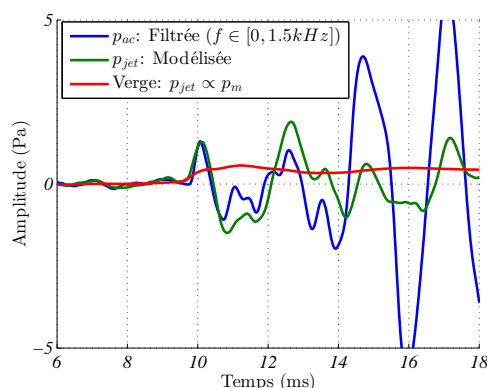
Afin d’appliquer cette modélisation, il a été choisi de travailler dans le domaine temporel. Pour une attaque donnée, la vitesse de jet centrale  $U_j$  est calculée à partir de l’équation de Bernoulli instationnaire (eq. 4.1). Les impédances  $Z_w$  et  $Z_p$  sont mesurées via un capteur d’impédance (annexeA). Elles sont utilisées pour calculer l’impédance totale perçue par le jet  $Z_{jet}$ . La réponse impulsionnelle associée est déduite par l’utilisation d’une transformée de Fourier inverse. Ces mesures ne sont effectuées qu’entre  $100Hz$  et  $5kHz$ . Le signal de débit est donc d’abord filtré en dehors de cette gamme de fréquences avant d’être convolué par la réponse impulsionnelle. Ce phénomène se déroulant sur des temps très courts il est ici nécessaire de corriger le retard lié à la propagation de la surpression dans le capillaire utilisé pour mesurer la pression d’alimentation (chap. 3) pour comparer les modélisations aux mesures de la pression acoustique.

Les signaux ainsi calculés pour les attaques présentées en exemple (fig. 4.1), peuvent être comparés aux signaux acoustiques mesurés (fig. 4.8). Le dispositif expérimental utilisé pour mesurer la pression d’alimentation (capteur de pression et capillaire) coupe les hautes fréquences, au-dessus d’environ  $1.5kHz$ . N’ayant pas d’information pour ces hautes fréquences dans la pression d’alimentation, les simulations ne pourront pas prédire correctement l’amplitude de ces hautes fréquences. Afin d’avoir une comparaison pertinente entre modélisation et mesure, les signaux acoustiques présentés sont filtrés par un filtre passe-bas de fréquence de coupure  $1.5kHz$  (fig.4.8b, 4.8c et 4.8d). La comparaison entre la pression acoustique et la pression induite par le développement du jet est pertinente uniquement dans les premiers instants, lorsque l’amplitude de la fréquence fondamentale reste faible. En effet, ici la source principale liée à l’interaction jet-biseau n’est pas modélisée. De plus, lorsque que l’oscillation acoustique est importante dans l’instrument elle induit une fluctuation de la pression de contrôle [Auv<sup>+</sup>15]. Cette fluctuation induit alors une fluctuation de la vitesse de jet calculé, qui induit à son tour une fluctuation de la pression estimée  $p_{jet}$ .

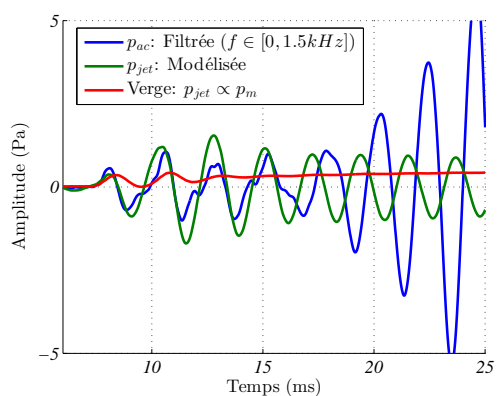
Pour l’attaque douce, la pression d’alimentation et donc la vitesse de jet évoluant lentement, le modèle prévoit bien l’absence d’apport d’énergie (fig. 4.8d). Cette observation est également visible sur le spectrogramme (fig. 4.1f). Pour les attaques dures des deux musiciens, l’amplitude de la surpression  $p_{jet}$  est du même ordre de grandeur que les perturbations de la pression



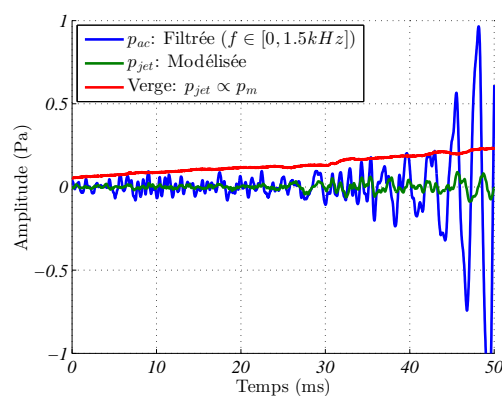
(a) Comparaison des signaux modélisés au signal brut de la pression acoustique mesurée pour l'attaque dure « d » de l'expert 1 présentée en figure 4.1a.



(b) Comparaison des signaux modélisés au signal de la pression acoustique mesurée filtré au-dessus de 1.5kHz pour l'attaque dure « d » de l'expert 1 présentée en figure 4.1a.



(c) Comparaison des signaux modélisés au signal de la pression acoustique mesurée filtré au-dessus de 1.5kHz pour l'attaque dure « d » de l'expert 2 présentée en figure 4.1c.



(d) Comparaison des signaux modélisés au signal de la pression acoustique mesurée filtré au-dessus de 1.5kHz pour l'attaque douce « l » de l'expert 1 présentée en figure 4.1e.

FIGURE 4.8 – Comparaison des signaux temporels de la pression acoustique mesurées ( $p_{ac}$  en bleu) et de la pression modélisées ( $p_{jet}$  en vert) correspondants aux attaques présentées en figure 4.1. Les pressions d'alimentation correspondantes peuvent visualisé à travers les prédictions du modèles de M.P. Verge (en rouge) proportionnelles à la pression d'alimentation.

acoustique mesurée (fig. 4.8b et fig. 4.8c). Du point de vue spectral on retrouve bien les mêmes répartitions fréquentielles que celles mesurées (fig. 4.1b et fig. 4.1d). L'amplitude des basses fréquences semble plutôt bien modélisée mais les hautes fréquences ont une amplitude plus faible que celles observées expérimentalement. Cette différence du contenu spectral se retrouve également lors de la comparaison des signaux temporels de la pression acoustique mesurée et de la pression modélisée (fig.4.8a). La pression acoustique présente une montée plus abrupt au début de l'oscillation (environ 10ms) que le signal modélisé et présente ensuite des oscillations rapides, absentes de la modélisation. Comme évoqué précédemment, le dispositif expérimental utilisé pour mesurer la pression d'alimentation à partir de laquelle la pression initiatrice  $p_{jet}$  est estimée ne permet pas de mesurer des fréquences supérieures à 1.5kHz. La mesure sous-

estime donc l'amplitude des hautes fréquences dans la pression d'alimentation et cette différence se répercute sur la pression initiatrice modélisée. Pour s'assurer que la faible amplitude des composantes hautes fréquences observée sur les spectrogrammes (fig. 4.1b et fig. 4.1d) est lié au dispositif expérimental, le signal acoustique est filtrée avec un filtre passe-bas de fréquence de coupure à  $1.5kHz$  (fig.4.8b, 4.8c et 4.8d). Il apparait alors une bonne similitude entre les signaux modélisés et les signaux mesurés filtrés. On observe également, que lors des premiers instants, l'expression proposée par M.P. Verge et celle proposée ici sont équivalentes. Elles divergent ensuite rapidement.

Le modèle utilisé ici semble donc prometteur, mais afin de confirmer sa pertinence, il serait nécessaire d'estimer la pression initiatrice à partir d'un signal de pression d'alimentation mesurée avec un capteur ayant une meilleure réponse en fréquence. De nouvelles mesures ciblées, utilisant un capteur ayant une dynamique de réponse très élevée, sans forcément permettre une mesure de la composante statique, comme un microphone permettrait de vérifier cette hypothèse. Ces comparaisons détaillées ne peuvent se faire que sur des notes isolées. Lors d'enchaînement rapide de notes, l'extinction de la note précédente n'est pas toujours terminée lorsque la note suivante commence. Les signaux temporels mesurés ne peuvent alors pas être comparés aux signaux simulés. De plus, les impédances peuvent être mesurées de manière fiable uniquement pour les 16 doigtés les plus graves. Les suivants nécessitent l'utilisation de trous partiellement fermés. Le nombre de note disponible est finalement assez limité (une centaine au total). Cependant, les observations faites ici sont globalement valables pour l'ensemble des attaques vérifiant ces conditions.

## 4.4 Bilan et conclusions du chapitre

Dans cette étude, l'apport initial d'énergie nécessaire à la mise en oscillation a été caractérisé, notamment du point de vue spectral. Il s'agit d'un apport d'énergie fait simultanément sur plusieurs des fréquences de résonance du résonateur. La bande de fréquence dans laquelle cette énergie est apportée dépend du musicien (entre  $2kHz$  et  $5kHz$  pour l'un et sous  $1.5kHz$  pour l'autre). Ce phénomène a lieu avant que le jet n'ait atteint le biseau. Fort de ces observations le modèle de source proposé par M.P. Verge[Ver<sup>+</sup>94b] a été réécrit d'un point de vue acoustique. Ce modèle permet de retrouver la répartition de cet apport d'énergie sur les fréquences de résonance du résonateur. L'amplitude des basses fréquences sont plutôt bien estimée, mais l'énergie en hautes fréquences ( $f > 1.5kHz$ ) est sous-estimée. Cet écart semble associé aux caractéristiques des capteurs de pression utilisé. En effet, lorsque les composantes hautes fréquences, non-mesurées par le capteur de pression d'alimentation son filtrées dans le signal de pression acoustique, la modélisation rejoint la mesure.

Pour confirmer ce modèle il serait intéressant de faire varier de manière contrôlée les paramètres influant cet apport d'énergie. Pour ce qui est de la montée de pression, la difficulté réside dans la nécessité d'avoir une élévation très rapide de la montée de pression (de l'ordre de la milliseconde). Les équipements existants permettant ce type de montée de pression sont souvent incompatibles avec les pressions utilisées sur ce type d'instrument. Un deuxième point intéressant à étudier serait l'influence de la géométrie de la fenêtre de l'instrument sur l'importance du phénomène. En effet comme souligné précédemment, c'est principalement cette impédance qui

va agir sur l'amplitude du phénomène pour une montée de pression donnée. Certains luthiers ont notamment remarqué qu'une modification de la géométrie de la fenêtre pouvait influencer la dureté de l'attaque d'une flûte à bec [Goh15]. Cette observation est cohérente avec le modèle présenté ici.

Le deuxième mécanisme proposé par Verge, a été ici exclue de la modélisation car l'impact du jet se fait après le maximum d'injection d'énergie observée. Cependant, ce phénomène peut malgré tout avoir son importance dans l'initiation de l'oscillation. On note par exemple, que contrairement à ce qui est prévu par le modèle proposé ici, l'amplitude de l'oscillation, hautes fréquences comprises semblent avoir un regain d'amplitude aux environs de  $14ms$  pour les deux attaques dures présentées (fig. 4.8b et fig. 4.8c). Ce regain pourrait être lié à la formation de ce vortex. Le peu d'études existantes sur ce phénomène, nous empêche de conclure clairement sur son importance. Des exemples d'attaque intermédiaire sur des tuyaux d'orgues, avec des montées de pressions comprises entre les attaques dures et douces utilisées par les musiciens, sont présentées dans le chapitre (chap.7). Pour ces attaques nous verrons que le modèle présenté ici ne permet pas de rendre correctement compte de l'initiation observée, et que la prise en compte de l'impact du jet sur le biseau pourrait être une piste d'amélioration intéressante.

Dans les attaques présentées dans ce chapitre, les doigts du musicien étaient posés sur l'instrument. En condition de jeu, l'impact des doigts sur le résonateur peut également participer à l'initiation de l'oscillation. Cette technique, plus couramment évoqué dans le cas de la flûte traversière est également parfois évoqué dans le jeu de la flûte à bec basse [Bol16]. L'étude de cet outil dans le jeu de la flûte à bec et de son importance relative vis à vis du mécanisme évoqué ici pourrait également être une piste intéressante d'amélioration de la compréhension de l'initiation de l'oscillation.



# Croissance des différents régimes

---

## 5.1 Introduction

Le développement de composantes hautes fréquences pendant les transitoires d'attaque est une des spécificités des tuyaux d'orgues à embouchure de flûte. Cette spécificité, évoquée dans l'introduction (chap. 1), a fait l'objet de nombreuses études.

Les études de Keeler [Kee72] permettent de mettre évidence que l'importance de ces composantes et leur fréquences dépendent du type de tuyau d'orgue utilisé. Il associe les fréquences de ces composantes aux fréquences de résonance du tuyau. Les composantes correspondent alors à la deuxième ou troisième fréquence de résonance de l'instrument selon le type de tuyau. Cela correspond plus ou moins à 2 ou 3 fois la première fréquence de résonance si le tuyau est ouvert, comme les tuyaux de type *diapason*, ou 3 et 5 fois la première fréquence de résonance pour les tuyaux fermés tels les *bourdons*. Ces hautes composantes ont des amplitudes comparables à l'amplitude de l'oscillation acoustique en régime stationnaire. De plus le maximum de ces amplitudes est atteint après une étape de croissance progressive et un certain temps après le début de l'attaque. Elles ne semblent donc pas associées à un mécanisme d'initiation de l'oscillation tel que celui décrit dans le chapitre précédent (chap. 4).

Nolle [Nol<sup>+</sup>92] montre expérimentalement sur deux tuyaux d'orgue (un ouvert et un fermé) que le développement du deuxième mode du résonateur est d'autant plus important que la montée de la pression d'alimentation est rapide. Il retrouve cette relation en simulant des attaques avec un modèle simplifié. Ce modèle, basé sur le modèle « jet-drive » (Chap. 2.3.1), inclut essentiellement un retard temporel lié à la vitesse de jet ainsi qu'un résonateur multi-modal. En se basant sur un modèle plus détaillé, Fletcher [Fle76] obtient le même type d'observations sur des attaques simulées. M.P. Verge [Ver<sup>+</sup>97b] simule quelques transitoires d'attaque en utilisant une formulation du modèle « jet-drive » proche de celle proposée ici (chap. 2). En ajustant les paramètres de ce modèle il réussit à obtenir pour une attaque, un développement du deuxième mode de l'instrument très proche de ce qu'il mesure.

Comme évoqué précédemment (chap. 4), il est difficile de savoir si le phénomène décrit par Castellengo [Cas99] est identique au phénomène décrit jusqu'ici. Les transitoires d'attaque présentés sont également caractérisés par la présence de hautes fréquences favorisées par une montée rapide de la pression d'alimentation. Cependant ces fréquences correspondent à celles de résonances très élevées du résonateur, qui sont généralement supérieures à la quatrième. Ces hautes fréquences sont associées à un mécanisme appelé *mouth-tone*, assimilable à un son de biseau coloré par le résonateur de l'instrument. Ce mécanisme est repris dans l'étude de Miklós et Angster [Mik<sup>+</sup>00] pour expliquer la croissance d'une composante correspondant à la deuxième fréquence du résonateur pendant l'attaque des tuyaux d'orgue.

D'autres études ont montré que certains paramètres de factures ou de contrôle peuvent modi-



fier l'importance de ces composantes. Ségoufin [Ség00] montre ainsi que la longueur du canal ou la présence de chanfrein peut influencer sur l'amplitude de ces composantes. Plus le canal est court, plus le développement pendant l'attaque de la deuxième fréquence de résonance du résonateur est important. Auvray [Auv13] montre également que cette fréquence peut être favorisée par un couplage entre le résonateur de l'instrument et le conduit d'alimentation.

La plupart des études évoquées ici se limite à la description du phénomène. Certaines mettent en évidence l'influence d'éléments de facture sur le développement de ces composantes hautes fréquences, tel que le type de résonateur utilisé [Kee72] ou la géométrie du canal [Ség00], et d'autres s'attachent à décrire l'influence de la vitesse de montée de pression [Nol<sup>+</sup>92; Fle76; Cas99]. Cependant, aucune de ces études ne quantifie ces observations.

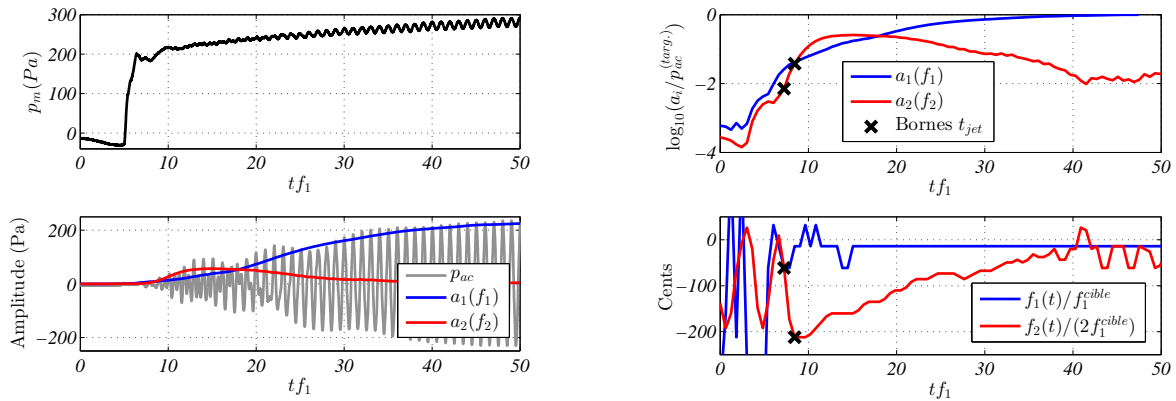
Ce chapitre présente tout d'abord une étude de ce phénomène sur les données acquises pour l'étude du chapitre 3. Cela permet notamment de mettre en évidence l'existence de ce phénomène dans des attaques de flûte à bec en condition de jeu ainsi que celle d'un lien entre leur présence et le doigté utilisé. Dans un second temps, des attaques sont générées sur un tuyau d'orgue qui est alimenté par un dispositif expérimental contrôlant la pression d'alimentation. L'étude de ces attaques permet de quantifier la relation entre la montée de pression et l'importance de ces composantes au cours du transitoire d'attaque. Ce phénomène peut ainsi être interprété comme un changement de stabilité des différents régimes au cours des transitoires d'attaque.

## 5.2 Observation sur les musiciens

Lors de certains transitoires d'attaque produits par les musiciens pour l'étude du chapitre 3 on retrouve un phénomène similaire à celui observé dans la littérature sur les tuyaux d'orgue : une oscillation à une fréquence élevée croît simultanément à celle de la fréquence fondamentale. Parfois cette fréquence prédomine l'oscillation acoustique pendant un court instant (fig. 5.1a). Les données acquise lors de cette expérience présentée dans le chapitre 3, sont donc utilisée ici afin d'étudier ce phénomène dans le cas de la flûte à bec en condition de jeu.

Sur les signaux mesurés, la fréquence  $f_2$  de cette oscillation est proche de la fréquence du deuxième régime de l'instrument, elle-même proche du double de la fréquence fondamentale du premier régime :  $f_2 \approx 2f_1$ . Afin de mesurer l'évolution des caractéristiques (amplitudes  $a_i$  et fréquences) de cette composante au cours du temps une transformée de Fourier à court terme est utilisée (annexe B). Un recouvrement temporel de 80% est assuré entre deux fenêtres successives afin d'éviter toute perte d'information. Les amplitudes estimées sur l'exemple présenté sont superposée au signal de la pression acoustique  $p_{ac}$  (fig. 5.1a).

Il est possible de suivre la fréquence  $f_i$  et l'amplitude  $a_i$  des différentes composantes fréquentielles au cours du temps (fig. 5.1b). Lorsque l'instrument oscille à la fréquence  $f_1$  en régime stationnaire, du fait des non-linéarités, il existe une composante fréquentielle à  $f = 2f_1$ . L'amplitude de cette composante est alors dépendante de celle de la fréquence fondamentale. Au début du transitoire présenté, malgré la faible définition de l'estimation de la fréquence, il apparait que la fréquence  $f_2$  n'est pas un multiple entier de la fréquence  $f_1$ . Lorsque le comportement stationnaire s'installe, la fréquence de cette composante rejoint la valeur attendue ( $f_2 = 2f_1$ ). La fréquence fondamentale, quant à elle reste constante au cours du temps. Cette observation montre que la croissance de l'oscillation à la fréquence  $f_2$  au début de l'attaque n'est pas une



(a) Pression d'alimentation  $p_m$  et pression acoustique  $p_{ac}$ . Les amplitudes des deux premières composantes ( $a_1, a_2$ ) estimées par T.F. sont superposées au signal acoustique.

(b) Évolution temporelle de la composante  $f_2$ .

FIGURE 5.1 – Exemple de transitoire d'attaque produit par le musicien expérimenté 1 sur un  $Bb_4$  (466 Hz), présentant une prédominance éphémère d'une composante  $f_2$ . Les signaux sont représentés en fonction du temps adimensionné par la fréquence fondamentale cible :  $t f_1^{cible}$ . Les fréquences estimées au début de la mesure ( $t f_1 < 10$ ) n'ont pas de signification physique étant estimée sur du bruit.

conséquence de la croissance de l'oscillation à la fréquence  $f_1$ , mais qu'il s'agit de bien de deux croissances indépendantes et simultanées.

Afin de déterminer le type de mécanisme à l'origine de l'apparition de cette composante fréquentielle pendant la croissance de l'oscillation acoustique, il est intéressant de comparer la période pendant laquelle se développe cette oscillation au temps d'établissement du jet  $t_{jet}$ . Ce temps est calculé à partir de la position de l'extrémité du jet par rapport à la pointe du biseau, borné par les équations (4.2) et (4.3). Pour l'exemple donné, l'oscillation à la fréquence  $f_2$  se développe principalement après les deux estimations de l'instant d'interception du jet avec le biseau (fig. 5.1b). Cette observation est d'autant plus visible sur l'évolution de la fréquence  $f_2$ . Le début de la croissance des amplitudes  $a_i$  qui se fait avant le développement du jet, est la conséquence de l'apport initial d'énergie développé précédemment. Afin de généraliser cette observation, l'ensemble des attaques produites par les 3 musiciens sur l'ensemble des flûtes est étudié. Seules les attaques pour lesquelles l'oscillation à la fréquence  $f_2$  prédomine au cours du transitoire sont conservées. L'instant auquel l'amplitude  $a_i$  est maximale est alors comparé à l'estimation la plus longue du temps d'établissement du jet (fig. 5.2). Il apparaît que ce maximum est quasiment toujours atteint après l'interception du jet avec le biseau. De plus cet écart de temps est généralement de l'ordre d'une dizaine de périodes fondamentales. Cet écart montre que le phénomène observé ici est lié à un couplage entre le résonateur et le jet interagissant avec le biseau. En particulier, cette observation écarte l'hypothèse d'un mécanisme associé au couplage jet biseau seul. Le retour acoustique induit par le résonateur au niveau du biseau n'est pas négligeable devant les autres types de rétroaction, notamment le retour hydrodynamique évoqué dans le chapitre 2.2.6.

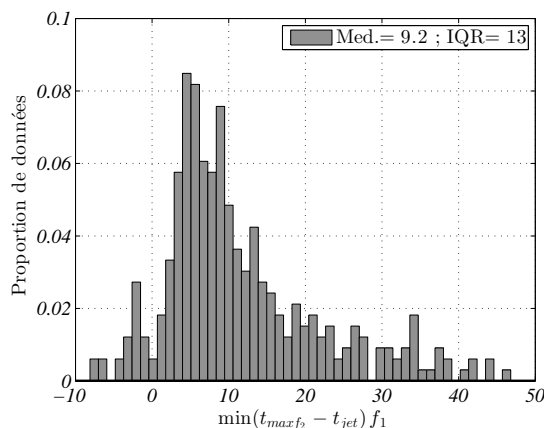


FIGURE 5.2 – Histogramme normalisé de la différence de temps maximale entre l'instant où l'amplitude la composante  $f_2$  est maximale et la plus longue estimation du temps d'établissement du jet  $t_{jet}$  (via le calcul de  $x_{min}$  eq.(4.3)).

### 5.2.1 Lien avec les doigtés

Afin de quantifier l'importance de ce type d'attaque, la proportion d'attaques présentant une prédominance momentanée de l'oscillation à la fréquence  $f_2$  sur celle à la fréquence fondamentale ( $a_2 > a_1$ ) est calculée pour chaque musicien et chaque doigté (fig. 5.3). Afin d'éviter de prendre en compte l'apport initial d'énergie, le dépassement est recherché lorsque l'amplitude acoustique est supérieur à 10% de sa valeur cible. Ce critère exclut certaines attaques dans lesquelles la croissance de l'oscillation à la fréquence  $f_2$  est indépendante de la croissance de celle à la fréquence  $f_1$  tout en gardant une amplitude inférieure. Cependant il évite d'inclure des attaques où ce phénomène n'est pas présent et où l'amplitude  $a_2$  serait liée aux non-linéarités de la source. Certaines notes de la gamme chromatique ne sont pas jouées par les musiciens experts, ou très peu (chap. 3, fig. 3.3). C'est un effet du répertoire utilisé. En effet, ces chromatismes sont exclus des modes généralement utilisés pour les morceaux de flûte à bec. Ils correspondent généralement aux doigtés de fourches. Seul les doigtés utilisés à plus de 5 reprises ont été conservés pour calculer ces proportions.

Cette proportion semble plus dépendre du doigté utilisé que du musicien produisant les attaques (fig. 5.3). On remarque cependant que le novice obtient en général une plus grande proportion de notes présentant ce type d'attaque que le premier expert. Pour le deuxième expert la proportion semble changer beaucoup d'un doigté à l'autre. Cette observation ne permet pas de conclure sur le contrôle de ce phénomène par le musicien : une même proportion peut être due au hasard pour le novice et être le résultat cherchant à différencier les attaques pour les musiciens experts. Une statistique rassemblant les trois musiciens est également effectuée afin de faire ressortir les variations entre les doigtés.

De manière générale, ce type d'attaque est plus présent dans le bas de la tessiture. Sur la deuxième octave, ce phénomène n'a quasiment jamais été observé. Dans le bas de la tessiture certains doigtés semblent privilégier ce type d'attaque par rapport à d'autres. Les doigtés pour lesquels la proportion est la plus faible sont globalement les doigtés de "fourches". Ces doigtés sont ceux pour lesquels au moins un trou est ouvert entre deux trous fermés. Sur la première octave

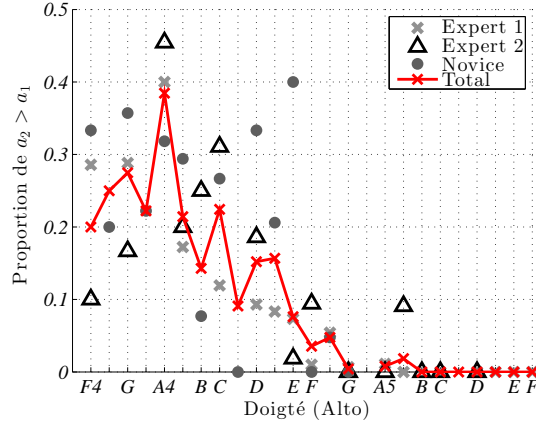


FIGURE 5.3 – Proportion d’attaques présentant une prédominance momentanée de l’oscillation à la fréquence  $f_2$ . Cette proportion est calculée indépendamment pour chaque musicien et chaque doigté de la flûte à bec alto .

de la flûte alto il s’agit de  $Bb_4$ ,  $B_4$ ,  $C\sharp_5$  et  $D\sharp_5$ . Pour les musiciens experts cette observation doit être nuancée, les doigtés de fourches correspondant généralement aux notes peu jouées. Les doigtés de fourches sont connus pour être associés à une forte in-harmonicité du résonateur. Il semble donc pertinent de s’intéresser au lien pouvant exister entre l’harmonicité du résonateur et la facilité de production de ce type d’attaque.

La source acoustique des flûtes à bec, comme pour tous les instruments de type flûte, est associée à l’apparition d’une différence de pression  $\Delta P_{source}$  à proximité de la pointe du biseau. La réponse en fréquence de l’instrument se définit alors par l’admittance  $Y_q$  perçue à cet endroit. Elle détermine pour une fréquence donnée le débit acoustique au niveau de la fenêtre  $Q_{ac}$  induit par cette différence de pression. En assurant la conservation du débit acoustique au niveau du biseau, cette admittance s’écrit en fonction de l’impédance du tuyaux ( $Z_p$ ) et de l’impédance de la fenêtre ( $Z_w$ ) définies précédemment :

$$Y_q = \frac{Q_{ac}}{\Delta P_{source}} = \frac{1}{Z_p + Z_m} \quad (5.1)$$

Dans cette étude on s’intéresse uniquement aux deux premières fréquences de résonances  $f^{(1)}$  et  $f^{(2)}$ . Les instruments de type flûte ne sonnent pas exactement sur les fréquences de résonances de l’instrument. Ces deux fréquences sont donc proches mais différentes des fréquences des différents régimes définis précédemment. Les fréquences de résonances sont identifiées comme étant les deux premières fréquences pour lesquelles la phase de l’admittance s’annule en décroissant (fig. 5.4).

L’harmonicité de la réponse en fréquence est définie ici comme étant l’écart entre la deuxième fréquence de résonances et le double de la première. Cet écart est exprimé en cents (100 cents = 1/2 ton) :

$$\text{Harmonicité} = 1200 \log_2 \left( \frac{f_2}{2f_1} \right). \quad (5.2)$$

Cette harmonicité est donc calculée sur les admittances obtenues via les mesures de  $Z_w$  et  $Z_p$  pour les 16 premiers doigtés de la flûte à bec alto (annexe A). L’harmonicité ainsi obtenue est comparée pour chaque doigté à la proportion d’attaques présentant une prédominance éphémère du deuxième régime (fig. 5.5a).

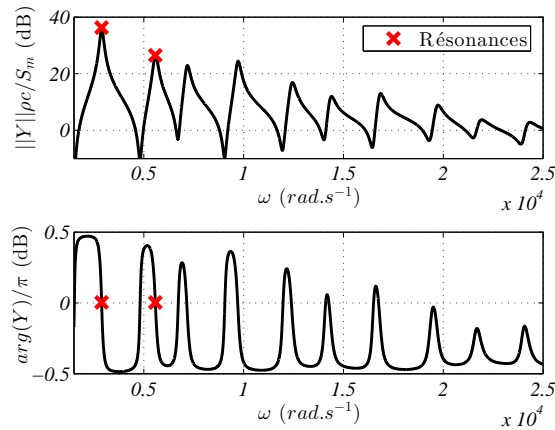
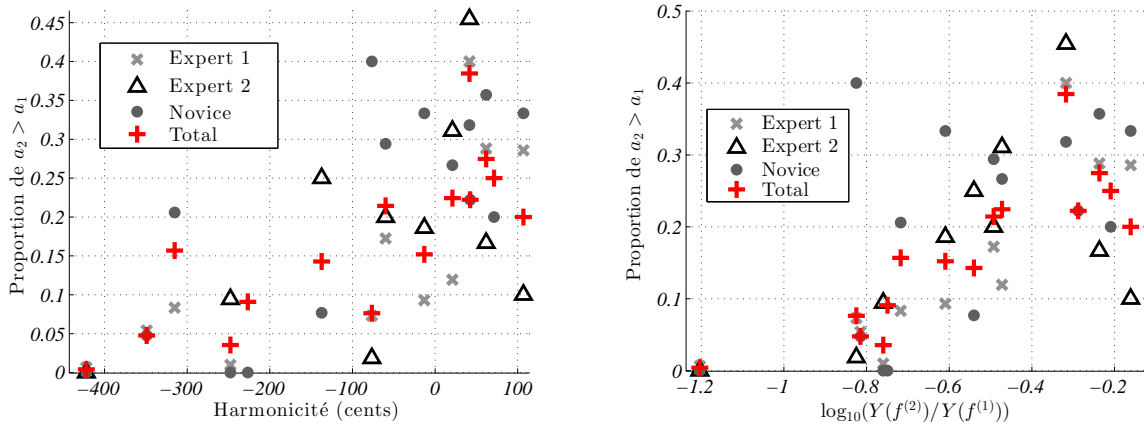


FIGURE 5.4 – Admittance d'entrée de la flûte à bec Alto avec le doigté de fourche correspondant au  $Bb_4$  (466Hz).



(a) Proportion d'attaques où  $a_2 > a_1$  en fonction de l'harmonicité du résonateur. (b) Proportion d'attaques où  $a_2 > a_1$  en fonction du rapport du gain du résonateur pour  $f^{(2)}$  et  $f^{(1)}$ .

FIGURE 5.5 – Proportion d'attaques pour chaque doigté présentant une prédominance éphémère du second régime, en fonction des caractéristiques du résonateur correspondant pour les deux premières fréquences de résonances  $f^{(2)}$  et  $f^{(1)}$ .

Une corrélation entre ces deux grandeurs semble effectivement se dessiner (fig. 5.5a). Une forte in-harmonicité négative ( $f^{(2)} < 2f^{(1)}$ ) semble réduire l'apparition de ce phénomène. Une bonne harmonicité voir, une in-harmonicité positive ( $f^{(2)} > 2f^{(1)}$ ), semble favoriser la prédominance du second régime au cours du transitoire d'attaque. Cette corrélation, difficilement interprétable, n'induit pas forcément une relation de cause à effet entre ces deux grandeurs. En effet si le second régime prédomine, c'est que pour certaines attaques, il est amplifié plus rapidement que le premier. L'amplification d'une oscillation dépend du gain global du système à cette fréquence. On peut alors s'intéresser à la relation entre le rapport des gains pour les deux premières fréquences de résonance et la proportion d'attaques présentant cette prédominance (fig. 5.5b). Là aussi une corrélation semble exister. Cependant, comme précisé précédemment, les fréquences d'oscillation des différents régimes ne correspondent pas exactement aux fréquences

de résonance du résonateur. De plus, elles sont dépendantes de la vitesse de jet imposée. Le gain global du système pour une fréquence donnée ne dépend pas uniquement du résonateur mais également de l'amplification induite par le jet, qui, elle aussi, dépendra de la vitesse de jet.

Finalement la prédisposition d'une configuration d'instrument à produire des attaques présentant une prédominance éphémère du second régime ne peut se réduire à la connaissance de la réponse en fréquence passive de l'instrument. Cependant elle n'en est pas entièrement indépendante. Un résonateur présentant une légère inharmonicité positive ou faible différence de gain entre les deux résonances, semble favoriser le phénomène. Sur ces doigtés seulement 30% des notes présentent une prédominance du deuxième régime. Cela suppose que son apparition dépend de l'attaque produite par le musicien. Pour un doigté donné, le nombre d'attaques présentant ce phénomène est trop faible pour permettre d'identifier une relation de cause à effet entre les paramètres de la pression d'alimentation et l'apparition de ce phénomène. Pour cela une étude sur un instrument de laboratoire alimenté par une pression contrôlée est menée.

### 5.3 Étude du phénomène en condition contrôlée

Afin de comprendre les conditions d'apparition de cette oscillation, une caractérisation expérimentale des transitoires est menée sur un tuyau d'orgue de laboratoire dont la géométrie est connue et fixe. Dans une première partie, le protocole expérimental est détaillé. Dans un deuxième temps, une caractérisation de son comportement en régime stationnaire est menée afin de guider le reste de l'étude. Ensuite une relation empirique entre la pression d'alimentation et la présence de la fréquence  $f_2$  dans le transitoire d'attaque sera établie. Finalement cette relation est interprétée comme délimitant des zones de stabilité des différents régimes. Il est alors possible de prédire si le deuxième régime se développera ou non au cours d'une attaque<sup>1</sup>.

#### 5.3.1 Protocole expérimental

Les mesures sont faites sur un tuyau d'orgue à section carrée déjà utilisé dans différentes études [Ver95 ; Ség00]. Le résonateur a une section carrée de 2cm de côté et une longueur de 30cm. Le canal a une hauteur de 1mm et la pointe du biseau est placée à une distance  $W = 4,7mm$  de la sortie du canal en prenant en compte les chanfreins. La fréquence de jeu de ce tuyau lorsqu'il sonne sur le premier régime du résonateur est  $f_1 \approx 523Hz$ . Un capteur de pression (Endevco) est placé dans la cavité amont au canal (appelé le pied du tuyau) et permet de mesurer la pression d'alimentation  $p_m$ . Un microphone (B&K) est placé à travers la paroi de l'instrument, sous le biseau pour mesurer la pression acoustique dans le résonateur  $p_{ac}$  (fig. 5.6). La fréquence d'échantillonnage d'acquisition de ces signaux est de  $f_e = 51,2kHz$ .

La pression cible est contrôlée via un contrôleur de débit (Brooks) placé en sortie d'un compresseur d'air. Uniquement des échelons de débit peuvent être utilisés comme consigne du contrôleur. Le transitoire du contrôleur de débit ne peut être contrôlé directement, mais l'ajout d'un volume  $V$  entre le contrôleur et le tuyaux d'orgue permet d'ajouter une inertie choisie au système et donc d'influencer le transitoire d'attaque (fig. 5.6). Trois volumes tampons sont utilisés : 1L, 2L et 5L. L'influence de ce volume tampon sur la montée de pression pour une

---

1. Cette étude a fait l'objet d'une présentation au Congrès Français d'Acoustique 2016 [Ern<sup>+</sup>16]. Cette section reprend en grande partie l'article écrit à cette occasion.

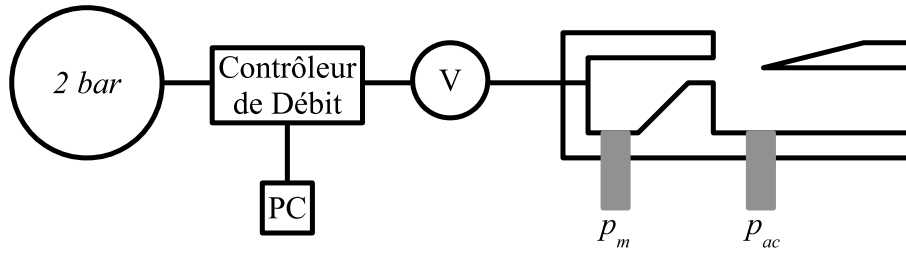
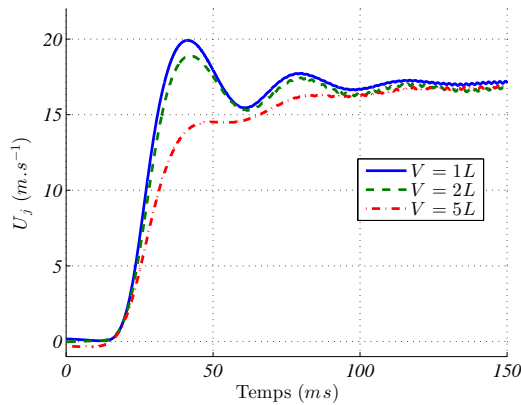
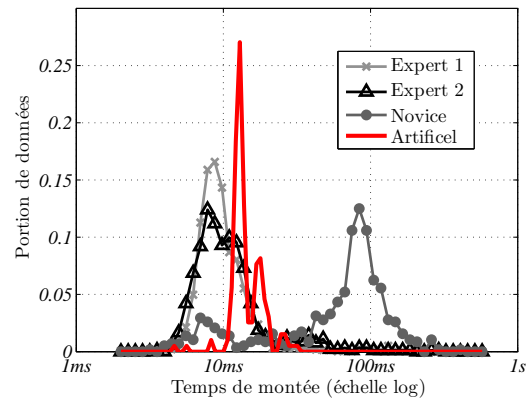


FIGURE 5.6 – Schéma du montage expérimental.

vitesse cible donnée est indiquée sur la figure 5.7a. Ce système permet de générer des montées de pression d’une durée de 10ms à 30ms pour des pressions cibles allant de 20Pa à 400Pa. Les temps de montées ainsi obtenus sont légèrement plus lent que les temps obtenus par les musiciens expert mais du même ordre de grandeur (fig.5.7b). Un exemple de transitoire d’attaque obtenue avec ce dispositif est présenté sur la figure 5.9.

(a) Influence du volume tampon pour une même vitesse de jet cible ( $U_j = 18m.s^{-1}$ ).

(b) Comparaison des temps de montée de la vitesse de jet obtenus par les musiciens et avec le dispositif expérimental.

FIGURE 5.7 – Caractéristiques de la montée de la vitesse de jet obtenue avec le dispositif expérimental de la figure 5.6

Il a été montré [Auv<sup>+</sup>12a] que pour les instruments de type flûte, la vitesse du jet  $U_j$  est un paramètre de contrôle plus pertinent que la pression d’alimentation pour étudier le fonctionnement de l’instrument. Pour les transitoires d’attaque, il est important de prendre en compte les effets d’inertie liés au canal, à travers l’équation de Bernoulli non stationnaire :

$$\rho l_c \frac{dU_j}{dt} + \frac{\rho}{2} U_j^2 = p_m - p_{ac} \quad (5.3)$$

où  $\rho$  est la masse volumique de l’air et  $l_c$  la longueur effective du canal, évaluée à  $l_c = 2,7cm$  pour le tuyau d’orgue de l’étude par Verge [Ver<sup>+</sup>94b]. Cette vitesse est généralement adimensionnée afin de permettre la comparaison des instruments entre eux :  $\theta = U_j / (W f_1)$  [Auv<sup>+</sup>12a].

L’amplitude des différentes composantes fréquentielles au cours du temps est estimée par un algorithme de transformée de Fourier à court terme similaire à celui utilisé sur les attaques des musiciens décrit en annexe (annexe. B). Le recouvrement entre deux fenêtres successives est fixé à 90% de la largeur de la fenêtre. Ce recouvrement permet d’avoir une estimation précise de

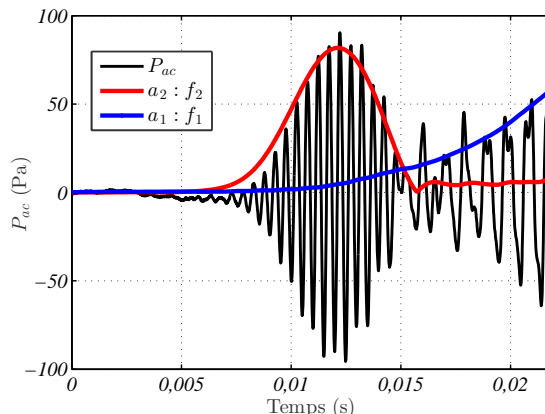


FIGURE 5.8 – Comparaison entre les amplitudes estimées par transformée de Fourier à court terme et le signal acoustique lors d'un transitoire d'attaque.

l'évolution temporelle des différentes amplitudes. Cet algorithme induit un lissage temporel sur une durée de l'ordre de  $4/f_1$ , dû à la taille de la fenêtre utilisée. Il est alors important d'observer l'erreur induite sur l'évaluation de l'amplitude des fréquences  $f_1$  et  $f_2$ . Pour cela, cet algorithme est utilisé sur un transitoire d'attaque présentant une oscillation quasi monochromatique à la fréquence  $f_2$  avant d'osciller à la fréquence  $f_1$ . En superposant l'amplitude estimée par la transformée de Fourier à court terme, au signal de pression mesuré, on vérifie bien que l'algorithme permet de mesurer l'évolution des amplitudes des fréquences d'intérêts sur les temps typiques d'un transitoire (fig. 5.8).

La mesure de la pression acoustique est faite près d'un nœud de pression du résonateur (fig. 5.6). Afin de comparer les amplitudes des oscillations aux différentes fréquences entre elles, il est important d'estimer l'amplitude du mode  $a_i$  correspondant :

$$a_i = \frac{p_i}{\left| \sin\left(\frac{2\pi f_i}{c} L_{end}\right) \right|}, \quad (5.4)$$

avec  $i = 1, 2$  l'indice du mode considéré,  $c$  la vitesse du son dans l'air et  $L_{end}$  la distance entre le capteur et l'extrémité du résonateur, incluant la correction de longueur liée au rayonnement. Cette correction de longueur est ici prise égale à celle d'un tube fin circulaire de section équivalente ( $\Delta l = 0.7\sqrt{(S_p/\pi)}$ , où  $S_p$  est la section du résonateur). On peut estimer alors l'amplitude acoustique correspondante en sommant ces amplitudes modales :  $P_{ac} = \sum a_i$ . Dans cette étude, on se limite à la prise en compte des trois premiers modes qui sont les principaux modes mis en jeu dans les transitoires d'attaque étudiés.

Il est finalement possible d'avoir, à chaque instant du transitoire, une évaluation de la vitesse du jet, de l'amplitude de l'oscillation acoustique et de l'amplitude des différents modes considérés, comme illustré pour un transitoire d'attaque sur le figure 5.9. Ceci permet d'étudier l'importance de la présence de la deuxième fréquence de résonance du résonateur en fonction des conditions d'alimentation pour de nombreux transitoires d'attaque.

### 5.3.2 Étude du comportement en régime stationnaire

Avant de s'intéresser aux attaques, il est important de bien comprendre le comportement en régime stationnaire de l'instrument considéré. En régime stationnaire, les instruments de type



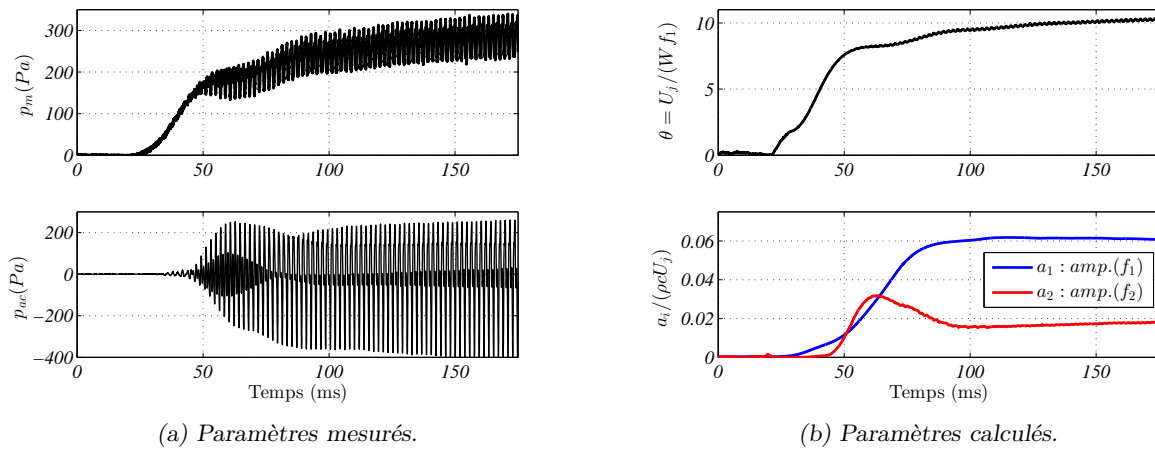


FIGURE 5.9 – Exemple de transitoire présentant une oscillation à la deuxième fréquence de résonance du résonateur ( $f_2$ ) pendant le transitoire.

flûte sont caractérisés par la présence d’une valeur de vitesse de jet adimensionnée critique, au-delà de laquelle, l’instrument sonne sur le deuxième mode du résonateur ( $\theta_{1 \rightarrow 2}$ ). Si l’instrument sonne sur le deuxième régime ( $f_2$ ) et que la vitesse de jet diminue jusqu’à passer en-dessous d’un second seuil ( $\theta_{2 \rightarrow 1}$ ) l’instrument sonnait sur le premier régime ( $f_1$ ). En général  $\theta_{2 \rightarrow 1} < \theta_{1 \rightarrow 2}$  ce qui donne lieu à un phénomène d’hystérésis (fig. 5.10a). Le même type de phénomène d’hystérésis existe entre le deuxième et le troisième régime, lorsque la vitesse de jet est encore augmentée.

Lors de l’étude des transitoires d’attaque il est important d’avoir une estimation de ces seuils qui donne des informations sur les stabilités des différents régimes d’oscillation en fonction de la vitesse de jet. Afin de les estimer, des rampes lentes de pression (environ  $5 Pa \cdot s^{-1}$ ) croissante puis décroissante sont imposées au tuyau d’orgue. On obtient alors le diagramme de bifurcation en fréquence (fig. 5.10a), en estimant la fréquence via un algorithme de type Yin [Che<sup>+</sup>02]. L’estimation expérimentale de ces seuils est assez grossière car leurs valeurs dépendent fortement de la vitesse à laquelle la pression d’alimentation varie [Ter<sup>+</sup>15] et des perturbations extérieures que peut subir l’instrument. Sur les mesures présentées on trouve :  $\theta_{2 \rightarrow 1} \approx 10.5$  et  $\theta_{1 \rightarrow 2} \approx 15.3$ .

Il est aussi possible de tracer l’évolution de l’amplitude de l’oscillation acoustique en régime stationnaire en fonction la vitesse de jet adimensionnée (fig. 5.10b). Comme proposé par Auvray[Auv<sup>+</sup>12a], l’amplitude de l’oscillation acoustique est normalisée par  $(U_j \rho c)$ . Ces deux diagrammes permettent de connaître pour chaque vitesse de jet, la (ou les) fréquence(s) et l’amplitude(s) associée(s) qui stabilisent l’oscillation. En régime stationnaire l’oscillation n’est pas une sinusoïde pure, mais possède une certaine richesse spectrale liée principalement aux non-linéarités de la source. Un diagramme de l’évolution des amplitudes des différentes fréquences en fonction de la vitesse de jet peut également être tracé (fig. 5.10c). On observe bien l’enrichissement progressif du spectre avec la croissance de l’amplitude  $a_2$  jusqu’au changement de régime aux niveaux des seuils. Sur cet instrument il existe notamment une valeur de vitesse de jet ( $\theta \approx 11.5$ ) pour laquelle le contenu spectrale varie ( $a_2$  diminue et  $a_3$  augmente) sans que la fréquence fondamentale ne varie. La chute de l’amplitude acoustique au moment du changement de régime (fig. 5.10b) s’explique ici essentiellement par le fait que seul les trois premières composantes sont utilisées pour estimer l’amplitude acoustique. Lorsque l’instrument sonne sur le

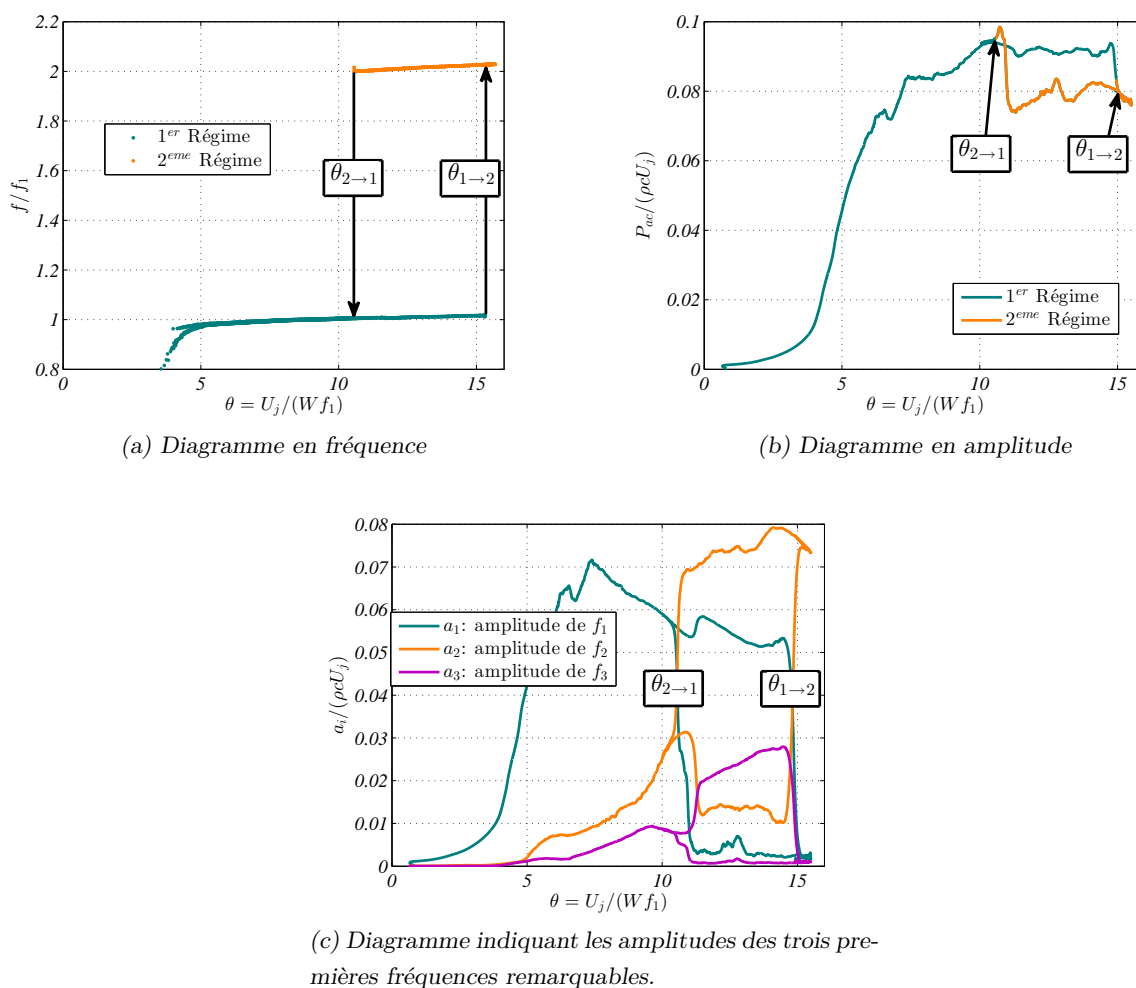


FIGURE 5.10 – Diagrammes de bifurcation quasi-statiques en fonction de la vitesse de jet adimensionnée  $\theta = U_j / (W f_1)$ .

premier régime il y a de l'énergie sur les trois composantes considérées alors que lorsque l'instrument sonne sur le deuxième régime la première et la troisième composante sont exclues du spectre (fig. 5.10c).

Les instruments de type flûte, comme tous les instruments à son entretenu, sont assimilables à des oscillateurs auto-entretenu. D'après le critère de Barkhausen, une oscillation est stable si le déphasage global est multiple de  $2\pi$  pour la fréquence considérée et si le gain équilibre les pertes. Si le gain est supérieur aux pertes, l'amplitude de l'oscillation augmente et inversement. Sur le diagramme de bifurcation en amplitude (fig. 5.10b), pour une vitesse donnée, si l'amplitude acoustique est inférieure à celle mesurée en régime stationnaire (en dessous de la courbe) le gain est supérieur aux pertes. L'amplitude acoustique augmente alors jusqu'à atteindre la courbe sur laquelle gain et pertes s'équilibrent. Si au contraire l'amplitude acoustique est supérieure à celle mesurée en régime stationnaire, les pertes sont supérieures au gain et l'amplitude décroît.

Dans les instruments de type flûte, le gain est associé au jet, qui convertit une partie de son énergie mécanique associée à la vitesse de jet en énergie acoustique à travers son interaction avec le biseau. Pour de faibles amplitudes, ce gain peut être supposé linéaire. Il dépend uniquement de la vitesse de jet et est indépendant pour chacune des fréquences  $f_i$  mises en jeu :  $G_L^{(i)}(U_j)$ .

Pour de plus grandes amplitudes d'oscillation, des effets non linéaires transfèrent l'énergie vers les harmoniques élevées. Pour la fréquence  $f_2$  cela donne :  $G_{NL}^{(2)}(U_j, a_1)$ . Les pertes quant à elles, sont associées principalement à l'oscillation acoustique. Elles sont par exemple liées au rayonnement, aux pertes visco-thermique lors de la propagation dans le résonateur et à la formation de vortex au niveau du biseau [Fab<sup>+</sup>96]. En première approximation certaines de ces pertes peuvent être considérées comme linéaires comme les pertes de rayonnement par exemples qui dépendent, pour chaque fréquence, uniquement de la géométrie du résonateur :  $P_L^{(i)}$ . D'autres, comme les pertes liées aux vortex, sont intrinsèquement non linéaires. L'importance de ces pertes pour chacune des oscillations considérées dépend donc, à priori, des amplitudes de chacune des fréquences :  $P_{NL}^{(i)}(a_i, a_j, \dots)$ . D'autres effets, comme la saturation du mouvement du jet, lient les amplitudes des différentes composantes fréquentielles. En effet si l'une des composantes est suffisamment instable, elle va petit à petit mobiliser toute l'énergie de la source au dépend des autres composantes fréquentielles. Ces effets peuvent être perçus comme une pertes pour ces composantes et sont inclus dans le terme  $P_{NL}^{(i)}$ . En supposant, dans un premier temps, que seules les oscillations aux fréquences  $f_1$  et  $f_2$  sont présentes, on peut écrire sous une forme simplifiée :

$$\begin{cases} \frac{d \ln(a_1)}{dt} = G_L^{(1)}(U_j) - P_L^{(1)} - P_{NL}^{(1)}(a_1, a_2) \\ \frac{d \ln(a_2)}{dt} = G_L^{(2)}(U_j) - P_L^{(2)} + G_{NL}^{(2)}(U_j, a_1) - P_{NL}^{(2)}(a_1, a_2) \end{cases} \quad (5.5)$$

### 5.3.3 Analyse des mesures

Le protocole expérimental présenté précédemment est utilisé pour générer différents transitoires d'attaque. Les pressions cibles choisies, correspondent aux vitesses de jet adimensionnées pour lesquelles l'oscillation sur le premier régime est stable ( $0 < \theta < \theta_{1 \rightarrow 2}$ ). Les attaques sont classées selon si il existe ou non un pic de l'amplitude de l'oscillation à la fréquence  $f_2$  au cours du transitoire. Pour certaines attaques, il existe un pic correspondant au troisième régime de l'instrument à la fréquence  $f_3$ . Ce pic de  $f_3$  peut avoir lieu en même temps que le pic de  $f_2$ . La fréquence  $f_3$  n'étant pas un multiple de  $f_2$  il s'agit de deux croissances simultanées indépendantes. Les différents types d'attaques obtenus en fonction de la valeur cible de vitesse adimensionnée et du volume tampon utilisé sont présentés sur le tableau 5.1. Près des points de bifurcation, le système étant très sensible, une même valeur de consigne avec un même volume tampon peut induire un transitoire ou un régime stationnaire différent. Les différentes zones des phénomènes observés peuvent donc se recouvrir.

Certaines continuent de sonner sur le second régime après le transitoire d'attaque, alors même que la vitesse de jet cible est sous le seuil  $\theta_{2 \rightarrow 1}$  trouvé via le diagramme de bifurcation (fig5.10a). Ces sons sont très instables. Parfois l'instrument retournera sur le premier régime après une plus ou moins longue durée (parfois  $\approx 1s$ ). Ces mesures montrent la sensibilité des mesures des seuils de bifurcation. Dans un premier temps, seules les attaques présentant un pic à la fréquence  $f_2$  et sonnait sur  $f_1$  en régime stationnaire sont étudiées (« pic de  $f_2$  » dans le tableau 5.1). En observant cette classification et en regardant plus en détail chacune des attaques générées, plusieurs observations peuvent être faites :

- une oscillation à la fréquence  $f_2$  peut se développer pendant le transitoire même lorsque cette oscillation n'est pas stable en régime stationnaire ( $\theta < \theta_{2 \rightarrow 1}$ ),

|          | Pic de $f_2$                    | Pic de $f_3$            | Stationnaire : $f_2$      |
|----------|---------------------------------|-------------------------|---------------------------|
| $V = 1L$ | $\theta_{max} \in [7, 12]$      | $\theta_{max} \geq 9.4$ | $\theta_{max} \geq 9.9$   |
|          | $\theta_{cible} \in [5.6, 11]$  | $\theta_{cible} \geq 8$ | $\theta_{cible} \geq 8.5$ |
| $V = 2L$ | $\theta_{max} \in [6.8, 9]$     | /                       | $\theta_{max} \geq 12$    |
|          | $\theta_{cible} \in [5.4, 7.8]$ | /                       | $\theta_{cible} \geq 12$  |
| $V = 5L$ | $\theta_{cible} \in [7.6, 11]$  | /                       | $\theta_{cible} \geq 9.8$ |

TABLE 5.1 – Classement des types d’attaques observées en fonction du volume tampon utilisé et de la vitesse adimensionnée cible  $\theta_{cible}$  et maximale  $\theta_{max}$  lorsqu’il y a un dépassement. Pour chaque colonne les valeurs indiquées correspondent aux valeurs extrêmes ayant générées les phénomènes. « **Pic de  $f_i$**  » : attaques présentant un pic de la fréquence  $f_i$  puis un retour sur la fréquence fondamentale. « **Stationnaire :  $f_2$**  » : les conditions ayant généré des sons à la fréquence  $f_2$  après l’attaque.

- il existe un seuil que la vitesse adimensionnée doit dépasser au cours d’un transitoire pour que l’oscillation à la fréquence  $f_2$  soit possible :  $\theta \gtrsim 6.5$ ,
- l’amplitude atteinte par l’oscillation à la fréquence  $f_2$  est d’autant plus importante que la pression cible est élevée et que la montée de pression est rapide (volume tampon faible).

Ces différentes observations sont en accord avec les observations des études précédentes qui reliaient la présence de cette oscillation à la fréquence  $f_2$  à la vitesse de la montée de pression.

Pour les transitoires présentant cette oscillation à la fréquence  $f_2$  (par exemple fig. 5.9 et 5.8), l’amplitude commence à croître indépendamment des autres fréquences. Le gain linéaire est donc initialement supérieur aux pertes linéaires pour cette fréquence ( $G_L^{(2)}(\theta) > P_L^{(2)}$ ). Les effets prennent ensuite vite de l’importance et ralentissent la croissance de l’oscillation. L’amplitude  $a_2$  atteint un maximum lorsque pertes et gain s’équilibrent. Enfin l’amplitude  $a_2$  diminue : les pertes sont alors supérieures au gains. Les pertes continuent ici d’augmenter alors que l’amplitude  $a_2$  décroît. Ceci confirme l’hypothèse selon laquelle les pertes ne peuvent ici être considérées indépendamment pour chaque composante fréquentielle : il s’agit donc bien de mécanismes non-linéaires de pertes qui affectent l’amplitude globale de l’oscillation. Dans un deuxième temps l’amplitude à cette fréquence  $f_2$  évolue pour atteindre son niveau en régime stationnaire. Cette amplitude est, cette fois-ci, une conséquence des non-linéarités de la source qui transfèrent un part de l’énergie de l’oscillation à la fréquence  $f_1$  vers les hautes fréquences ( $G_{NL}^{(2)}(\theta, a_1)$ ).

Afin de simplifier l’étude du problème, les pertes non linéaires sont supposées être liées uniquement à l’amplitude de l’oscillation acoustique total  $P_{ac} = \sum a_i$ . Cette hypothèse est cohérente avec la formulation proposée par Fabre [Fab<sup>+</sup>96], pour les pertes associées aux vortex. Pour la majorité des transitoires étudiés, pendant la croissance de l’oscillation à la fréquence  $f_2$ , l’amplitude  $a_1$  de l’oscillation à la fréquence  $f_1$  est très faible :  $P_{ac} \approx a_2$ . On supposera donc que les non-linéarités de la source sont négligeables ( $G_{NL}^{(2)}(\theta, a_1) \ll G_L^{(2)}(\theta)$ ). Cette approximation ne peut pas être appliquée aux pertes, notamment lorsque le maximum est atteint ( $t = t_{maxf_2}$ ) car, comme discuté précédemment, les pertes continuent d’augmenter alors que l’amplitude  $a_2$  décroît. En utilisant les grandeurs adimensionnées définies précédemment, l’équation 5.5 s’écrit

finalement :

$$\begin{cases} \frac{d \ln(a_1)}{dt} = G_L^{(1)}(\theta) - P_L^{(1)} - P_{NL}^{(1)} \left( \frac{P_{ac}}{\rho c U_j} \right) \\ \frac{d \ln(a_2)}{dt} = G_L^{(2)}(\theta) - P_L^{(2)} - P_{NL}^{(2)} \left( \frac{P_{ac}}{\rho c U_j} \right) \end{cases} \quad (5.6)$$

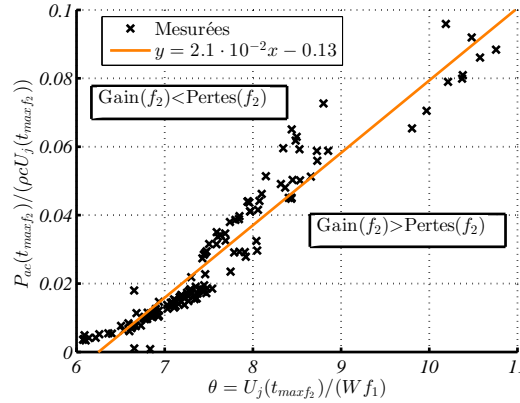


FIGURE 5.11 – Relation entre l’amplitude adimensionnée de l’oscillation acoustique  $P_{ac}/(\rho c U_j)$  et la vitesse de jet adimensionnée  $\theta$  à l’instant du transitoire d’attaque auquel l’amplitude  $a_2$  de l’oscillation à la fréquence  $f_2$  est maximale :  $t_{max f_2}$ .

A partir de ces hypothèses, il convient d’étudier la relation entre la vitesse de jet adimensionnée  $\theta$ , associée au gain, et l’amplitude de l’oscillation acoustique  $P_{ac}$ , associée aux pertes non linéaires, à l’instant où le maximum de l’amplitude  $a_2$  de l’oscillation à la fréquence  $f_2$  est atteint :  $t = t_{max f_2}$ . Ces deux grandeurs sont fortement corrélées pour l’ensemble des attaques générées expérimentalement, avec un coefficient de corrélation supérieur à 0.95 (fig. 5.11). Sur la droite estimée à partir des mesures, le gain équilibre donc les pertes pour l’oscillation à la fréquence  $f_2$ . A l’instar du diagramme de bifurcation en amplitude présenté en section 5.3.2, cette droite sépare différentes zones de stabilité pour la fréquence  $f_2$ . Pour une vitesse de jet donnée, si l’amplitude acoustique est inférieure au point correspondant de la droite, le gain est supérieur aux pertes pour la fréquence  $f_2$ . L’amplitude  $a_2$  croît, jusqu’à ce que l’amplitude acoustique atteigne la droite. Si l’amplitude acoustique passe au-dessus de la courbe, les pertes seront supérieures au gain pour cette fréquence  $f_2$ , et l’amplitude  $a_2$  décroît. La différence, c’est qu’ici, l’amplitude acoustique global  $P_{ac}$  ne se stabilise pas sur la droite, car l’oscillation à la fréquence  $f_1$  n’est pas stable.

Il existe une corrélation plus marquée entre l’amplitude  $a_2$  à la fréquence  $f_2$  maximale pendant le transitoire et la vitesse de jet à cet instant  $U_j(t_{max f_2})$  (fig. 5.12). Cette relation est plus compliquée à interpréter en termes de gain et pertes du système. En effet l’importance des effets non linéaires pour expliquer la décroissance de cette oscillation a déjà été discuté. La relation entre les pertes non linéaires et les amplitudes des différents modes semble plus complexe que celle supposée dans l’équation 5.6. Fort de ces relations empiriques entre amplitude acoustique, vitesse de jet et amplitude de l’oscillation à la fréquence  $f_2$ , il est possible d’interpréter les stratégies qui favorisent ou évitent l’apparition de ces oscillations pendant les transitoires d’attaque.

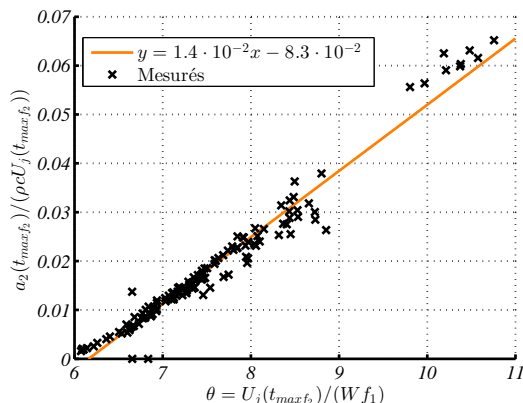
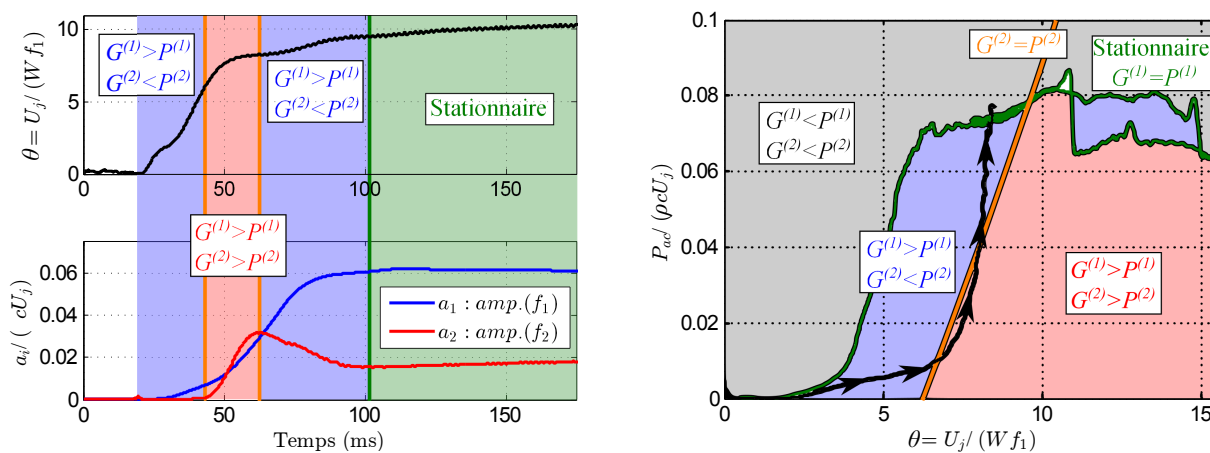


FIGURE 5.12 – Relation entre le maximum de l’amplitude adimensionnée de l’oscillation à la fréquence  $f_2$  pendant le transitoire  $a_2/(\rho c U_j)$  et la vitesse de jet adimensionnée  $\theta$  au même instant :  $t_{max, f_2}$ .

### 5.3.4 Interprétation

Un transitoire d’attaque peut être représenté par une trajectoire dans le plan : amplitude acoustique, vitesse adimensionnée de jet. Si cette trajectoire reste au-dessus de la droite décrite précédemment (fig. 5.11), pour la fréquence  $f_2$  les pertes restent supérieures au gain et cette fréquence n’apparaît pas dans le transitoire d’attaque. Si au contraire, la trajectoire passe sous cette droite, le gain sera supérieur aux pertes et cette fréquence se développera.



(a) Vitesse de jet  $U_j$  et amplitudes  $a_i$  des deux premières composantes fréquentielles. Le rapport entre gains et pertes de ces composantes est indiqué en relation de la figure 5.13b.

(b) Trajectoire dans le plan vitesse de jet, amplitude acoustique suivie par le transitoire de la figure 5.15a superposée au diagramme de bifurcation en amplitude du tuyau d’orgue afin de faire apparaître les zones de croissance des différentes composantes fréquentielles.

FIGURE 5.13 – Évolutions des gains et des pertes relatifs aux deux premières composantes au cours du transitoire de la figure 5.11. Les zones de croissances des différentes composantes sont estimées à partir du diagramme de bifurcation en amplitude (fig. 5.10b) auquel est superposée la droite obtenue sur la figure 5.11.

En superposant cette droite au diagramme de bifurcation décrit dans la section 5.3.2, on fait apparaître les zones de stabilité des différents régimes d’oscillation (fig. 5.13b et fig. 5.15b). Pour l’oscillation à la fréquence  $f_1$  la courbe du régime stationnaire jusqu’au seuil de bifurcation  $\theta_{1 \rightarrow 2}$

est assimilable à la courbe de stabilité de l'oscillation : sous la courbe, l'amplitude  $a_1$  croît et au-dessus, elle décroît. Si  $\theta > \theta_{1 \rightarrow 2}$  l'oscillation à la fréquence  $f_1$  n'est plus stable.

Pour l'oscillation à la fréquence  $f_2$ , la courbe des amplitudes en régime stationnaire est équivalente à la courbe de stabilité si la vitesse est supérieure au seuil :  $\theta > \theta_{2 \rightarrow 1}$ ). Elle sépare alors la zone où le gain est supérieur aux pertes (sous la courbe) de la zone où les pertes sont supérieures au gain (au-dessus de la courbe). Pour les vitesses de jet plus faible ( $\theta < \theta_{2 \rightarrow 1}$ ), c'est la droite obtenue sur la figure 5.11 qui sépare les zones. Elle est alors assimilable à une courbe de stabilité hypothétique. Elle décrirait l'amplitude de la fréquence  $f_2$  en régime stationnaire si seul ce mode existait. On peut vérifier, qu'aux erreurs sur l'estimation de la droite et des seuils près, la droite coupe la courbe d'amplitude en régime stationnaire aux environs du seuil  $\theta_{2 \rightarrow 1}$ .

On remarque que les courbes de stabilité finalement obtenues pour les fréquences  $f_1$  et  $f_2$  sont très similaires et seulement translatées selon  $\theta$ . Auvray[Auv<sup>+</sup>12a] a montré que le modèle actuel ne permet pas de simuler l'oscillation en régime stationnaire pour les faibles vitesses de jet ( $\theta < 6$ ). Il n'est alors pas étonnant que le modèle actuel ne décrive pas l'apparition de l'oscillation à la fréquence  $f_2$  pendant le transitoire qui semble lié aux mêmes propriétés du système.

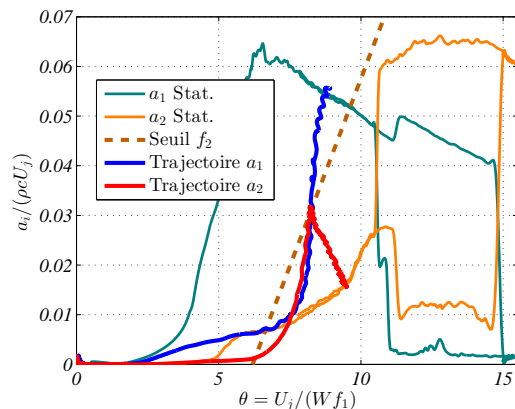
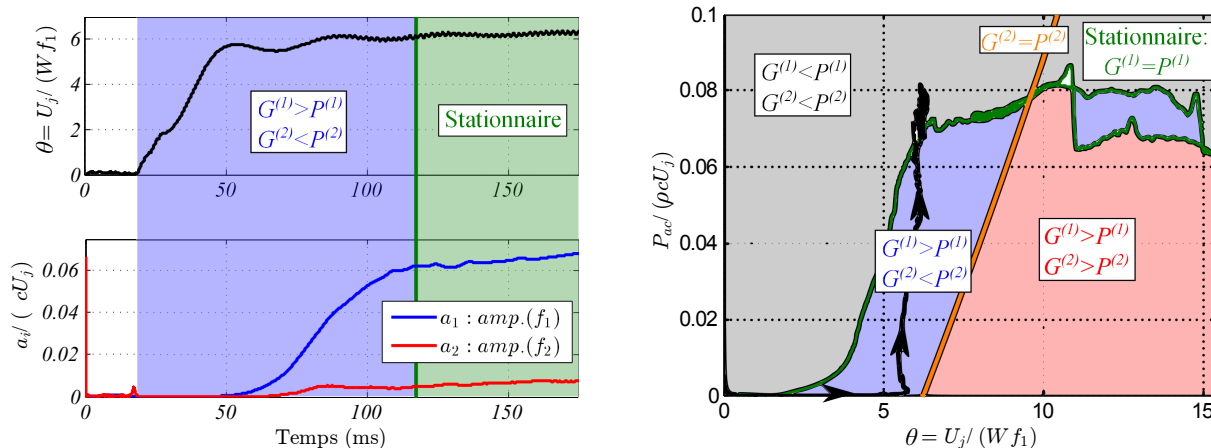


FIGURE 5.14 – Évolution des amplitudes aux fréquences  $f_1$  et  $f_2$  en fonction de la vitesse de jet en régime stationnaire. La droite obtenue à partir de la figure 5.12 et les trajectoires des amplitudes  $a_1$  et  $a_2$  correspondants au transitoire d'attaque de la figure 5.9 sont superposées.

Le même type de graphique peut être tracé en prenant en compte l'évolution des composantes fréquentielles du son en fonction de la vitesse de jet en régime stationnaire (fig. 5.14). En superposant la droite trouvée sur la figure 5.12, on retrouve que la droite coupe l'amplitude de la fréquence  $f_2$  au niveau du seuil de bifurcation  $\theta_{2 \rightarrow 1}$ .

La superposition des trajectoires décrites par le transitoire d'attaque sur ces diagrammes donne une première vision des conditions conduisant à l'apparition de l'oscillation à la fréquence  $f_2$ . Les trajectoires correspondantes au transitoire présenté en figure 5.9 sont représentées sur les graphiques 5.13 et 5.14. A l'instant initial, la vitesse de jet et l'amplitude acoustique sont nulles. Au début de l'alimentation, seule la vitesse de jet augmente, l'instrument est alors dans une zone où seule la première composante croît. Après un certain temps l'instrument passe dans la zone où les deux premières composantes ont une croissance positive. Les deux fréquences se développent donc simultanément. La vitesse de croissance d'une oscillation étant en partie reliée à sa fréquence, la fréquence  $f_2$  croît plus vite que  $f_1$  (fig. 5.14 et 5.9). Au bout d'un certain temps, l'amplitude acoustique dépasse la droite de stabilité de la fréquence  $f_2$ . L'amplitude  $a_2$  de cette

oscillation décroît jusqu'à atteindre son amplitude en régime stationnaire, alors que l'amplitude de la fréquence  $f_1$  continue d'augmenter pour atteindre son amplitude finale (fig. 5.14).



(a) Vitesse de jet  $U_j$  et amplitudes  $a_i$  des deux premières composantes fréquentielles. Le rapport entre gains et pertes de ces composantes est indiqué en relation avec la figure 5.15b.

(b) Trajectoire dans le plan vitesse de jet, amplitude acoustique suivie par le transitoire de la figure 5.15a superposée au diagramme de bifurcation en amplitude du tuyau d'orgue afin de faire apparaître les zones de croissance des différentes composantes fréquentielles.

FIGURE 5.15 – Évolution du gain et des pertes relatifs aux deux premières composantes au cours d'une attaque ne présentant pas de développement de la deuxième composante fréquentielle. Les zones de croissances des différentes composantes sont estimées à partir du diagramme de bifurcation en amplitude (fig. 5.10b) auquel est superposée la droite obtenue sur la figure 5.11.

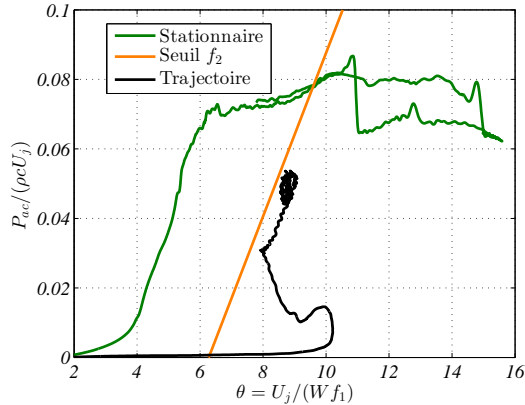
Si, au contraire, la trajectoire suivie par l'instrument reste uniquement dans la zone où la croissance de la deuxième composante fréquentielle n'est pas favorisée, cette deuxième composante ne se développe pas au cours du transitoire d'attaque. C'est le cas du transitoire d'attaque présenté sur la figure 5.15. Dans cette attaque, le développement de l'acoustique est plus lent que dans l'attaque présentée sur la figure 5.13. Au début du transitoire, la trajectoire est alors quasiment horizontale. Ceci s'explique notamment par le fait que les vitesses de jet utilisées sont beaucoup plus faibles. Du fait de cette différence de vitesse, l'instrument reste dans la zone où la deuxième composante fréquentielle ne se développe pas. Seule la première composante croît, et ce, jusqu'à atteindre son amplitude finale.

Pour favoriser la présence d'une oscillation à la fréquence  $f_2$ , le musicien doit donc passer sous la droite de *stabilité* de cette fréquence. Pour cela il doit augmenter la vitesse de jet plus rapidement que le temps de réponse de l'instrument. La trajectoire passe alors sous la droite avant que l'oscillation acoustique ne commence à croître. Comme observé antérieurement, une montée de pression rapide favorise donc la présence de cette fréquence. Pour éviter la présence de cette oscillation le musicien doit veiller au contraire, à rester au-dessus de la droite. Pour cela, il peut réguler la montée de pression afin « d'attendre » la réponse de l'instrument. Une autre possibilité serait d'accélérer le temps de réponse de l'instrument, par exemple en injectant de l'énergie acoustique dans le système à l'instant initial (grâce à un coup de doigt, ou coup de langue par exemple).

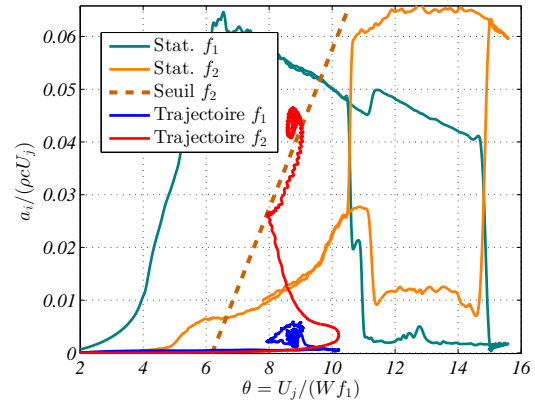


### 5.3.5 Cas exotiques

Lors de la description des attaques obtenues avec l'ensemble des conditions imposées (vitesse de jet cible et volume tampon utilisé), des attaques présentant une évolution fréquentielle différente de celle qui vient d'être détaillée ont été observées (tableau 5.1). Il est intéressant de regarder ces transitoires d'attaque à la lumière de l'interprétation précédente du phénomène.



(a) Diagramme de l'amplitude acoustique.

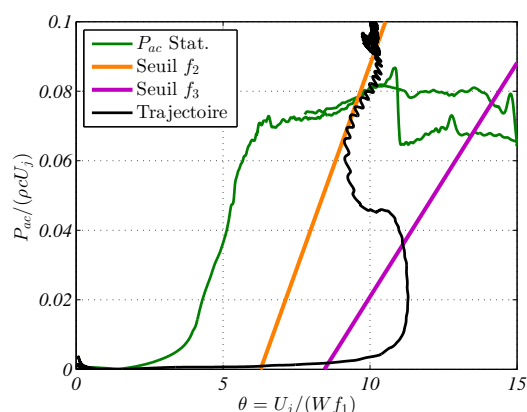


(b) Diagramme de l'amplitude des composantes fréquentielles.

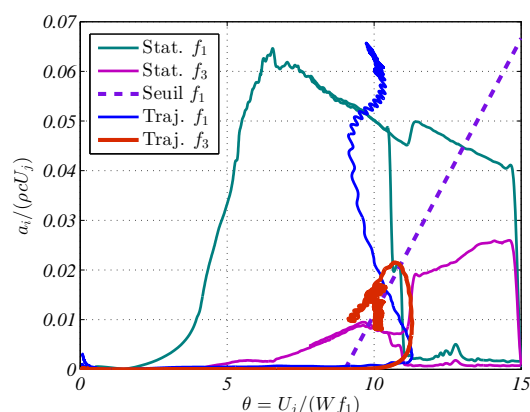
FIGURE 5.16 – Trajectoire d'un transitoire se stabilisant sur le second régime comparé aux diagrammes de bifurcation quasi-stationnaires.

Certaines conditions ont généré des sons stabilisés sur le deuxième régime de l'instrument alors que la vitesse de jet adimensionnée est inférieure au seuil d'existence déterminée lors des mesures quasi-stationnaire ( $\theta_{cible} < \theta_{2 \rightarrow 1}$ ). La trajectoire d'un de ces transitoires est tracée dans les plans amplitude-vitesse de jet sur la figure 5.16. L'amplitude de l'oscillation acoustique se stabilise à proximité de la droite déterminée précédemment sur laquelle gain et pertes s'équilibrent pour le deuxième régime. Ce type d'observation montre bien que cette droite correspond à une courbe de stabilité pour le second régime. A cette position du diagramme le premier régime est encore instable, il est donc difficile de réussir à le stabiliser sur la droite. Pour ce type d'attaque, le deuxième régime finit généralement par se déstabiliser au profit du premier régime après un certain temps (parfois plus d'une seconde).

Lors de certaines attaques pour des pressions cibles élevées et avec un faible volume tampon, il apparaît parfois un pic d'une oscillation correspondant à la troisième fréquence de résonance du résonateur (tableau 5.1). En étudiant ces attaques il est possible de trouver également une droite reliant l'amplitude acoustique et la vitesse de jet au moment où ces pics sont atteints. On obtient alors un diagramme plus complexe que ceux présentés jusqu'ici. La trajectoire d'une de ces attaques est présentée sur la figure 5.17. Il s'agit ici d'une attaque avec un dépassement. Lors de ce dépassement, la trajectoire passe sous la droite de stabilité du troisième régime qui commence alors sa croissance. L'augmentation de l'amplitude acoustique conjuguée à la diminution de la vitesse de jet fait repasser la trajectoire au-dessus de la droite. L'amplitude du troisième régime diminue alors, pendant que le premier régime continue de croître. Finalement l'oscillation se stabilise sur le premier régime pour une amplitude correspondant à celle du diagramme de bifurcation quasi-stationnaire.



(a) Diagramme de l'amplitude acoustique.



(b) Diagramme de l'amplitude des composantes fréquentielles.

FIGURE 5.17 – Trajectoire d'une attaque présentant un pic du troisième régime ( $f_3$ ). Les données relative au deuxième régime ne sont pas représentées pour plus de visibilité.

### 5.3.6 Synthèse

Cette étude a permis de caractériser expérimentalement la présence d'oscillation à la deuxième fréquence de résonance du résonateur pendant le transitoire d'attaque en fonction de l'évolution de la vitesse de jet. Pour que cette oscillation soit possible, il faut que la vitesse de jet augmente plus rapidement que l'oscillation acoustique afin que le gain soit supérieur aux pertes pour cette fréquence pendant une certaine durée. Différents types d'attaques peuvent être lus à la lumière de ce graphique. Par exemple, les attaques présentant un dépassement pour la vitesse de jet favorisent grandement la présence de fréquences élevées pendant le transitoire.

Cette étude montre notamment qu'il n'y a pas de distinction nette entre l'apparition de ces hauts régimes pendant les transitoires d'attaque et le fonctionnement en régime stationnaire. Les mécanismes sources à l'origine de ces deux comportements ne sont donc pas foncièrement différents. Ils mettent notamment tous les deux en jeu une oscillation auto-entretenue de l'instrument liée au couplage entre le jet, le biseau et le résonateur. Seuls les pertes non-linéaires mises en jeu et leur importance peuvent différer selon l'amplitude de l'oscillation.

## 5.4 Discussion

L'apparition des hauts régimes pendant certains transitoires d'attaque est liée au fait que le système passe pendant un certain temps dans une zone d'instabilité de ce régime. Ces zones de stabilités ne sont pas mesurables directement par une étude de stabilité des régimes en comportement quasi-stationnaire. Cependant, les deux aspects ne sont pas totalement décorrélés. La courbe de stabilité étudiée dans la partie 5.3 passe notamment par l'amplitude acoustique atteinte sur le seuil de changement de régime ( $\theta_{2 \rightarrow 1}$ ), lorsque l'instrument sonne sur le deuxième régime. On peut donc supposer que toute modification de l'instrument entraînant un déplacement de ce seuil influencera aussi l'importance du second régime dans les transitoires d'attaque. Plus ce seuil est bas, plus le second régime devrait être présent dans le transitoire d'attaque.

Plusieurs études de la littérature permettent de soutenir cette hypothèse. C. Ségoufin [Ség00]

a notamment montré que l'utilisation d'un canal court pour former le jet tend à diminuer le seuil  $\theta_{2 \rightarrow 1}$  et favoriser la présence du second régime dans le transitoire d'attaque. De même cette étude semble indiquer que la présence de chanfreins à la sortie du canal réduit la présence du second régime dans le transitoire d'attaque. Une étude de Blanc [Bla09] montre que cet ajout de chanfreins augmente les seuils de changement de régime.

L'étude menée avec les joueurs de flûte à bec (sec. 5.2) semble indiquer qu'il existe un lien entre l'harmonicité du résonateur et la présence du second régime dans les transitoires d'attaque. L'influence de l'harmonicité du résonateur sur les seuils de changement de régime n'a, à ma connaissance, jamais été étudié spécifiquement. Cependant il ne semble pas aberrant qu'une forte inharmonicité repousse le seuil  $\theta_{2 \rightarrow 1}$  vers les grandes vitesses de jet.

Les paramètres évoqués ici ne sont pas les seuls à pouvoir influencer la présence de ces hauts régimes. La symétrie du biseau par rapport au jet a déjà été identifiée comme étant un paramètre influant sur la richesse spectrale du son en régime stationnaire [Fle<sup>+</sup>80], et doit sûrement avoir une importance sur la présence de ces oscillations. Afin de préciser le lien entre la géométrie de l'instrument et la présence de ces hautes fréquences il serait intéressant d'étudier précisément leur influence sur la pente de la courbe de stabilité étudiée ici. Pour obtenir cette courbe on peut, comme dans cette étude, faire plusieurs attaques en variant les conditions d'alimentation pour chaque géométrie. Ce type d'étude nécessite de générer beaucoup de donnée afin d'étudier l'influence d'un paramètre géométrique. En supposant qu'il soit possible de supprimer le premier régime d'oscillation de l'instrument sans trop le modifier, il serait théoriquement possible d'obtenir cette courbe par une simple étude du comportement quasi-stationnaire de l'instrument. Une idée pour mener ce genre d'étude serait de placer des résonateurs de Helmholtz jouant le rôle de coupe bande acoustique le long du résonateur.

Une autre possibilité pour étudier l'influence des paramètres géométriques sur cette courbe de stabilité serait de passer par un modèle d'instrument. Ce genre d'étude n'est possible qu'à condition qu'il existe des modèles prédisant cette courbe de stabilité pour l'instrument. Ils doivent être notamment capable de prédire qu'il existe un gain non nul pour le deuxième régime en dehors de son existence en régime stationnaire.

## Troisième partie

# Capacité des modèles à prédire les transitoires d'attaques



# Window impedance of recorder-like instruments.

---

## Avant-Propos

Ce chapitre reprend l'article du même nom, co-écrit avec Benoît Fabre, en cours de soumission dans le journal *Acta Acustica united with Acustica*. Il propose une modélisation de l'impédance acoustique de la fenêtre des instruments dont la géométrie est fixée par le facteur (flûte à bec et tuyau d'orgue).

Il existe en effet peu d'études sur cet aspect de la modélisation des instruments de type flûte (chap. 1). Cette impédance influe pourtant sur la réponse en fréquence de l'instrument d'une part. Elle joue d'autre part un rôle important dans les mécanismes liés à l'initiation de l'oscillation tel que celui présenté dans le chapitre 4. Les valeurs associées à cette impédance sont généralement estimées de manière très approximative dans la modélisation des instruments [Auv<sup>+</sup>12a; Cha<sup>+</sup>08]. Une modélisation plus précise de cette impédance de fenêtre permet de pouvoir la supposer connue, et de l'écarter des paramètres à ajuster dans les modèles, déjà nombreux (chap. 2).

Dans un premier temps, cette étude présente des mesures d'impédances de fenêtre effectuées sur différentes flûtes à bec. Le peu de configurations disponibles amène à l'utilisation de simulations du champ acoustique par éléments finis pour étudier différentes géométries de fenêtre et observer les effets induits sur l'impédance. Ces mesures et simulations confirment que cette impédance peut être modélisée en basses fréquences par l'effet d'une masse acoustique (ou inertance). Une modélisation de cette inertance prenant en compte la géométrie de la fenêtre est ensuite proposée. Certains éléments de cette modélisation sont tirés des modèles existant pour les trous latéraux, d'autres sont estimées à partir de la variation de l'inertance observée sur les simulations par éléments finis. Le modèle ainsi construit permet de prédire correctement les inertances estimées sur les mesures et les simulations.

Cette modélisation permet ainsi d'estimer l'impédance de la fenêtre à partir de ses paramètres géométriques de façon suffisamment précise pour pouvoir la supposer connue dans la modélisation globale de l'instrument (chap. 2). Le nombre de paramètres à ajuster ainsi restreint, ces modèles sont utilisés pour simuler des transitoires d'attaques dans le chapitre 7 et comparer leur prédictions aux mesures.

## 6.1 Introduction

Flute-like instruments are musical instruments in which the sound source is created by a jet-edge interaction coupled with an acoustic resonator [Fab<sup>+</sup>00]. The jet is formed by applying supply pressure upstream from a channel, the outlet of which is directed towards the edge. The channel is formed either between the lips of the musician for transverse flutes, or by the instrument maker for recorders and organ pipes. All these instruments share a specific opening at the active end of the resonator where the sound source occurs. This opening between the outlet of the channel and the edge is called the window in this study. The jet-edge interaction induces a pressure difference  $\Delta p$  acting as a sound source.

The frequency of the sound generated by these instruments depends on the balance between the phase induced by the resonator and the delay associated with the convection of a perturbation along the jet [Auv<sup>+</sup>12a; Ter<sup>+</sup>15]. Due to the nature of the sound source, the frequency response of the resonator can therefore be characterized by the global admittance seen from the edge of the instrument  $Y_{tot}$ , which is a combination of the impedance of the pipe of the instrument  $Z_p$  and the impedance of the window  $Z_w$  [Ver95] (fig.6.1). Conservation of the acoustic flow between

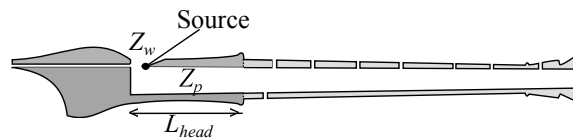


Figure 6.1 – Cross sectional representation of a recorder with the two associated impedances  $Z_p$  and  $Z_w$ .

the pipe and the window gives [Ver95; Fab<sup>+</sup>00]:

$$Y_{tot}(\omega) = \frac{Q_{ac}(\omega)}{\Delta P(\omega)} = \frac{1}{Z_p + Z_w}, \quad (6.1)$$

where  $Q_{ac}$  and  $\Delta P$  are the Fourier transform of the acoustic volume flow rate and the pressure difference across the window. Most of the elements (bore, side holes, etc.) influencing the pipe impedance  $Z_p$  are common to woodwind instruments. A lot of studies have already been carried out on the influences of the different geometrical aspects on the pipe impedance. It is now possible to model it quite accurately. Most of the results have been summarized by Lefebvre [Lef10]. Only a few studies have been led on the window impedance  $Z_w$  which is specific to flute-like instruments [Ver95; Lyo81; Ste90]. For all instruments with a fixed channel (recorder and organ pipe), the consequent fixed geometry follows the same global sketch, represented on figure 6.2.

As seen from the acoustic flow, the duct which provides path connecting the inside to the outside is much complex. The acoustic flow changes direction through a right angle corner between the pipe of cross section  $S_p$  (rectangular for wooden organ pipes, and circular for the most of the other instruments) and the so-called window of cross section  $S_w = WH$ , where  $W$  is the distance between the outlet of the channel and the edge, and  $H$  is the width of the opening. This angle is followed by a short chimney of length  $l_e$  with a significant enlargement linked to the edge characterized by the angle  $\alpha$ . The length  $l_e$  is most often due to the thickness of the wooden wall in which the edge is sculpted, but for the metallic organ pipe, the instrument makers may sometimes add little pieces of metal called *ears* surrounding the opening. The supply channel

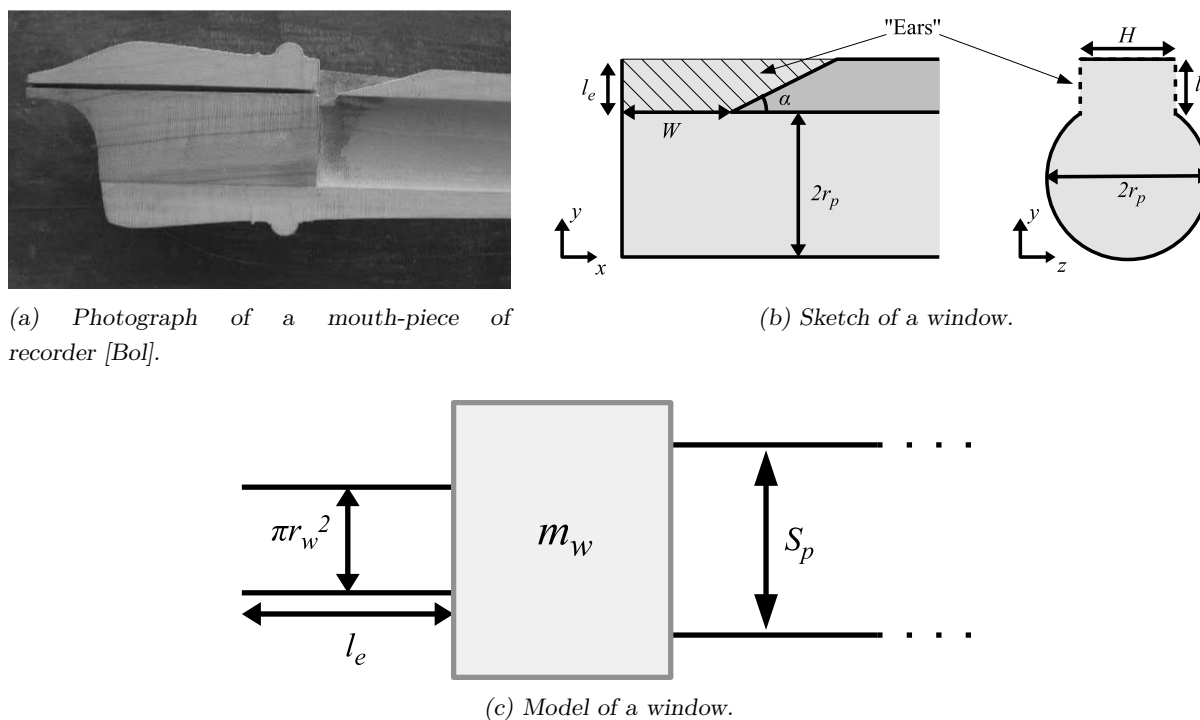


Figure 6.2 – Cross sectional representation of the window of a recorder: a photograph (a), the schematic representation (b) and the model associated (c).

is not taken into account in this study. Its influence is perceptible only at specific frequencies. Furthermore, during playing, this influence is modified by the supply system which is also not taken into account here.

The instruments having a window imposed by the instrument maker will be called recorder-like instruments in this study. The geometry of a real window is more complex than the schematic representation of the figure 6.2b, in particular, the edge is not perfectly sharp. But in this study it is assumed that these 5 parameters ( $W, H, \alpha, l_e, S_p$ ) are the most important when considering the acoustic impedance at the window of a recorder-like instrument. This schematic representation is not directly applicable for metallic organ pipes. Indeed, with this schematic representation, the flat edge of these instruments would correspond to a null angle ( $\alpha = 0$ ), which would induce infinitely long ears in the  $x$  direction. Results of this study must be used carefully for this type of instrument.

Flutes in which the jet is formed through the player's lips are out of the scope of the present study. Indeed, the window opening without the musician is very close to the classic open hole of a wood-wind instrument. The difficulty, in these instruments, is to take into account the influence of the musician on the radiation.

The paper is structured as follows. In the first part, the window impedance is measured for a restricted number of geometries. Due to the number of independent geometrical parameters, an experimental study of the influence of each parameter on the window frequency response would require a very large set of geometries. In the second part, finite element calculations are therefore used to simulate a large number of window geometries, which allows predicting the



variation of the impedance with the different geometric parameters. These numerical results are then used to build a model inspired from the models used for the open side holes. Finally the results and the assumptions used in the model are discussed.

## 6.2 Measurement of window impedances

The window impedance can't be measured directly because the window of a recorder can't be dissociated from the instrument. It is possible to estimate it at low frequencies from the measurement of the impedance of the head of the instrument. The head of a recorder is the part with the window and the mouth piece and without tone-holes (in dark grey in fig.6.1). The head can be dissociated from the body of most recorders. An impedance sensor [Dal<sup>+</sup>08] is placed at the outlet of the head to measure the impedance  $Z_{head}$ . The tube between the outlet of the head and the edge of the recorder is assumed to be cylindrical, with a radius  $r_p$  (section  $S_p$ ) and a length  $L_{head}$  (fig.6.1, 6.2). Under the assumption of plane waves ( $kr_p \ll 1.8$ ), the window impedance  $Z_w$  can be obtained from the head impedance  $Z_{head}$  using the transfer matrix of a cylinder given by the formula [Lef10; Cha<sup>+</sup>16]:

$$Z_w(\omega) = \frac{Z_c \tanh(\Gamma L_{head}) - Z_{head}(\omega)}{\frac{Z_{head}(\omega)}{Z_c} \tanh(\Gamma L_{head}) - 1}, \quad (6.2)$$

where  $\Gamma$  is the complex propagation coefficient and  $Z_c$  is the characteristic impedance of the cylinder. These two parameters ( $\Gamma$  and  $Z_c$ ) are dependent on the tube section  $S_p$  and they take into account the visco-thermal losses through the following expressions [Kee84]:

$$\begin{cases} \Gamma &= jk\phi_\Gamma & , \\ Z_c &= \frac{\rho c}{S_p}\phi_{Z_c} & , \end{cases} \quad (6.3)$$

where  $\rho$  is the density of the air,  $c$  is the speed of sound, and  $\phi_\Gamma$  and  $\phi_{Z_c}$  are two dimensionless functions [Kee84] introducing corrections due to viscous and thermal effects on the propagation. The two dimensionless functions are function of the Stokes number similar to a dimensionless radius:  $r_v = r_p\sqrt{\omega\rho/\eta}$ , where  $\eta$  is the shear viscosity coefficient. The values of the density  $\rho$ , the speed of sound  $c$  and the shear viscosity  $\eta$  are estimated knowing the temperature [Kee84]. For high values of the Stokes number, a second order series expansion in  $1/r_v$  gives [Cha<sup>+</sup>16]:

$$\begin{cases} \phi_\Gamma &= 1 + \frac{\alpha_1\sqrt{-2j}}{r_v} - j\frac{\alpha_2}{r_v^2} \\ \phi_{Z_c} &= 1 + \frac{\beta_1}{r_v} + \frac{\beta_2}{r_v^2} & , \end{cases} \quad (6.4)$$

where  $\alpha_1, \alpha_2, \beta_1, \beta_2$  are coefficients depending on the Prandtl number  $P_r$  and of the heat capacity ratio  $\gamma$ . For the air, these two coefficient are assumed to be constant ( $P_r = 0.71$  and  $\gamma = 1.402$ ) which gives:  $\alpha_1 = 1.044$ ;  $\alpha_2 = 1.080$ ;  $\beta_1 = 0.370$  and  $\beta_2 = 1.147$  [Cha<sup>+</sup>16].

This protocol is used to measure the window impedances of five Aesthe hand-made recorders already used by Blanc [Bla<sup>+</sup>10]. The geometrical parameters of their windows are indicated in table 6.1. The frequency domain explored is  $100Hz < f < 5kHz$ . The window impedance measured on the alto recorder is plotted in figure 6.3.

The supply channels, not taken into account in this study, are blocked in the measurements presented here to avoid the resonance at  $\lambda = l_c/2$ , where  $l_c$  is the length of the channel. Some

|                       | Bass | Tenor | Alto | Sop. | Sop. <sup>ino</sup> |
|-----------------------|------|-------|------|------|---------------------|
| $\alpha$ ( $^\circ$ ) | 17   | 17    | 15   | 15   | 13                  |
| $l_e$ (mm)            | 7.5  | 6.5   | 5.6  | 4.0  | 2.6                 |
| $r_p$ (mm)            | 16.0 | 11.2  | 8.8  | 6.6  | 5.3                 |
| $H$ (mm)              | 19.2 | 14.5  | 12.2 | 9.5  | 7.50                |
| $W$ (mm)              | 7.5  | 4.5   | 4.45 | 3.0  | 3.0                 |

Table 6.1 – Geometric parameters of the windows of five hand-made recorders. Note that  $W$  represents the acoustical opening and does not include the chamfers as opposed to Blanc [Bla<sup>+</sup>10], where  $W$  represent the jet length including the chamfers.

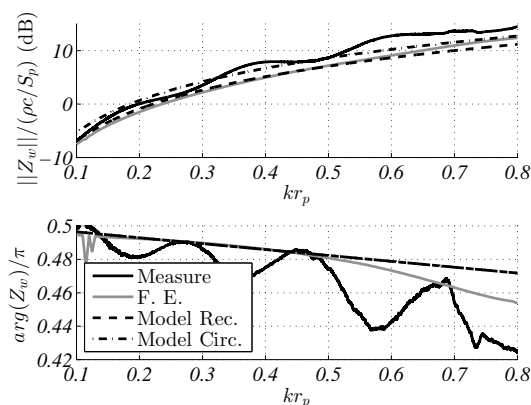


Figure 6.3 – Comparison between the measurements, the finite element simulation and the model of the window impedance  $Z_w$  of the alto recorder. The modulus is normalized by  $\rho c/S_p$ , the angle is normalized by  $\pi$  and the wave number  $k$  is normalized by the inner radius  $r_p$  of the head of the instrument.

oscillations appear in the measurements both in phase and amplitude (fig.6.3). They induce a variation of  $\pm 5\%$  around the median value. These irregularities seem to be associated with the extremes of the head impedance used in equation (6.2). They may be due to inaccuracies in the evaluation of the resonance and antiresonance magnitudes. The inaccuracy could come from the measurement or from a poor evaluation of the visco-thermal losses. In spite of these irregularities, the measurements give the information needed to validate the next steps of this study.

### 6.3 Finite element simulations.

A large set of instruments should be studied to observe the influence of each of the five geometric parameters described in the introduction. In view of the difficulty and the time necessary to make this number of instruments, the acoustic flow in the geometry of the window is simulated using finite elements, providing results for a large number of different geometries.

The geometry of the windows simulated with finite elements is based on the sketch in figure 6.2b. The mesh used is a 3D adaptation of the 2D mesh used by Auvray [Auv<sup>+</sup>13](fig. 6.4). It includes a tube of cross-section  $S_p$  and length  $L_p$ , a radiation domain, and the window. The window is characterised by its width  $W$ , its depth  $H$ , the angle  $\alpha$  of the triangular edge and

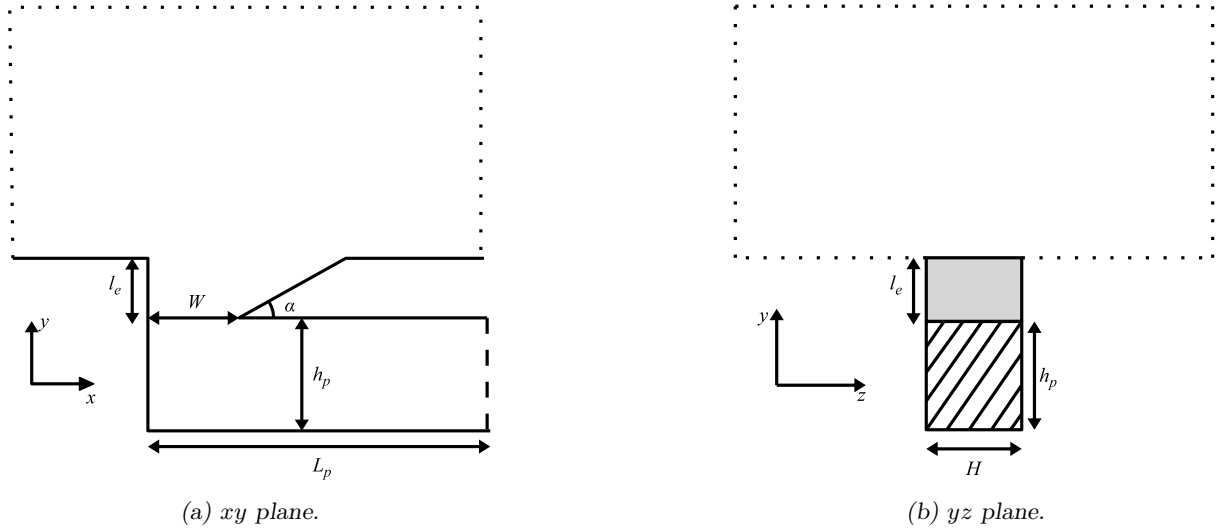


Figure 6.4 – Schematic representation of the computational domain. Rigid boundary conditions (zero normal velocity) are imposed on continuous lines and grey surfaces. The dashed lines and the hatched surfaces correspond to the entry of the tube where a homogeneous pressure is imposed. On dotted lines, a perfectly matched layer condition is imposed.

the height  $l_e$  of the ears (fig.6.2b). To simplify the problem and the generation of the mesh, the tube of the resonator is rectangular with a height  $h_p$  and a depth  $H$ . To compare simulations and measurements of recorders, the dimensions of the tube are chosen with the same sectional area as the cylindrical recorder head ( $S_p = \pi r_p^2 = h_p H$ ). For a given geometry and assuming a frictionless adiabatic flow, the Helmholtz equation (eq.(6.5)) is solved, with the FreeFEM++ solver [Hec12], for different values of the wave-number  $k$ :

$$\Delta P_{ac}(\omega) + k^2 P_{ac}(\omega) = 0. \quad (6.5)$$

$P_{ac}(\omega)$  is the amplitude of the acoustic pressure for a given pulsation. A homogeneous pressure  $P_{ac} = p_{ac}^0$  is imposed on the cross-section at the extremity of the tube. Rigid boundary conditions are imposed on the wall, i.e. a zero normal acoustic velocity:  $\frac{\partial P_{ac}}{\partial n} = 0$ , where  $n$  is the normal direction of the wall. To limit the influence of the boundary of the calculated radiation domain, artificial damping is added at the limit of the radiation domain which respects the perfectly matched layer condition ( $\frac{\partial P_{ac}}{\partial n} = -ik(1 + i\epsilon)P_{ac}$ , with  $\epsilon = 1$  controlling the damping).

The tube and the radiation domain are long enough to assume that the boundary conditions do not influence the response of the window. The tube is taken to be long enough to ensure a plane wave at its extremity ( $L_p = 0.3\lambda$  with  $\lambda$  the wave length), which is a necessary condition to define an input impedance. The mesh has to be fine enough to correctly describe the window. These two conditions restrict the frequency domain which can be studied with a reasonable number of elements. The lowest frequency is fixed to  $f > 100Hz$  which is the same as the one used for the measurements. The highest frequency is selected to match the cut-off frequency of the tube:  $f < (\frac{2c}{h_p}, \frac{2c}{H})$ .

As for the measurements, the window impedance can't be obtained directly from the simulation, but has to be evaluated from the input impedance at the end of the tube. This input

impedance is calculated from the pressure field which results from solving the Helmholtz equation (6.5):

$$Z_{input} = \frac{p_{ac}^0 S_0}{\int_{S_0} \mathbf{V}_{ac} d\mathbf{S}} = ik\rho c \frac{p_{ac}^0 S_0}{\int_{S_0} \frac{dP_{ac}}{dx} dS}, \quad (6.6)$$

where  $S_0$  is the cross-section area of the end of the tube, and the acoustic velocity  $\mathbf{V}_{ac}$  is obtained from the spatial derivative of the acoustic pressure  $P_{ac}$ . To obtain the window impedance from this input impedance, a formula similar to eq.(6.2) is used, by replacing  $Z_{head}$  and  $L_{head}$  by  $Z_{input}$  and  $L_p$ . Following the frictionless and adiabatic hypotheses, the visco-thermal losses are not taken into account in the simulation, so  $\Gamma = ik$  and  $Z_c = \rho c/S_p$  ( $\phi_\Gamma = \phi_{Z_c} = 1$ ). The window impedance  $Z_w$  is finally written as:

$$Z_w(\omega) = \frac{Z_c \tanh(ikL_p) - Z_{input}}{\frac{Z_{input}}{Z_c} \tanh(ikL_p) - 1}, \quad (6.7)$$

The assumption used for the boundary condition and the method to obtain the window impedance are first tested on a well-documented simple geometry: an open cylinder. After validation, this method is applied to the geometries of the recorders. The window impedance obtained for the alto recorder is compared with the measured one presented in figure 6.3. Certainly due to the approximations used in the finite element simulations (rectangular tube, limited radiation domain, walls without thickness, etc.), the amplitude simulated is globally slightly lower than the measured one. Furthermore, the small irregularities in the measurements already discussed (sec.6.2) are not present in the finite element simulation. Due to these differences, the standard deviation of the amplitude at low frequencies ( $kr_p < 0.5$  and  $kl_e < 0.5$ ) between finite element simulations and measurements is around 10% (bass:14%, tenor: 9%, alto: 10%, soprano: 8%, soprano: 14%). In spite of irregularities the phases are very close. At low frequencies the standard deviation stays under 5% (bass:1%, tenor: 1%, alto: 5%, soprano: 3%, soprano: 2%)

In spite of these differences, the finite element simulations allow the estimation of a window impedance near the measured one. They can be used to study the influence of the geometry on the impedance and to develop a predictive model.

## 6.4 Predictive Model

In most studies [Auv<sup>+</sup>12a], the window impedance is described as a simple radiation impedance of a flanged pipe, similar to a length correction  $l_r = 0.8216r_w$ , where  $r_w$  is the radius of the opening. This radius is sometimes taken as the equivalent radius of the window  $\sqrt{S_w/\pi}$  [Auv<sup>+</sup>12a; Cha<sup>+</sup>16], or sometimes as that of the resonator:  $r_p$  [Ver<sup>+</sup>94b]. In some studies the length of the *ears*  $l_e$  is added [Ver<sup>+</sup>94b]. Finally the sharp edge is modeled by Verge [Ver<sup>+</sup>94b] as a slit of cross-sectional area  $S_w$  into a pipe of cross-sectional area  $S_p$  which adds an inertance to the impedance. The inertance is similar to an ‘‘acoustic mass’’, having dimensions of mass over a squared surface area. All these descriptions can be summarized in one global model inspired by the model traditionally used for the impedance of tone-holes [Dub<sup>+</sup>99; Dal<sup>+</sup>02; Lef10]. The window is modeled as a short radiating cylindrical tube of length  $l_w$  and radius  $r_w$ , associated with an inertance  $m_w$  (fig.6.2c). The global expression of the window impedance is:

$$Z_w(\omega) = Z_{cyl}(l_w, r_w) + j\omega m_w, \quad (6.8)$$

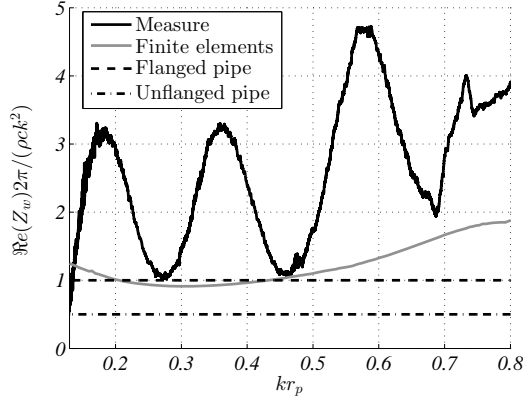


Figure 6.5 – Comparison of the real part of the window impedance between the impedance measured on the alto recorder, the one simulated by finite elements, and the theory for a flanged and an unflanged pipe.

where the input impedance  $Z_{cyl}(l_w, r_w)$  of an open flanged pipe of length  $l_w$  and radius  $r_w$  equals:

$$Z_{cyl}(l_w, r_w) = \frac{\rho c}{\pi r_w^2} \tan \left( jk(l_w + l_r) + \frac{\beta}{2}(kr_w)^2 \right), \quad (6.9)$$

where  $\beta$  is a coefficient dependent on the dimension of the space in which the radiation occurs. The two reference cases are the infinite space (unflanged pipe) for which  $\beta = 0.5$  and the semi-infinite space (flanged pipe) for which  $\beta = 1$  [Pie81; Cha<sup>+</sup>16]. Under the low frequency approximation, when the wave length is longer than the other dimensions ( $\lambda \gg (l_w, r_w, r_p)$ ), the impedance can be simplified as:

$$Z_w(\omega) = j\omega M_w + \beta \frac{\rho c}{2\pi} k^2. \quad (6.10)$$

The length  $l_w$  and  $l_r$  are included in a global inertance  $M_w = m_w + \frac{\rho}{\pi r_w^2}(l_w + l_r)$ . In this formulation, only the imaginary part of the impedance is a function of the geometry through the global inertance  $M_w$ . The dimension of the space in which the radiation occurs is not obvious. The real parts of the measured, simulated and calculated impedances are compared on figure 6.5. The unflanged pipe formula gives values which are too small whereas the flanged pipe formula fits the simulated data well for  $kr_p < 0.5$ . The real part of the measurement is particularly sensitive to the irregularities. The minima of the real part correspond to the theoretical values in the case of a flanged pipe. This theoretical value is finally chosen for the real part of the impedance:  $\beta = 1$ .

The most precise model of the inertance  $M_w$  is the one proposed by Verge [Ver<sup>+</sup>94b], associating the presence of the edge to a slit of section  $S_w$  into a pipe of section  $S_p$ . Following Morse and Ingard [Mor<sup>+</sup>68], the corresponding inertance is written as:

$$M_{Verge} = \frac{4\rho}{\pi H} \ln \left( \frac{1}{2} \tan \frac{\pi W}{4H} + \frac{1}{2} \cot \frac{\pi W}{4H} \right) + \frac{\rho}{S_p} (l_e + 0,8236r_p). \quad (6.11)$$

For both measurements and finite element simulations, the value of the global inertance can be easily estimated with a simple linear regression on the imaginary part of the window

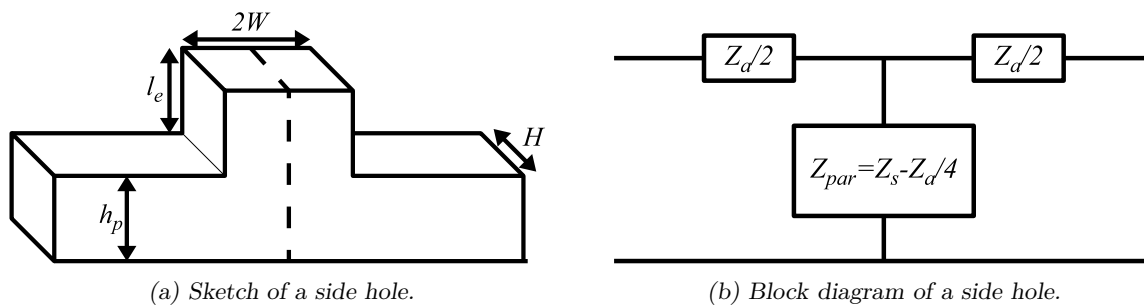


Figure 6.6 – Sketch of a rectangular tube with a side-hole and equivalent block diagram

impedance. The frequency domain used for this estimation is restrained to  $100Hz < f < (c/(2r_p), c/(3l_e))$  to guarantee the low frequency approximation. The inertance depends on all the geometric parameters of the window. When the angle  $\alpha = \pi/2$ , the window is similar to the classical right angled duct, which is a geometry well described in the literature.

#### 6.4.1 Duct with right angle

For  $\alpha = \frac{\pi}{2}$ , the geometry used in the finite element simulations is a right angle corner with rectangular cross-section. The study of a right angle corner is similar, in some aspects, to that of a side hole with a chimney, or to that of a T-joint (fig.6.6a). Dubos [Dub<sup>+</sup>99] proposes to model the impedance of such a tone-hole by two impedances: one impedance linked to the symmetric modes  $Z_s$  and one impedance linked to the antisymmetric modes  $Z_a$  (fig.6.6b). They are related to the inertances  $m_s$  and  $m_a$ . The impedance of the chimney, which is generally described as an open radiating cylinder of length  $l_{chim}$  and radius  $r_{chim}$ , is added to the impedance of symmetric modes, which gives:

$$Z_a = j\omega m_a \quad (6.12)$$

$$Z_s = j\omega m_s + Z_{cyl}(l_{chim}, r_{chim}) \quad (6.13)$$

with  $Z_{cyl}$  from eq.(6.9). The works of Morse and Ingard [Mor<sup>+</sup>68] and Thompson [Tho84] corrected by Bruggeman [Bru<sup>+</sup>86], show that the impedance of a right angle corner has the same form as the impedance  $Z_s$ . Electrical analogy and analytical calculus show that the inertance of the right angle impedance is the twice the inertance of the side hole plus the equivalent mass of the corner volume [Bru87; Dub<sup>+</sup>99; Cha<sup>+</sup>16]. In these studies this volume is already taken into account in the length of the main tube (eq.(6.2) and (6.7)). Finally, the inertance associated with the right angle corner is simply  $m_{ra} = 2m_s$ . In the geometry of the window, when  $\alpha = \pi/2$ , the “chimney” has the length of the ears  $l_{chim} = l_e$  and an equivalent radius  $r_{chim} = r_w = \sqrt{WH/\pi}$ , which gives, in the low frequency approximation:

$$Z_w(\alpha = \frac{\pi}{2}) = j\omega \left( m_{ra} + \frac{\rho}{S_w} (l_e + l_r) \right) \quad (6.14)$$

$$M_w(\alpha = \frac{\pi}{2}) = m_{ra} + \frac{\rho}{S_w} (l_e + l_r) \quad (6.15)$$

The relation between the inertance and the length of the ears can be easily verified by varying this length  $l_e$  keeping all the other geometric parameters constant in finite element simulations

(fig. 6.7). The zero coordinate of the linear regression summarized the inertance of the right angle and the radiation length correction.

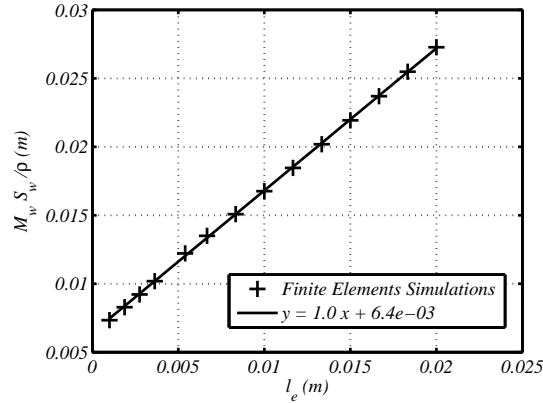


Figure 6.7 – Relation between the inertance  $M_w$  and length of ears  $l_e$  for fixed sections ( $W = 4.5\text{mm}$ ,  $H = 12.2\text{mm}$  et  $S_p = 2.4\text{cm}^2$ ).

Lebfevre [Lef10] summarized the different studies on tone-hole impedance. For rectangular tubes, an analytical formulation obtained by conformal mapping exists [Dub<sup>+</sup>99; Bru87; Tho84]. For the right angle of this study, it gives:

$$m_{ra}^{(rec.)} = \frac{2\rho}{\pi H} \left[ \ln \left( \frac{1 + \delta^2/4}{2\delta} \right) + \frac{2}{\delta} \left( 1 - \frac{\delta^2}{4} \right) \arctan \left( \frac{\delta}{2} \right) \right], \quad (6.16)$$

with  $\delta = \frac{2WH}{S_p}$ . For circular tubes, several numerical estimations exist [Ned98; Kee82; Dub<sup>+</sup>99]. With the geometry studied here, the formulae proposed by Keefe [Kee82] and Dubos [Dub<sup>+</sup>99] give similar results. The formula of Dubos is finally chosen, and gives for the geometry of this study:

$$m_{ra}^{(circ.)} = \frac{2\rho}{\pi r_w} \left( 0.82 - 0.193\zeta - 1.09\zeta^2 + 1.27\zeta^3 - 0.71\zeta^4 \right), \quad (6.17)$$

with  $\zeta = \frac{r_w}{r_p}$ .

The effect of the length correction  $l_r$  and its relation to the radius is not straight forward. Indeed, the modifying the cross-sectional area  $S_w$  also modifies the inertance of the right angle. The radius is assumed to be the equivalent radius of the section. From the results obtained by Dalmont [Dal<sup>+</sup>01], the length correction should be between the length correction of a flanged pipe and the one of an unflanged pipe. An a posteriori optimization gives  $l_r = 0.695r_w$ . Finally, for a fixed geometry of the right angle corner, the inertance associated with the corner can be evaluated by subtracting the inertance  $(\rho l_r)/S_p$  to the intercept of the linear regression of the variation of  $M_w$  with  $l_e$ . The values obtained for different geometries, with different  $W$ ,  $H$  or height of the main tube, are compared with the values obtained from the two formulae (fig. 6.8). For comparison purposes, the equivalent radii for the circular tube are taken:  $r_i = \sqrt{S_i/\pi}$ , with  $i = w, p$ .

As expected, the formula for the inertance of a right angle corner with rectangular sections fits well the data obtained from the finite element simulations. In the case of a real recorder, the cross-section of the main tube is circular and the cross-section of the ears is rectangular. The

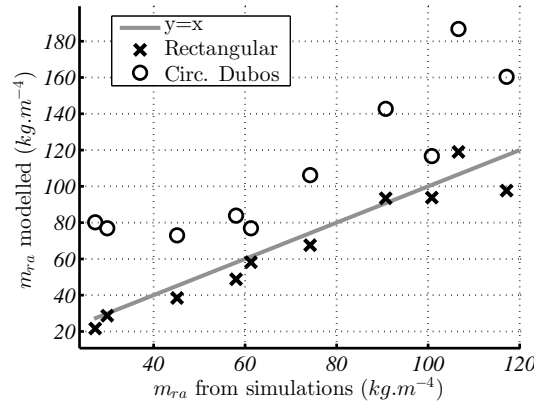


Figure 6.8 – Inertance associated  $m_{ra}$  with the right angle predict by the formulae of equations (6.16) and (6.17) compared with the values obtained from the finite element simulations.

choice between the two hypotheses is not obvious. For the finite elements, the expression for the inertance of a rectangular right angle corner is used in the remainder of the study.

### 6.4.2 Influence of the angle $\alpha$

When the angle  $\alpha < \pi/2$ , the right angle of the duct is follow by an enlargement due to the sharp edge (fig.6.2). Assuming that the inertance linked to the right angle corner does not change with the value of  $\alpha$ , it is verified that the effect of the angle is not influenced by the cross-sectional area of the main pipe  $S_p$ . The total inertance can then be written as:

$$\begin{cases} M_w & = m_{ra} + m_\alpha + \frac{\rho}{WH}l_r, \\ m_\alpha(\alpha = \pi/2) & = \frac{\rho l_e}{WH}, \\ l_r(\alpha = \pi/2) & = 0.695\sqrt{WH/\pi}. \end{cases} \quad (6.18)$$

The influence of the angle  $\alpha$  can be decomposed into an inertance linked to the enlargement of the cross-section due to the presence of the edge  $m_\alpha$  and into a length correction linked to the radiation  $l_r$ . The influence of the edge is modeled in this study by the inertance associated with the mass of fluid above the edge. Based on the works of Lyons [Lyo81] and Steebergen [Ste90], this inertance can be calculated as follows:

$$m_\alpha = \rho \int_{y=0}^{y=l_e} \frac{dy}{S(y)} \quad (6.19)$$

$$= \frac{\rho}{H} \int_{y=0}^{y=l_e} \frac{dy}{W + \frac{y}{\tan(\alpha)}} \quad (6.20)$$

$$= \frac{\rho}{H} \tan(\alpha) \ln \left[ 1 + \frac{l_e}{W \tan(\alpha)} \right] \quad (6.21)$$

where  $S(y)$  is the cross-sectional area of the pipe above the edge ( $S(y = 0) = WH$ ). To obtain the values of  $m_\alpha$ , from the inertance  $M_w$  estimated on simulations and the equation (6.18), it is necessary to know the length correction  $l_r$ . An assumption about the length correction of radiation has to be made to estimate the inertance due to the angle. In a first approximation,



this length correction is assumed independent of the angle  $\alpha$ :  $l_r(\alpha, W, H) \approx 0.695\sqrt{WH/\pi}$ . This hypothesis can be verified a posteriori. The values of  $m_\alpha$  estimated from the simulations with eq.(6.18) and this hypothesis are compared with the model in figure 6.9.

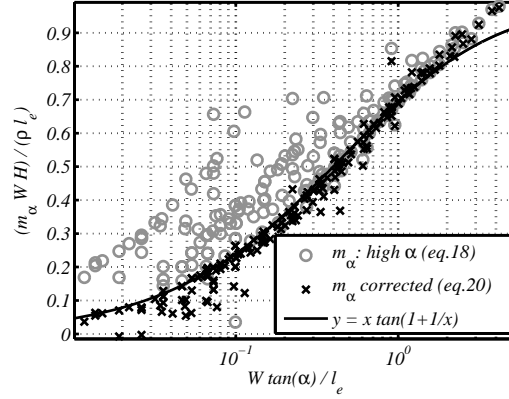


Figure 6.9 – Values of  $m_\alpha$  estimated from finite element simulations with eq.(6.18), normalized by  $\frac{\rho l_e}{WH}$  as a function of the dimensionless variable  $\frac{W \tan(\alpha)}{l_e}$ . They are compared with the analytical formula of equation (6.21).

The formulation of eq.(6.21) fits well the data from the geometries with high values of the angle  $\alpha$ , but not for the lowest values. Indeed, the equation (6.21) suggests that the value of the inertance  $m_\alpha$  approaches zero when the angle approaches zero. This effect is not verified by the finite element simulations (fig.6.9). Furthermore, this formula suggests that adding *ears* on a flat edge ( $\alpha = 0$ ) should have no effect on the radiation. In a slightly different way, this action is made by the organ makers on metallic pipes.

The mesh used for the finite element simulations cannot simulate a null angle, which implies the superposition of two surfaces. But it is possible to observe the evolution of the inertance as a function of the geometry of the window for the lowest value of angle simulated ( $\alpha = 0.09$  rad) (fig.6.10). It appears that  $m_\alpha(\alpha \approx 0)$  is independent of the width  $W$ , of the window. Its value approaches zero when the ears are short, and evolves as the square root of the ratio  $l_e/H$ . A fit of the data gives

$$m_\alpha(\alpha \approx 0) = 0.85 \frac{\rho}{H} \sqrt{\frac{l_e}{H}} \quad (6.22)$$

Two asymptotic behaviors are finally identified. The inertance is well estimated by the equation (6.21) for the highest value of  $\alpha$  and it is estimated by the equation (6.22) for  $\alpha = 0$ . These two behaviors can be seen as two different descriptions of the flow above the edge. For high values of  $\alpha$ , the flow is constrained in three dimensions, whereas for very low values of  $\alpha$ , the flow is only constrained under two dimensions ( $y, z$  in fig.6.2b and fig.6.4). The link between these two behaviors is chosen by adding the estimation of equation (6.22) weighted by a factor  $C^{-\alpha}$  to the model of eq.(6.21). The value of the coefficient  $C$  is optimized to fit the data.

$$m_\alpha = \frac{\rho}{H} \tan(\alpha) \ln \left[ 1 + \frac{l_e}{W \tan(\alpha)} \right] + 32^{-\alpha} \frac{\rho}{H} 0.85 \sqrt{\frac{l_e}{H}} \quad (6.23)$$

It is now possible to give a global formulation of the window inertance, and also the window

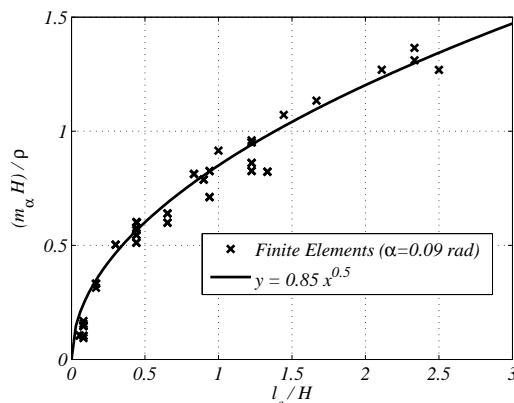


Figure 6.10 – Values of  $m_\alpha$  for  $\alpha = 0.09\text{rad}$  estimated from finite element simulations with eq.(6.18), normalized by  $\frac{\rho}{H}$  as a function of the ratio  $\frac{l_e}{H}$ . They are compared with the analytical formula of equation (6.22).

impedance, by combining equations (6.8),(6.18),(6.23) and (6.16). The inrtance calculated with this model and the one obtained from Verge’s model (eq.(6.11)) are compared with the value of the inrtance estimated from finite element simulations for 431 different geometries in figure 6.11.

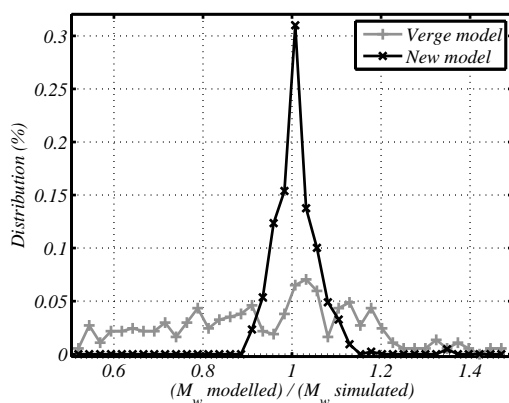


Figure 6.11 – Distributions of the ratio of modeled inertia over inertia estimated from finite element simulations. Each marker indicates the height of an equivalent normalized histogram. Comparison between the model of Verge (mean= 1.02; std= 0.22) and the model proposed in this study (mean= 1.01; std= 0.05).

The model proposed here gives a clear improvement in comparison with the model proposed by Verge [Ver<sup>+</sup>94a]. This model is also used to describe the window impedance of the recorders measured. Since the actual geometry is a rectangular window on a cylindrical tube, the choice between a rectangular (eq.(6.16)) or a cylindrical model (eq.(6.17)) of right angle corner is not obvious. The two impedances obtained with each of these hypotheses are compared with the measured one for the alto recorder on fig.6.3. The cross-sectional area is conserved for the rectangular right angle formulation:  $h_p = \pi r_p^2 / H$ .

For each recorder, both the inertia estimated from the finite element simulation and the one estimated from measurement are much closer to the modeled one with a rectangular right

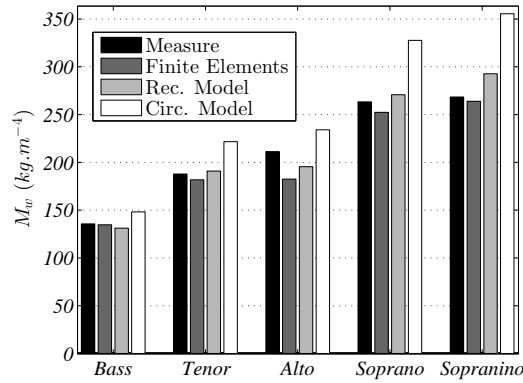


Figure 6.12 – Comparison of the inertances estimated from measurements, from finite element simulations and calculated with the model with a rectangular or circular right angle for the recorders described in tab.6.1.

angle corner (fig.6.12).

## 6.5 Discussions

The model proposed in this study is based on a simplification using the low frequency approximation of a slightly more complex formula (eq.(6.8) and (6.9)). In these equations the global inertance  $M_w$  is split into an inertance  $m_w$  and the length  $l_w$  of an equivalent straight chimney. By analogy with the study of the side hole impedances, the length  $l_w$  could be associated with the height of the ears  $l_e$  to which is added the radiation length correction  $l_r$ , giving:  $l_w = l_e + l_r$ . According to this hypothesis, the inertance can be write as  $m_w = M_w - \frac{\rho}{S_m}(l_e + l_r)$ , which gives:

$$Z_w(\omega) = \frac{\rho c}{\pi r_w^2} \tan \left( jk(l_e + l_r) + \frac{1}{2}(kr_w)^2 \right) + j\omega m_w. \quad (6.24)$$

This formulation, which takes into account the longitudinal resonances in the window, could be used to estimate a more detailed impedance  $Z_w$ , which should be valid for a larger range of frequencies. This model predicts a resonance for  $kl_w = \pi/2$ .

For the right angle ( $\alpha = \pi/2$ ), this formula clearly improves the model (black in fig.6.13). But for sharper edges (e.g.  $\alpha = \pi/12$ ), the resonance is less marked both for the modulus and the phase (grey in fig.6.13). The resonance seems to be followed closely by the antiresonance which decreases the resonance effect for both the modulus and the phase. This effect is not predicted by the formula without the low frequency approximation, which gives a clear resonance (fig.6.13). For sharp edges, the low frequency approximation which doesn't give any resonance is a better approximation of the simulated impedance (fig.6.13).

This specific resonance is certainly due to the enlargement of the tube during the propagation, like in a conical wave guide. The description existing for the propagation in a conical tube [Ben88], can't be transposed simply to the geometry of the window. Neither the cone with a half-angle  $\theta = \pi/4 - \alpha/2$  nor the cone having the same local equivalent radius as the window ( $r = \sqrt{WH/\pi}$  at the edge, and  $r = \sqrt{H(W + l_e/\tan(\alpha))}$  at the top of the ears) give

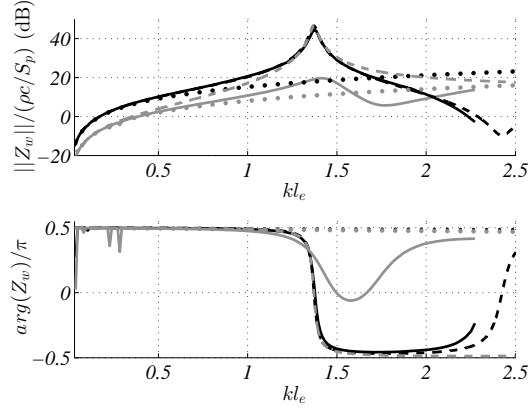


Figure 6.13 – Impedance of windows with high ears ( $l_e = 20\text{mm}$ ) for two angles ( $\alpha = \pi/2$  (black) and  $\alpha = \pi/12$  (grey)), obtained from finite element simulations (solid lines), and calculated with the model without resonance (dots) and with resonance (dash), ( $W = 4.5\text{mm}$ ,  $H = 12.2\text{mm}$  et  $S_p = 2.4\text{cm}^2$ ).

a good approximation of the impedance. It seems that the description of the propagation in the window, which is a rectangular wave guide with an asymmetrical enlargement, is a complex problem which needs a specific study. For classical window geometries, this resonance appears at frequencies out of the range of interest in a musical context (resonance at  $f > 10\text{kHz}$ ). For this study the formulation under low frequency is assumed to be enough to describe the radiation. This aspect of the model could be refined further in future.

Another approximation which can be discussed is the assumption that the radius used to calculate the radiation length correction  $l_r$  doesn't depend on the angle  $\alpha$ . No clear relation is observed between this angle and the residual error of the proposed model compared with the simulations. The assumption that the length  $l_r$  depends only of the cross-sectional area  $S_w = WH$  seems to be confirmed.

Finally, when modeling the active behavior of the instrument, the position of the sound source among the different aspects described in this study is not well defined. Particularly, if the acoustic source occurs at the extremity of the edge, the inertance related to the right angle  $m_{ra}$  should not be included in the window impedance  $Z_w$  but in the pipe impedance  $Z_p$  (fig.6.1,6.2). For the estimation of the total admittance  $Y_{to}$ , it is not really important because the two impedances are added (eq.(6.1)). But it can have an importance for a precise estimation of the source term, notably during the attack transient [Ver<sup>+</sup>94b].

## 6.6 Conclusion

This study proposes a new formulation to model the frequency response of the window of recorder-like instruments. This model is built on equivalent mass approximations and compared with measurements of instruments and with finite element simulations. It explicitly takes into account the presence of the ears and of the edge angle. The frequency response is described through a radiation length  $l_r$  (eq.(6.18)) and two inertances. The window being a side hole, the change of the acoustic flow direction and the change of the cross-section induce a first inertance which is similar to that of a right angle corner:  $m_{ra}$  (eq.(6.16) and (6.17)). The second inertance,

$m_\alpha$  given by eq.(6.23), is related to the presence of the angle and combines two asymptotic behaviors according the value of the angle of the edge.

This model is compared with a lot of finite element simulations and some measurements. The model presented here is the first to include the angle of the edge. The comparisons with simulations and measurements bring out that the model clearly improves the prediction of the window impedance compared with the few previous models (fig.6.11): for the geometry studied here, the standard deviation changes from 22% with the Verge's formulation to 5%.

The model developed in this study neglected the propagation along the chimney defined by the ears and the edge. For classical geometries, the propagation effects should be insignificant in the musical frequency range. However, the inclusion of this propagation is an interesting candidate for improving the model. To model the propagation in this type of duct with a pronounced enlargement would require a specific study. Due to this approximation, the validity domain of the model proposed is limited to low frequencies:  $kr_p < 0.5$  and  $kl_e < 0.5$ , where  $r_p$  is the radius of the main tube and  $l_e$  the height of the chimney. Due to numerical limitation, the formulation proposed here has been only verified for  $f > 100Hz$ .

According to equation (6.1), the admittance which rules the behavior of the instrument depends on the window impedance and on the body impedance (eq.(6.1)). They can finally be written in function of the pulsation  $\omega$ :

$$\begin{cases} Z_w(\omega) &= j\omega \left( m_\alpha + \frac{\rho}{S_w} l_r \right) + \frac{\rho}{2\pi c} \omega^2 \\ Z_p(\omega) &= Z_t + j\omega m_{ra} \end{cases}, \quad (6.25)$$

where  $\rho$  is the and  $S_w$  is the section of the window. The inertance  $m_\alpha$  is associated to the sharpness of the edge can be estimated from the geometry of the window by the equation(6.23):

$$m_\alpha = \frac{\rho}{H} \tan(\alpha) \ln \left[ 1 + \frac{l_e}{W \tan(\alpha)} \right] + 32^{-\alpha} \frac{\rho}{H} 0.85 \sqrt{\frac{l_e}{H}} \quad (6.26)$$

with  $\alpha$  the angle in radian of the edge,  $W$  the distance between the canal and the edge,  $H$  the width of the window and  $l_e$  the height of the wall around the window. The inertance  $m_{ra}$  is associated to the change of direction of the acoustic flow and depend of the sections of the main tube and the window. In the case of a rectangular window it can be formulated as follow (eq.(6.17)):

$$m_{ra} = \frac{2\rho}{\pi r_w} \left( 0.82 - 0.193\zeta - 1.09\zeta^2 + 1.27\zeta^3 - 0.71\zeta^4 \right) \quad (6.27)$$

where  $\zeta = r_w/r_p$  is the ratio of the equivalent radii of the window ( $r_w = \sqrt{(WH)/\pi}$ ) and the main tube ( $r_p$ ). The length correction linked to the radiation is estimated by the following expression (eq.(6.18)):

$$l_r = 0.695r_w. \quad (6.28)$$

The impedance  $Z_t$  is the input impedance of the tube of the resonator, which can be model by using the formulae summarized by Lefebvre[Lef10]. It is now possible to model the passive frequency response of a recorder-like instrument knowing its geometry.

# Simulations de transitoires d'attaque

---

Les implémentations des modèles présentées ici reprennent, en grande partie, les implémentations utilisées dans les articles de Auvray [Auv<sup>+</sup>12a ; Auv<sup>+</sup>14]. La simulation de transitoires d'attaques pendant lesquelles la vitesse de jet varie rapidement par rapport aux temps caractéristiques des modèles (temps de convection du jet et période acoustique) nécessite, cependant, quelques modifications.

L'implémentation des modèles se fait dans le domaine temporel afin de pouvoir simuler des transitoires d'attaques et de comparer les grandeurs simulées aux mesures. D'après les modèles présentés dans le chapitre 2, le comportement de l'instrument est intimement lié au retard  $\tau_{jet}$  issu de la convection le long de la fenêtre de la perturbation du jet induite par le champ acoustique. D'après le critère de Barkhausen, en régime stationnaire le déphasage sur un cycle d'un système auto-oscillant doit être un multiple entier de  $2\pi$ . Le déphasage induit par ce retard, additionné au déphasage induit par le résonateur, fixe donc la fréquence d'oscillation de l'instrument. Dans une simulation numérique, ce retard ne peut être qu'un nombre entier d'échantillons. Il existe également des outils mathématiques permettant d'implémenter des retards fractionnaires [Mat94 ; Val<sup>+</sup>95]. Afin d'estimer correctement le fonctionnement de l'instrument et en particulier sa fréquence d'oscillation, sans compliquer l'implémentation du modèle, il est donc nécessaire d'utiliser une fréquence d'échantillonnage  $f_e$  élevée pour les simulations temporelles.

L'ajustement des paramètres des modèles peut se faire sur différents aspects de la simulation. Dans cette étude, ils sont ajustés sur le fonctionnement quasi-stationnaire, afin de modéliser au mieux l'évolution de la fréquence et de l'amplitude du mode fondamental avec la vitesse de jet. Ce choix se justifie notamment par le fait que les modèles actuels ont été construits sur des hypothèses quasi-stationnaires (vitesse de jet constante notamment). Les seuils de changement de régime sont également approchés au mieux. Cet ajustement fait, les valeurs des paramètres sont fixées pour un instrument et ne sont pas modifiées d'une simulation à l'autre. Cette approche permet tout d'abord de vérifier la capacité des modèles à prédire le comportement quasi-stationnaire de l'instrument étudié, puis d'étudier leur capacité à rendre compte de la variabilité des transitoires d'attaques observés.

## 7.1 Caractéristique de l'instrument modélisé

Pour comprendre la capacité des modèles à simuler l'effet du contrôle sur les transitoires d'attaques, l'étude est restreinte à la modélisation d'un unique instrument. Le choix s'est porté sur le tuyau d'orgue utilisé dans la section 5.3. La géométrie de cet instrument est facilement mesurable et le résonateur peut être modélisé simplement. Cet instrument a déjà été utilisé dans de nombreuses études et a notamment été décrit en détails par Ségoufin [Ség00]. Les différents paramètres géométriques sont rappelés sur le schéma de la figure 7.1.

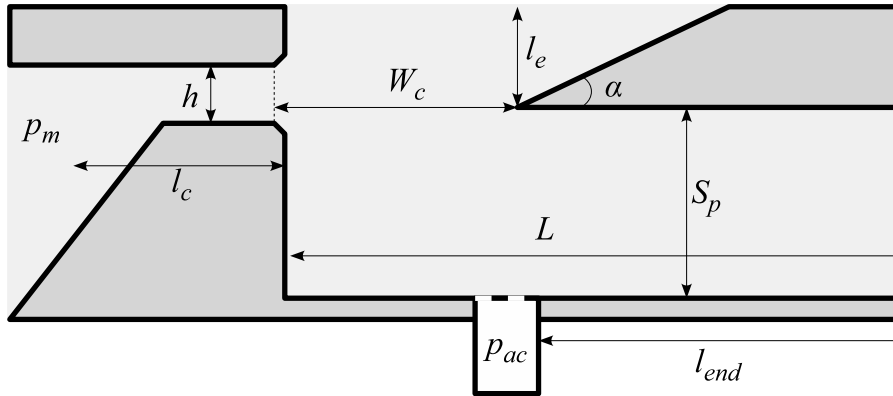


FIGURE 7.1 – Représentation schématique des paramètres géométriques du tuyau d'orgue utilisé.

Les valeurs utilisées pour chacun des paramètres dans les simulations sont les suivantes. Le résonateur est assimilé à un tube de section carrée, de côté  $H = 2\text{cm}$  ( $S_p = 4\text{cm}^2$ ) et d'une longueur  $L = 30\text{cm}$ . Le canal a une hauteur de  $h = 1\text{mm}$  et sa longueur effective à utiliser dans l'équation de Bernoulli non-stationnaire a été estimée par Verge[Ver95] :  $l_c = 2,7\text{cm}$ . La sortie du canal est chanfreinée à 45 degré sur une profondeur d'environ  $0.35\text{mm}$ . L'angle  $\alpha$  du biseau fait 15 degrés. La distance entre la fin du canal (chanfreins compris) et la pointe du biseau mesure  $W_c = 4.3\text{mm}$ . Le décalage verticale entre la pointe du biseau et le centre du canal est estimé à  $y_0 = h/4$ . La hauteur des parois de part et d'autre du biseau (ou des *oreilles*) mesure  $l_e = 9.2\text{mm}$ . La fréquence de jeu mesurée lorsque l'instrument sonne sur le régime fondamental est d'environ  $f_1 \approx 523\text{Hz}$  à  $20^\circ\text{C}$ . Cet instrument est équipé d'un capteur placé à travers la paroi sous le biseau à une distance  $l_{end} = 28\text{cm}$  de l'extrémité du résonateur qui permet de mesurer la pression acoustique interne, et un capteur placé en amont du canal qui permet de mesurer la pression d'alimentation  $p_m$ .

La connaissance de ces paramètres permet de modéliser précisément la transadmittance  $Y_v$  qui caractérise la réponse en fréquence de l'instrument. L'impédance de fenêtre  $Z_w$  est modélisée d'après le modèle développé dans le chapitre 6, et l'impédance du tuyau  $Z_p$  est modélisée par l'impédance d'un cylindre ouvert de section équivalente avec pertes visco-thermiques, rappelée en annexe C. Dans les implémentations numériques, cette réponse en fréquence est approchée par une somme de cinq filtres passe-bande et d'un filtre correspondant au mode uniforme (chap. 2 et annexe C).

De plus, il a été choisi de fixer le coefficient de *vena-contracta* associé aux pertes, commun aux deux modèles. Sa valeur est fixée en se basant sur la littérature à  $\alpha_{vc} = 0.6$  [Fab<sup>+</sup>96] [Ver<sup>+</sup>97b].

Les mesures utilisées ici, sont celles déjà présentées dans le chapitre 5.3. Les diagrammes de bifurcation quasi-stationnaire sont utilisés pour ajuster les modèles et les transitoires d'attaques obtenus sous différentes conditions de contrôle permettent de tester la capacité des modèles à reproduire les comportements observés.

## 7.2 Ajustement du modèle « Jet-Drive »

Le modèle « jet-drive », est dépendant de nombreux paramètres et peu d'entre eux sont déterminés de manière univoque. On supposera ici la demi-largeur du jet fixée :  $b = 2h/5$ . On ajustera donc les paramètres associés à la convection et à l'amplification de la perturbation sinueuse par le jet ( $c_p$  et  $\alpha_i$ ), et la distance  $\delta_d$  entre les sources du dipôle de débit dans la représentation  $1D$ . On supposera que ces paramètres sont indépendants de la fréquence de l'oscillation acoustique. A part la vitesse de convection qui est proportionnelle à la vitesse du jet, les valeurs de ces paramètres seront donc fixées pour l'ensemble des simulations.

Une linéarisation du modèle pour de faibles amplitudes d'oscillation permet d'estimer la vitesse de convection  $c_p$  à partir du critère de Barkhausen. Les deux autres paramètres sont ensuite ajustés par dichotomie afin d'ajuster au mieux les simulations sur le comportement observé expérimentalement. Le retour hydrodynamique, bien que de faible amplitude, modifie le comportement de l'instrument en stationnaire. Il sera pris en compte dans un deuxième temps.

### 7.2.1 Ajustement de la fréquence : modèle linéarisé

En linéarisant les équations associées au modèle « jet-drive » pour des oscillations de faibles amplitudes, il est possible de déterminer des conditions nécessaires à la mise en oscillation du système en se basant sur les critères de Barkhausen [Auv<sup>+</sup>12a ; Ter14]. Si le déplacement latéral du jet au niveau du biseau  $\eta(W_c, t)$  est petit devant la demi-largeur du jet  $b$ , on peut faire le développement limité suivant :

$$\tanh\left(\frac{\eta(W_c, t) - y_0}{b}\right) \approx \tanh\left(\frac{-y_0}{b}\right) + \left[1 - \tanh^2\left(\frac{-y_0}{b}\right)\right] \frac{\eta(W_c, t)}{b}. \quad (7.1)$$

En négligeant les pertes non-linéaires  $\Delta p_{los}$  pour ces petites amplitudes d'oscillation, le modèle « jet-drive » se résume au système d'équations linéarisées suivant :

$$\begin{cases} \eta(W_c, t) &= \frac{he^{\alpha_i W_c}}{U_j} v_{ac}(t - \frac{W_c}{c_p}) \\ \Delta p(t) &= \frac{\rho \delta_d U_j}{W} \left[1 - \tanh^2\left(\frac{-y_0}{b}\right)\right] \frac{d\eta(W_c, t)}{dt} \\ V_{ac}(\omega) &= Y_v(\omega) \Delta P(\omega) \end{cases} \quad (7.2)$$

Dans ce système, la vitesse du jet étant supposée varier de manière quasi-statique, elle est exclue de la dérivée. En combinant l'ensemble de ces équations dans le domaine fréquentiel, ce système se résume à une relation entre la vitesse acoustique  $V_{ac}(\omega)$  et la différence de pression  $\Delta P(\omega)$  de part et d'autre du biseau :

$$\Delta P(\omega) = \frac{\rho \delta_d h e^{\alpha_i W_c}}{W} j\omega e^{j\omega \frac{W_c}{c_p}} V_{ac}(\omega) \quad (7.3)$$

Cette relation combinée à la définition de la transadmittance (3<sup>ème</sup> eq. du système (7.2)), permet de définir le gain en boucle ouverte du système :  $G_{BO}$ . D'après le critère de Barkhausen, pour que l'oscillation d'un système bouclé soit possible en régime stationnaire, il faut que le déphasage total sur un cycle soit un multiple de  $2\pi$ , ce qui se traduit ici par :

$$\arg(G_{BO})(\omega) = -\omega \frac{W_c}{c_p} + \frac{\pi}{2} + \arg(Y_v(\omega)) = 2n\pi, \quad (7.4)$$



où  $n$  est un entier associé au mode hydrodynamique du jet. Le régime fondamental correspond à  $n = 0$ . Ce critère permet ainsi de prédire l'évolution de la fréquence de jeux de l'instrument en fonction de la vitesse de convection  $c_p$  supposée proportionnelle à la vitesse de jet :  $c_p = \gamma U_j$ . Cette condition sur la phase n'est, a priori, pas modifiée par les non-linéarités du système. Pour que l'amplitude d'une oscillation à la pulsation  $\omega$  croissent, il faut également que le critère de Barkhausen sur le module du gain en boucle ouverte soit respecté :

$$\|G_{BO}(\omega)\| = \frac{\rho \delta_d h e^{\alpha_i W_c}}{W} \omega \|Y_v(\omega)\| \geq 1. \quad (7.5)$$

Lorsque l'amplitude croît, les non-linéarités ne sont plus négligeables et tendent à faire diminuer le gain (la notion de gain est à considérer au sens large ici, s'agissant du de boucle intégrant les éléments non-linéaires). En régime stationnaire, lorsque l'amplitude est stable, le module du gain est alors égal à 1.

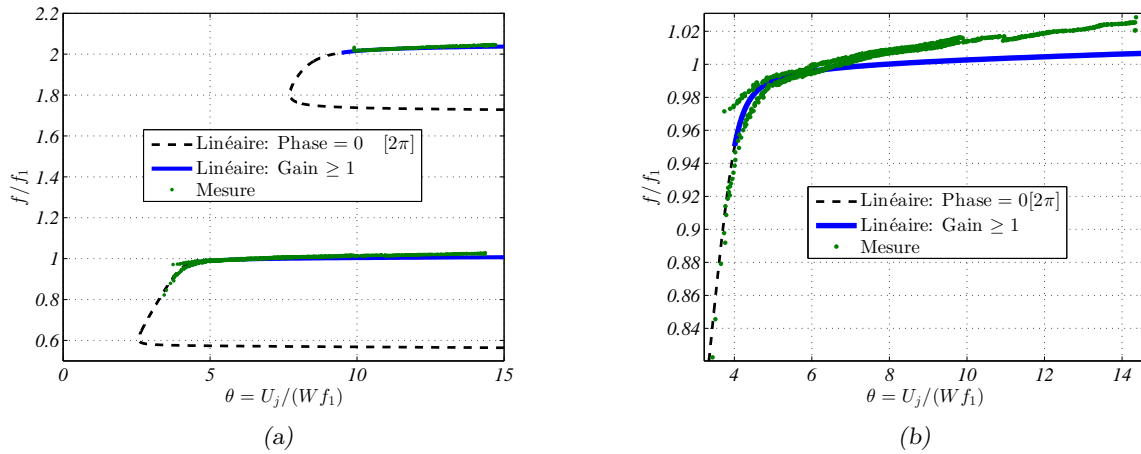


FIGURE 7.2 – Évolution de la fréquence d'oscillation vérifiant le critère de Barkhausen sur la phase en fonction de la vitesse de jet pour le modèle linéarisé dont la vitesse de convection a été ajustée :  $c_p = 0.498U_j$  (pointillés noirs). Cette prédiction est comparée aux fréquences mesurées en régime quasi-stationnaire (vert). Les zones sur lesquelles le critère sur le module est également vérifié, après ajustement complet du modèle, sont également indiquées (bleu). La figure (b) présente un zoom centré sur le premier régime de l'instrument.

La vitesse de convection  $c_p$  est le seul paramètre à ajuster qui apparaît dans le critère sur la phase. Il est donc simple d'ajuster le coefficient de proportionnalité  $\gamma$  entre cette vitesse de convection et la vitesse de jet  $U_j$ , afin que la fréquence de l'oscillation simulée corresponde au mieux à celle mesurée pour l'ensemble des vitesses de jet utilisées. Cet ajustement est fait uniquement sur le premier mode de jet ( $n = 0$  dans l'éq.(7.4)). La figure 7.2a présente l'évolution, en fonction de la vitesse de jet adimensionnée  $\theta = U_j / (W_c f_1)$ , des fréquences mesurées et des fréquences solutions de l'équation (7.4) obtenues avec la vitesse de convection ajustée :  $c_p = 0.498U_j$ . Cet ajustement permet de retrouver les fréquences mesurées sur les deux premiers régimes de l'instrument, et notamment la chute de fréquence en sous-régime ( $\theta < 5$ ). Cependant, le glissement de la fréquence lorsque l'instrument sonne sur le premier régime est légèrement sous-estimée par le modèle linéaire (fig. 7.2b).

On notera que le mécanisme associé au modèle « jet-drive » ne prévoit pas de croissance d'oscillation possible, d'après le critère de Barkhausen sur la phase, pour le deuxième régime de l'instrument pour une vitesse adimensionnée inférieure à  $\theta = 8$  (fig7.2a).

## 7.2.2 Ajustement de l'amplitude et des seuils

La vitesse de convection  $c_p$  étant fixée, le taux  $\alpha_i$  d'amplification des perturbations et la distance  $\delta_d$  entre les sources de débits dans la représentation 1D, sont ajustés afin de faire coïncider l'amplitude du mode fondamental et les seuils de changement de régime, entre les signaux simulés avec le modèle complet incluant les non-linéarités, et les mesures. Pour ajuster ces paramètres, le modèle « jet-drive » est implémenté numériquement par pas de temps. La fréquence d'échantillonnage de la simulation est fixée à  $100kHz$ , ce qui permet d'avoir un bon compromis entre le temps de calcul et la précision de l'estimation du temps de convection du jet. Ainsi paramétrée et programmée dans l'environnement Matlab, la simulations de 20 secondes d'oscillation nécessite environ 90 secondes de calcul sur un ordinateur PC (CPU 3.4GHZ). Afin d'étudier le comportement quasi-stationnaire caractérisé par un cycle d'hystérésis, une rampe de pression croissante de 10 secondes entre  $0Pa$  et  $1kPa$  suivie d'une rampe décroissante similaire sont utilisées comme signal de pression d'alimentation.

Pour la simulation, l'amplitude  $a_i$  du  $i^{\text{ième}}$  mode de pression est estimée à partir de l'amplitude  $v_{ac}^i$  de la composante de la vitesse acoustique 1D à la fréquence de résonance  $f_i$  du mode. La fenêtre de l'instrument étant très proche d'un ventre de vitesse, l'amplitude  $a_i$  est approximée par la relation suivante :

$$a_i = \frac{\rho c S_w}{S_p} v_{ac}^i, \quad (7.6)$$

où  $S_w = WH$  et  $S_p = H^2$  sont les sections de la fenêtre de l'instrument et du résonateur. Les amplitudes des modes de la mesure sont estimées à partir de la pression acoustique mesurée sous le biseau en connaissant la distance  $l_{end}$  (chap. 5.3, eq. (5.4)).

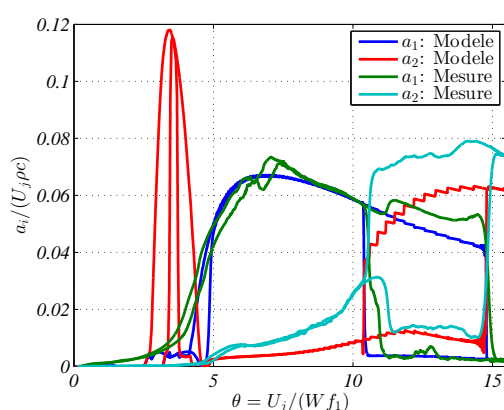


FIGURE 7.3 – Évolution quasi-statique de l'amplitude modale des deux premières composantes fréquentielles avec la vitesse de jet : comparaison entre les amplitudes mesurées et les amplitudes prédites par le modèle « jet-drive » ajusté ( $\alpha_i = 0.195/h$  et  $\delta_d = 2.25(4/\pi\sqrt{2hW})$ ).

Une optimisation conjointe des deux paramètres par dichotomie donne,  $\alpha_i = 0.195/h$  et  $\delta_d = 2.25(4/\pi\sqrt{2hW})$ . Ces valeurs sont cohérentes avec les valeurs que l'on peut trouver dans

la littérature [Ver95 ; Auv<sup>+</sup>12a]. D'après la discussion sur l'estimation de la distance entre les sources développée dans le chapitre 2, la valeur obtenue se rapproche finalement plus de la distance proposée par Ségoufin [Ség<sup>+</sup>04] que de celle proposée par Verge [Ver<sup>+</sup>97b]. Les amplitudes des deux premiers modes sont comparées aux amplitudes mesurées (fig. 7.3). Les marches visibles sur l'amplitude de la deuxième composante fréquentielle simulée sont liées à la fréquence d'échantillonnage. Le temps de convection de la perturbation sur le jet devant être un nombre entier d'échantillon, la variation de la vitesse de jet induit une variation par saut de la fréquence et donc de l'amplitude. Cela souligne l'importance de prendre une fréquence d'échantillonnage élevée.

Les choix d'optimisation permettent d'approcher, pour une évolution quasi-stationnaire, l'amplitude du mode fondamental et les seuils de changements de régime, par contre l'amplitude du second régime est légèrement sous-estimée (fig. 7.3). Pour les faibles vitesses de jet, un pic de forte amplitude est visible pour le second régime, légèrement décalé selon si la pression d'alimentation croît ou décroît. Ce pic correspond à un régime éolien pour lequel le mode hydrodynamique du jet est élevé. Il en existe d'autres non représentés ici correspondant aux modes supérieurs. Les régimes éoliens prédits par le modèle « jet-drive » ont tendance à avoir des amplitudes fortement sur-évaluées par rapport aux mesures [Auv<sup>+</sup>12a]. Pour ces régimes la modélisation de type « discrete-vortex » aurait plus de sens [Deq01 ; Auv<sup>+</sup>14].

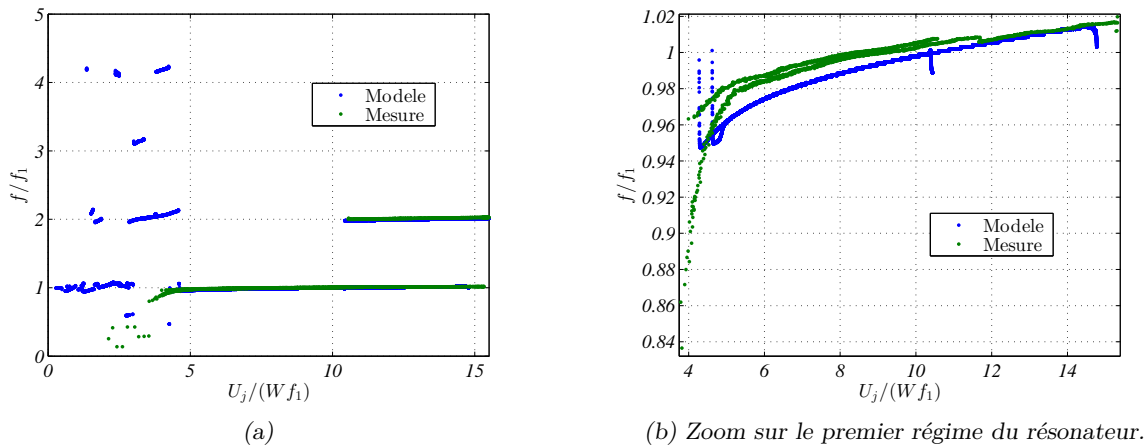


FIGURE 7.4 – Évolution quasi-stationnaire de la fréquence d'oscillation : comparaison entre les amplitudes mesurées et les amplitudes prédites par le modèle « jet-drive » ajusté ( $c_p = 0.498U_j$ ,  $\alpha_i = 0.195/h$  et  $\delta_d = 2.25(4/\pi\sqrt{2hW})$ ).

On retrouve ces régimes éoliens sur l'évolution de la fréquence de l'oscillation avec la vitesse de jet adimensionnée (fig. 7.4a). Pour les vitesses de jet plus élevées, on retrouve quasiment les fréquences prédites par le modèle linéarisé sur le premier mode de jet. L'écart mis en évidence entre la fréquence prévue par le modèle linéarisé et la mesure (fig. 7.2b), est ici atténué (fig. 7.4b). La fréquence d'oscillation de l'instrument est donc également influencée par des phénomènes non-linéaires. Lorsque la vitesse de jet augmente, le son s'enrichit en haute fréquence (fig. 7.3). L'inharmonicité du résonateur peut induire un glissement de fréquence que l'on peut interpréter par équilibrage harmonique.

### 7.2.3 Importance du retour hydrodynamique

Jusqu'à présent le retour hydrodynamique était négligé dans le modèle. Il est possible de le prendre en compte en ajoutant simplement la vitesse induite  $v_{hydro}$  à la vitesse acoustique  $v_{ac}$  dans la perturbation du jet. Cela se traduit dans l'estimation de la position transversale du jet au niveau du biseau par :

$$\begin{cases} \eta(W_c, t) &= \frac{he^{\alpha_i W_c}}{U_j} (v_{ac}(t - \tau_{jet}) + v_{hydro}(t - \tau_{jet})) \\ v_{hydro}(t) &= \frac{\Delta p_{src}(t)}{2j\omega\rho W}. \end{cases} \quad (7.7)$$

où  $\tau_{jet} = W_c/c_p$  est le temps de convection de la perturbation. La formule utilisée ici pour la vitesse  $v_{hydro}$ , est la formule proposée par Verge [Ver<sup>+</sup>94a], qui a été formulée dans le cadre du modèle « jet-drive » par transformation conforme dans une géométrie idéalisée (sec. 2.2).

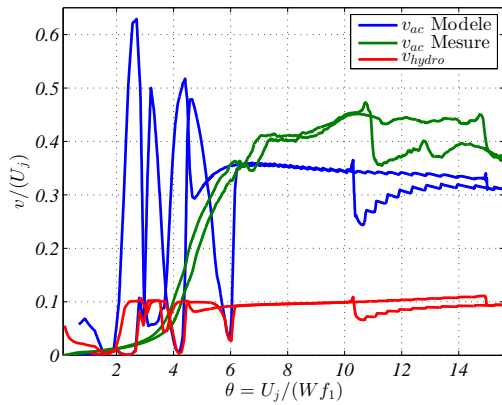
L'ajout de cette vitesse dans le modèle précédemment ajusté, modifie de manière significative son comportement (fig. 7.5a). Cela s'explique notamment par l'importance de la vitesse hydrodynamique modélisée par comparaison à l'amplitude de la vitesse acoustique dans la fenêtre. La prise en compte de ce retour modifie principalement la fréquence d'oscillation et la valeur des seuils de changement de régime. L'existence de deux boucles de rétroactions en parallèle dans le système complexifie la prédiction a priori de la fréquence d'oscillation. Le critère de Barkhausen sur la phase ne peut pas s'appliquer aussi simplement que dans le cas du retour acoustique seul. La vitesse de convection de la perturbation est alors modifiée pour ajuster de nouveau le régime quasi-stationnaire simulé sur le comportement mesuré. La valeur obtenue,  $c_p = 0.62U_j$ , est dans la limite des valeurs trouvées pour les jets semi-infinis à interaction localisée [Mat<sup>+</sup>71 ; Nol98]. On retrouve ainsi une bonne prédiction de l'amplitude du mode fondamental, des changements de régime et de la fréquence d'oscillation (fig. 7.5b et 7.5c). L'amplitude du second régime reste légèrement sous-estimée. Malgré les précautions qu'il faut prendre sur l'interprétation des régimes éoliens prédits par le modèle « jet-drive », il est intéressant de remarquer que l'ajout du retour hydrodynamique induit un glissement de la fréquence de ces régimes qui rappelle celui observé pour le son de biseau habituellement associé au retour hydrodynamique (fig. 7.5c) [Pow61].

L'importance du retour hydrodynamique vis-à-vis du retour acoustique peut être une conséquence non-désirée du choix des paramètres du modèle dont les valeurs sont ajustées. La distance  $\delta_d$  entre les sources de débits modifie par exemple l'amplitude relative du retour acoustique et hydrodynamique. Un ajustement des pertes, influencerait sur l'amplitude totale de l'oscillation acoustique simulée tout en induisant une plus faible modification de ce rapport. L'influence de ce phénomène sur le fonctionnement stationnaire et sur les simulations des transitoires d'attaques doit donc être pris avec précautions.

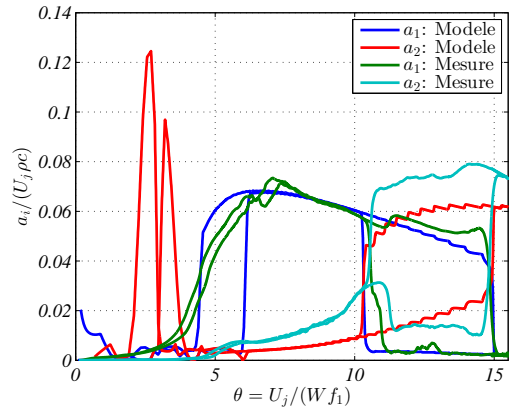
Le modèle « jet-drive » étant désormais ajusté afin de prédire correctement le fonctionnement quasi-stationnaire de l'instrument, il peut être utilisé pour simuler des transitoires d'attaques.

## 7.3 Attaques du modèle « jet-drive »

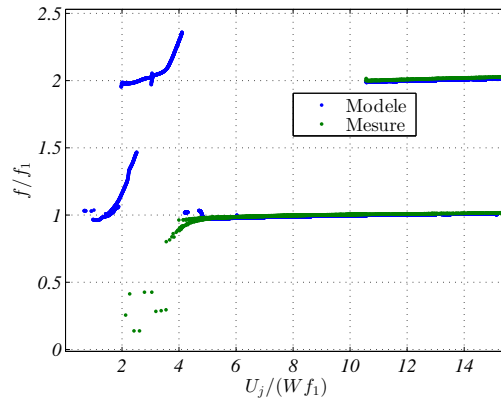
Les transitoires d'attaques présentés dans cette partie sont simulés à partir des signaux de pression d'alimentation mesurés lors de l'étude de la section 5.3. Cela autorise la comparaison



(a) Amplitude, au niveau du biseau, des vitesses acoustiques simulée par le modèle « jet-drive » et mesurée ( $v_{ac}$ ) et de la vitesse hydrodynamique ( $v_{hydro}$ ).



(b) Amplitude modales des deux premiers composantes fréquentielles.



(c) Fréquence fondamentale de l'oscillation acoustique.

FIGURE 7.5 – Comportement quasi-stationnaire du modèle « jet-drive » prenant en compte le retour hydrodynamique, en terme d'amplitude et de fréquence d'oscillation ( $c_p = 0.62U_j$ ,  $\alpha_i = 0.195/h$  et  $\delta_d = 2.25(4/\pi\sqrt{2hW})$ ). Lorsque l'oscillation est quasi monochromatique ( par exemple  $5 < \theta < 10$ ), l'amplitude de la vitesse acoustique (a) et celle du principal mode de pression (b) sont égales à un facteur  $S_p/S_m = 4.8$  près.

entre les résultats des simulations et les mesures acoustiques.

Les signaux de pression d'alimentation mesurés ne peuvent pas être utilisés tels quels dans les simulations. Il existe notamment un couplage entre la cavité amont du tuyau d'orgue (le pied) et le résonateur qui induit une oscillation de la pression d'alimentation autour de sa valeur moyenne [Ver95 ; Cua<sup>+</sup>08 ; Auv<sup>+</sup>15]. Cette fluctuation qui est une conséquence de l'oscillation acoustique ne doit pas être intégrée à la pression d'alimentation utilisée dans les simulations. Cette fluctuation, essentiellement associée à la composante la plus intense, soit le fondamental de l'oscillation, est donc filtrée avant d'utiliser le signal de pression. Le bruit de mesure hautes fréquences est également filtré. Enfin la pression d'alimentation est imposée nulle avant le début de l'attaque (dernier échantillon tel que  $p_m < 0$ ) afin d'éviter d'initier l'oscillation du modèle avant le début de l'alimentation. La vitesse de jet calculée à partir du signal de pression mesuré

et la vitesse de jet correspondante utilisée en consigne du modèle pour un exemple d'attaque sont représentées sur la figure 7.6.

Le modèle « jet-drive » tel qu'il a été présenté dans le chapitre 2, a été développé pour modéliser le comportement stationnaire ou quasi-stationnaire de l'instrument. La vitesse du jet  $U_j$  est supposée varier suffisamment lentement pour être considérée comme constante pendant la convection de toutes les perturbations. Le temps de convection de la perturbation le long de la fenêtre peut alors être estimé simplement à partir de la vitesse du jet à un instant donné :  $\tau_{jet}(t) \approx W_c/c_p(t) = W_c/(\gamma U_j(t))$ . Dans le calcul de la différence de pression source  $\Delta p_{src}$ , la vitesse de jet peut également être sortie de la dérivée (eq. 2.33)[Auv<sup>+</sup>12a].

Avant toute chose il est important de souligner que dans la formulation du modèle utilisée ici, il n'y a pas d'étape de formation du jet. Dès l'instant initial, il existe un jet hypothétique de vitesse nulle et parfaitement rectiligne dans l'axe du canal ( $\eta(x, t = 0) = 0$ ). Lors des transitoires d'attaque, la variation rapide de la vitesse de ce jet nécessite de faire des choix d'implémentation lorsqu'elle apparaît : dans l'estimation du temps de convection  $\tau_{jet}$ , dans l'amplitude de la perturbation du jet à la sortie du canal  $\eta_0$  et dans l'amplitude du dipôle de débit intervenant dans le terme source  $\Delta p_{src}$  :

- L'amplitude du dipôle de débit à un instant donné dépend de la vitesse de jet au niveau du biseau à cet instant. L'écoulement du jet étant supposé incompressible, sa vitesse au niveau du biseau est donc égale à la vitesse à la sortie du canal :  $U_j(t)$ .
- Une perturbation étant convectée plus lentement que le jet ( $c_p \approx U_j/2$ ), il est difficile d'estimer le temps de convection sur un jet dont la vitesse varie au cours du temps. du fait de l'incompressibilité, la vitesse est uniforme le long du jet à chaque instant. Pendant l'intervalle de temps  $dt$ , la perturbation est donc convectée sur une distance  $dx = c_p(t)dt = \gamma U_j(t)dt$ . Le temps de convection  $\tau_{jet}(t)$  d'une perturbation sur la distance  $W_c$  entre le début des chanfreins et la pointe du biseau se définit tel que

$$\int_{t-\tau_{jet}}^t c_p(T)dT = \gamma \int_{t-\tau_{jet}}^t U_j(T)dT = W_c. \quad (7.8)$$

- Enfin, on supposera que l'amplitude de la perturbation initiale dépend de la vitesse de jet au moment où elle a lieu, soit :  $\eta_0(t) = h \frac{v_{ac}(t)}{U_j(t)}$ .

Finalement ces considérations peuvent se résumer dans le système d'équation suivant :

$$\begin{cases} \eta(W_c, t) &= \frac{h e^{\alpha_i W_c}}{U_j(t - \tau_{jet}(t))} v_{ac}(t - \tau_{jet}(t)) \\ \Delta p(t) &= \frac{\rho \delta_a b}{W} \frac{d}{dt} \left[ U_j(t) \tanh \left( \frac{\eta(W_c, t) - y_0}{b} \right) \right] \end{cases} \quad (7.9)$$

L'ensemble de ces choix influe sur les transitoires d'attaques modélisés. Une variation temporelle de la vitesse de jet induit notamment une pression source qui peut avoir une amplitude non négligeable pendant le transitoire d'attaque.

Cette formulation permet de modéliser des transitoires d'attaques à partir des signaux mesurés dans le cadre de l'étude du chapitre 5.3. Les résultats de la simulation obtenus avec ou sans retour hydrodynamique pour l'une de ces attaques sont comparés à la mesure sur la figure 7.6. Sur cet exemple, il existe des différences notables entre les pressions acoustiques mesurée et

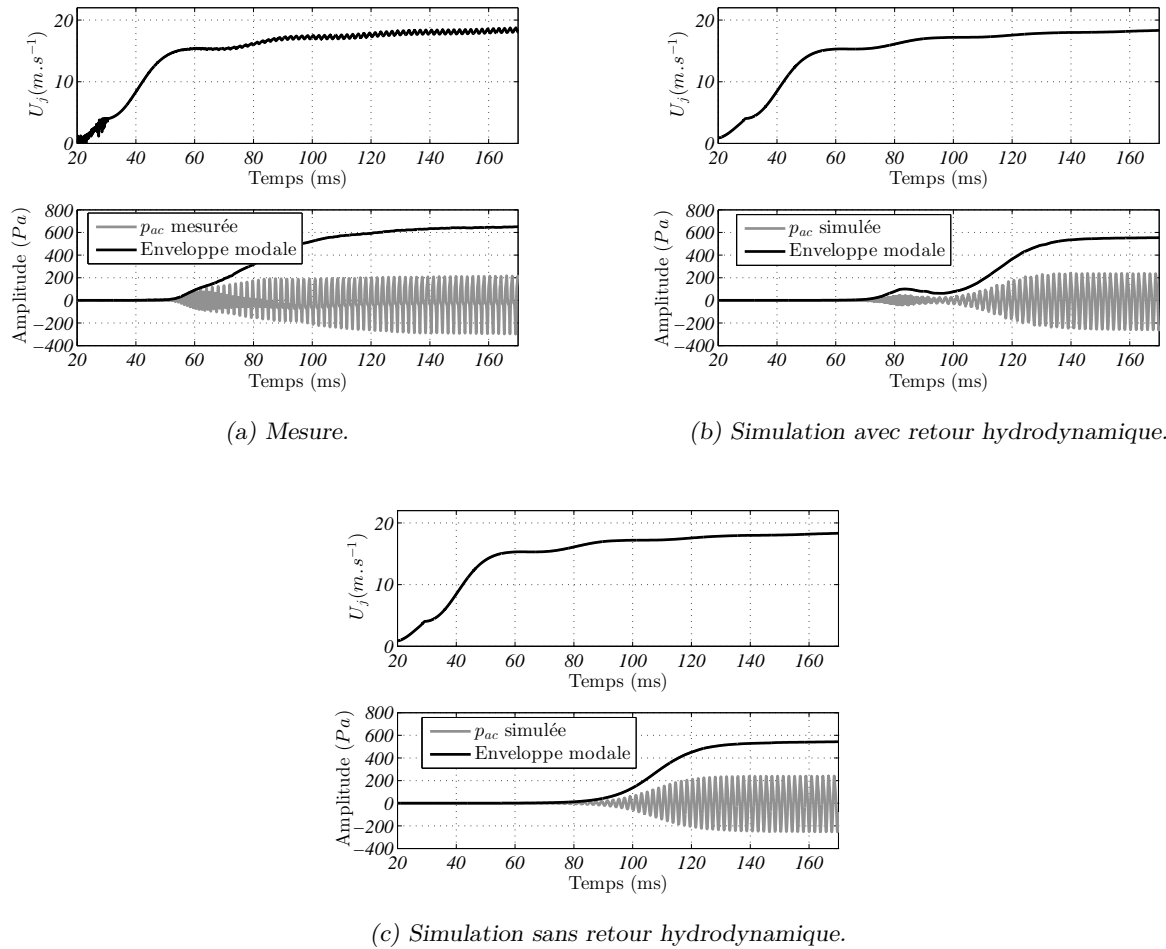


FIGURE 7.6 – Comparaison entre les grandeurs mesurées et les grandeurs simulées correspondantes pour une attaque générée sur le tuyau d'orgue avec une pression cible de  $190\text{Pa}$  (soit  $\theta = 8.7$ ), et un volume tampon de  $5L$ . Pour la mesure, la vitesse de jet  $U_j$  est estimée à partir de la pression d'alimentation mesurée. Cette vitesse est filtrée avant d'être utilisée comme consigne du modèle. L'enveloppe modale est calculée en sommant l'amplitude des différents modes de pression. Elle est donc supérieure à l'amplitude de la pression acoustique proche du biseau.

simulées ainsi qu'entre les attaques simulées avec ou sans le retour hydrodynamique. Afin de quantifier les différences et d'identifier leurs origines, l'initiation de l'oscillation est d'abord étudiée spécifiquement. Ensuite la croissance des différentes composantes fréquentielles est étudiée. À chaque fois l'importance du retour hydrodynamique sera discutée.

Les phénomènes d'hystérésis étant liés à l'existence de plusieurs régimes stables pour une même vitesse de jet, il est possible que, malgré l'ajustement des modèles, le régime stationnaire atteint dans les attaques simulées ne corresponde pas au régime observé expérimentalement. Dans cette étude comparative, seules les attaques dont la mesure et la simulation aboutissent sur le premier régime de l'instrument sont conservées. Lorsque le retour hydrodynamique est négligé, 138 couples d'attaques simulées-mesurées vérifient ces conditions parmi les 178 mesures testées. Lorsqu'il est pris en compte, seul 99 couples d'attaques simulées-mesurées les vérifient. Cette différence est notamment due au fait que le retour hydrodynamique prévoit des régimes

éoliens plus important et sur une plus large gamme de vitesse de jet (fig. 7.5c).

### 7.3.1 Initiation

Plusieurs mécanismes peuvent initier l'oscillation dans la formulation du modèle « jet-drive » proposée ici. Tout d'abord, on peut inclure l'élévation de pression  $p_{jet}$  induite par le développement de jet au moment de l'attaque. Ce mécanisme a été discuté et modélisé dans le chapitre 4. En l'additionnant au terme source on a :  $\Delta p(t) = \Delta p_{jd}(t) + p_{jet}(t) - \Delta p_{los}(t)$ .

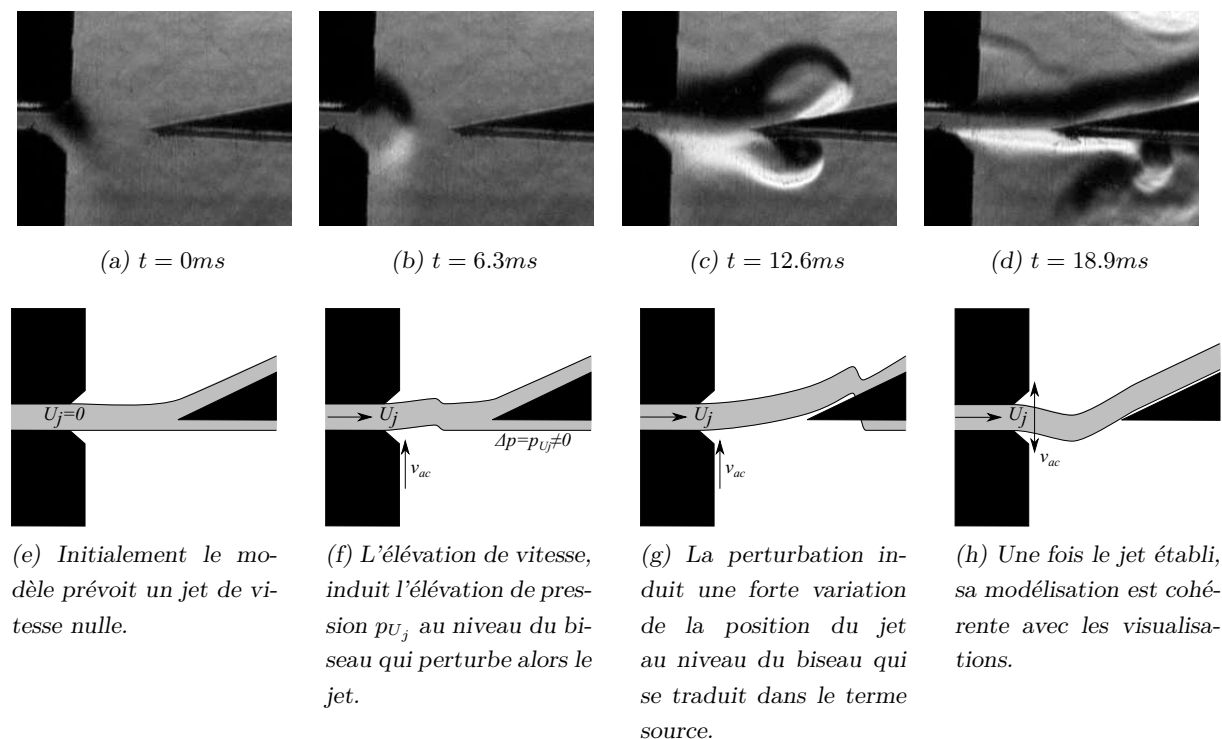


FIGURE 7.7 – Photographies du développement initial du jet par strioscopie (fig. (a) à (d)). Le montage présenté dans le chapitre 5.3, permet d'alimenter le tuyau d'orgue en  $CO_2$ . Les parois latérales étant remplacées par des lames de verres, la différence d'indice optique entre le  $CO_2$  et l'air environnant, permet de visualiser le jet par strioscopie, technique optique permettant de faire du filtrage de fréquence spatial [Cua<sup>+</sup>07]. Le transitoire présenté ici a été généré avec un volume tampon de  $V = 500mL$ , et une vitesse de jet cible de  $U_j = 12.5m.s^{-1}$ . Les schémas des figures (e) à (h), représentent la description du jet associée au modèle « jet-drive » à chacune des étapes.

Comme souligné auparavant, l'écriture même du terme source dans le modèle « jet-drive » implique également l'existence d'un terme source non nul, lorsque la vitesse de jet varie, même si la position du jet est constante (eq.(7.9)). La participation de ce phénomène à l'initiation de l'oscillation peut être estimée à partir de la pression  $p_{U_j}$ , déjà incluse dans la différence de pression  $\Delta p(t)$  et s'écrit :

$$p_{U_j} = \frac{\rho \delta_d b}{W} \tanh\left(\frac{\eta(W_c, t) - y_0}{b}\right) \frac{dU_j(t)}{dt} . \quad (7.10)$$

Ce terme n'a de sens physique qu'à partir de l'instant où le jet a effectivement atteint le biseau. Au début de l'attaque par exemple, ce terme est non nul dès le début de la croissance de la



vitesse de jet, alors que physiquement, le jet n'a pas encore atteint le biseau (fig. 7.7).

Le fait d'imposer une vitesse de jet nulle tant que le jet n'a pas atteint le biseau supprimerait cette incohérence. Mais, du fait du décalage  $y_0$ , ceci induirait une discontinuité du terme source à l'arrivée du jet qui n'a pas plus de sens physique. Cet aspect est illustrée ci-après sur les signaux prédits par différents choix de modélisation sur la figure 7.9.

Enfin M.P. Verge [Ver<sup>+</sup>97b] propose de prendre en compte l'élévation de pression induite par la formation d'un vortex lorsque le jet impacte le biseau. Le vortex en question est en partie visible sous le biseau sur les photographies 7.7c et 7.7d. La formation de ce vortex et l'amplitude de l'élévation de pression qui en découle n'ont jamais été étudiées spécifiquement et il n'en existe pas de modélisation. Cet aspect ne sera pas pris en compte ici.

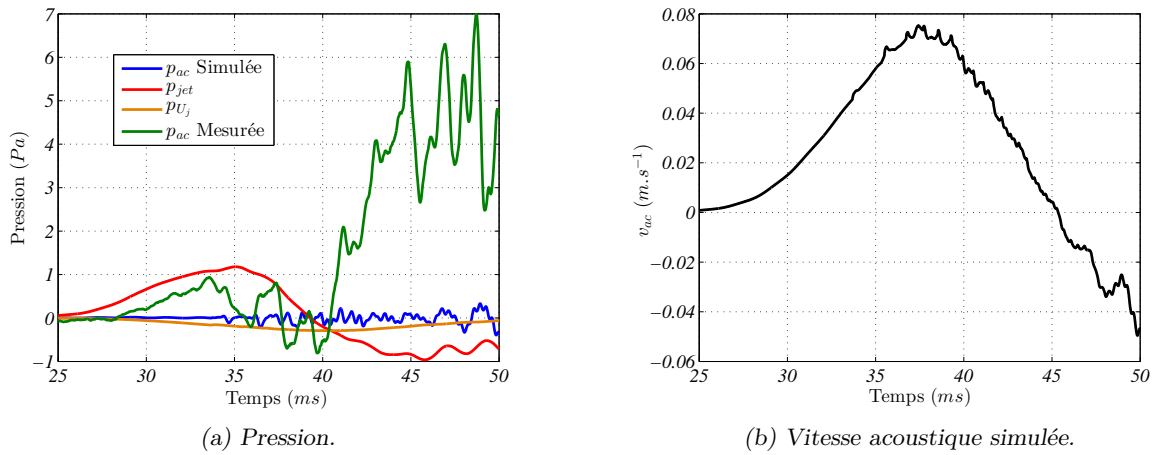


FIGURE 7.8 – Comparaison entre l'initiation de l'oscillation acoustique simulée et mesurée du signal de la figure 7.6 (volume tampon  $5L$ , pression cible :  $190Pa$ ). Pour la simulation, la vitesse acoustique  $v_{ac}$ , qui est la variable d'intérêt dans le modèle, est représentée. Les amplitudes des deux mécanismes initiateurs ( $p_{jet}$  et  $p_{U_j}$ ) de l'oscillation sont également indiquées.

La pression acoustique simulée par le modèle « jet-drive », incluant le retour hydrodynamique, l'élévation de pression liée à la formation du jet et excluant la formation du vortex à l'impact du jet avec le biseau est comparée à la pression mesurée sur la figure 7.8a, pour l'attaque présentée sur la figure 7.6. Dans le modèle c'est la vitesse acoustique et non la pression qui est simulée (fig. 7.8b). La pression présentée est estimée, à partir de cette vitesse acoustique, au niveau du capteur de pression de l'expérience (fig. 7.1) via des considérations modales. Cette estimation est faite de manière assez grossière à partir des signaux de vitesse obtenus en sortie des modes du résonateur :

$$p_{ac} = \sum_{n=1}^{N_h} \left( \rho c \frac{S_w}{S_p} v_{ac}^n \frac{\sin(l_{end}\omega_n/c)}{\cos(l_w\omega_n/c)} \right) \quad (7.11)$$

où  $l_w$  est la distance en 1D entre la fenêtre de l'instrument où est calculée la vitesse  $v_{ac}$  et l'extrémité du résonateur, et  $l_{end}$  est la distance entre le capteur et l'extrémité du résonateur (fig. 7.1). La longueur  $l_w$  est estimée via l'inertance  $M_w$  de la fenêtre ( $l_w = M_w S_w / \rho$ ), elle-même estimée via le modèle présentée dans le chapitre 6. La longueur  $l_{end} = 28cm$  est mesurée expérimentalement. Par définition le mode uniforme en vitesse n'est pas pris en compte dans cette

reconstruction ( $\omega_0 = 0$ ), qui exclue donc les basses fréquences. Cette estimation de la pression acoustique permet cependant de comparer l'amplitude de l'oscillation acoustique simulée en « hautes fréquences » (ici  $f \gtrsim 523Hz$ ) avec la mesure. Les basses fréquences peuvent être observées sur le signal de la vitesse acoustique (fig. 7.8b). Les amplitudes des mécanismes initiateurs  $p_{jet}$  et  $p_{U_j}$  indiquées sur la figure sont calculées au niveau de la fenêtre. Ces phénomènes ayant ici plutôt des composantes basses fréquences et le point de mesure étant proche de la fenêtre, l'écart d'amplitude induit par ce décalage spatial est faible.

Tout d'abord il apparaît que la pression induite par la variation non-physique de la vitesse de jet au niveau du biseau  $p_{U_j}$  a une amplitude faible devant la pression induite par le développement du jet  $p_{jet}$ . Cette dernière traduit bien l'élévation progressive de la pression acoustique mesurée dans les premiers instants. Le faible écart observé peut être dû au décalage spatial entre les points d'observations ( $l_w - l_{end}$ ). Pour les attaques présentées ici, la montée de pression utilisée est trop lente pour que ce mécanisme injecte de l'énergie en hautes fréquences contrairement à ce qui a été observé sur les musiciens (chap. 4). Ce mécanisme, de même que le mécanisme non-physique  $p_{U_j}$ , n'injecte que très peu d'énergie sur les fréquences de résonances de l'instrument. La prise en compte de ces phénomènes permet malgré tout d'initier le modèle via un artefact dans la modélisation discutée ci-après. Cependant l'amplitude de l'initiation acoustique visible sur la simulation n'a pas les mêmes caractéristiques que l'initiation observée expérimentalement. L'amplitude est beaucoup trop faible et la forme temporelle du signal est différente.

Cette différence vient vraisemblablement de l'oubli d'un phénomène qui n'avait pas été observé sur les attaques de musiciens. En effet, à partir d'un certain temps, le signal mesuré s'éloigne de l'élévation de pression prédite par le développement du jet ( $p_{jet}$ ). Cet instant correspond à peu près au début de l'oscillation acoustique simulée (au environ de  $34ms$  sur le signal de la figure 7.8a). Dans la modélisation, cet instant correspond à l'arrivée de la première perturbation convectée par le jet. Cet instant correspond plus ou moins à l'arrivée du front du jet au niveau du biseau. On retrouve donc ici l'importance de modéliser une dépression lorsque le jet impacte le biseau comme proposé par Verge [Ver<sup>+</sup>97b; Ver<sup>+</sup>94b]. Cette divergence entre la pression  $p_{jet}$  et la mesure est observable sur l'ensemble des mesures faites sur le tuyau d'orgue mais n'avait pas été observée sur les attaques des musiciens. Cela semble indiquer que ce phénomène est important dans le cas de croissance *lente* de la vitesse de jet. Comme observé par Verge [Ver<sup>+</sup>94b], lorsque la croissance est rapide, le pic de pression au moment de l'impact est négligeable devant le terme  $p_{jet}$  qui semble suffire à décrire correctement l'initiation. Si la montée de pression est encore plus lente, le jet passe au-dessus du biseau sans l'impacter [Ver<sup>+</sup>94b]. Le système démarre alors très lentement. C'est peut-être ce type d'attaque qui a été observée sur pour les attaques douces des musiciens, sur lesquelles, aucun mécanisme d'initiation n'a été mis en évidence (chap. 4).

Comme souligné précédemment, malgré la très faible amplitude injection d'énergie sur les fréquences de résonances induites par pressions  $p_{jet}$  et  $p_{U_j}$ , cela suffit à initier l'oscillation dans la simulation. Afin de comprendre l'importance des différents phénomènes étudiés sur cette initiation et de comprendre son origine, il est utile de regarder sa modification en fonction de chacun des termes. Pour cela chacun des mécanismes est annulé tour à tour dans la simulation de l'attaque présentée en figure 7.9<sup>1</sup>. L'observation des signaux obtenus est faite ici sur l'estimation

1. La pression  $p_{U_j}$  est annulée en excluant la vitesse de jet de la dérivée dans le calcul de  $\Delta p_{src}$  (eq.(7.2) et

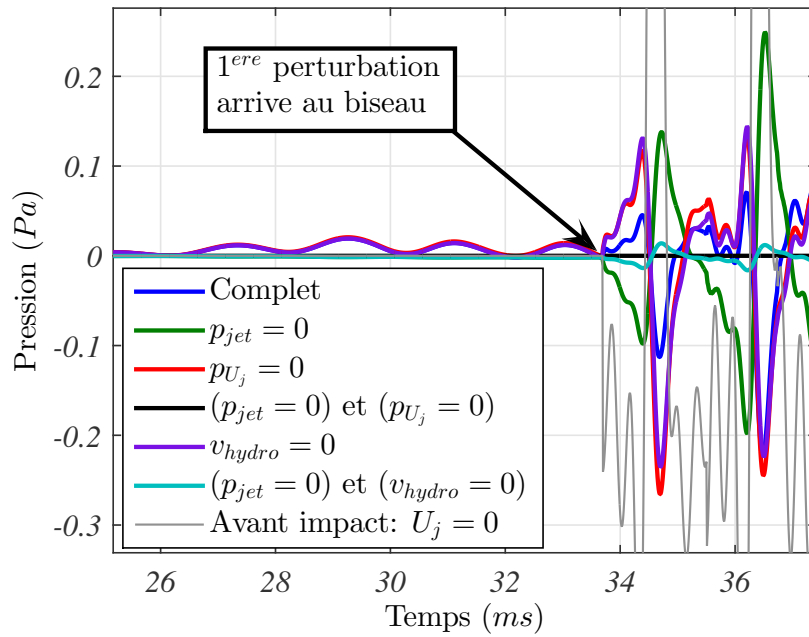


FIGURE 7.9 – Influence des différents éléments dans l'initiation de la pression acoustique simulée. (Le signal de référence correspond à celui de la figure 7.8a.)

de la pression acoustique, afin de ne pas prendre en compte les effets basses fréquences et de mettre en évidence l'importance de chacun de ces termes sur l'initiation de l'oscillation acoustique en tant que telle (fig. 7.9).

L'ensemble des simulations montrent une discontinuité à  $t \approx 33,5$  ms qui correspond à l'arrivée de la première perturbation au niveau du biseau. On note notamment que l'oscillation induite par l'élévation de pression  $p_{jet}$  due au développement du jet avant cet instant est très faible par rapport à cette discontinuité. L'oscillation induite par la pression  $p_{U_j}$  n'est pas observable. Cependant, la prise en compte d'un de ces deux phénomènes d'initiation ( $p_{jet}$  ou  $p_{U_j}$ ) permet la mise en oscillation du système. Lorsque ces deux mécanismes sont annulés, l'oscillation ne démarre pas. Malgré la différence notable d'amplitude entre ces deux phénomènes (fig. 7.8a), l'oscillation induite diffère uniquement par le signe. Ceci traduit le fait que dans cette formulation du modèle, le principal mécanisme d'initiation est la discontinuité qui apparaît au moment où la première perturbation atteint le jet.

S'il y a un mécanisme initiateur, la première perturbation induit un décalage de la position transverse du jet au niveau du biseau qui peut être important du fait de l'amplification le long du jet. À l'échantillon précédent, la position transverse du jet était fixée à zéro. Cette discontinuité de la position du jet, induit une pression source importante liée à la dérivée temporelle présente dans son expression (eq.(7.9)). Comme discuté précédemment, cette discontinuité est d'autant plus importante si la vitesse du jet est supposée nulle au niveau du biseau avant l'impact. Dans ce cas, même en ne prenant en compte aucun mécanisme initiateur ( $p_{jet} = p_{U_j} = 0$ ), du fait du décalage  $y_0$  entre le canal et la point du biseau, la discontinuité de la vitesse de jet va induire une discontinuité forte du terme source au moment de l'impact : avant l'impact :  $\Delta p_{srce} = 0$ , (7.10).

et après l'impact  $\Delta p_{srce} = \frac{\rho \delta_a b U_j(t)}{W} \frac{d}{dt} (\tanh(-y_0/b))$ . Cette discontinuité initie alors de manière abrupte l'oscillation (courbe en gris sur la figure 7.9).

L'observation de ces premiers instants, montre également l'importance du retour hydrodynamique sur l'initiation de l'oscillation. L'amplitude de la vitesse hydrodynamique étant nulle tant qu'il n'y a pas de source au niveau du biseau, ce mécanisme ne peut pas jouer le rôle d'initiateur. Cependant, il diminue quasiment de moitié l'amplitude de la première oscillation. Le fluide étant supposé incompressible sur la dimension de la fenêtre, le retour hydrodynamique induit instantanément une vitesse à la sortie du canal. Comme souligné au moment de la présentation de ce mécanisme (chap. 2.2), il existe également une vitesse acoustique induite instantanément à la sortie du canal liée aux inertances acoustiques au niveau de la fenêtre. En supposant que cette inertance se résume à l'inertance  $M_w$  de la fenêtre modélisée dans le chapitre 6, la vitesse acoustique instantanément induite à la sortie du canal s'écrit :

$$v_{ac}^{inst}(t) = \frac{\Delta p(t) S_w}{j\omega M_w} = \frac{\Delta p(t)}{j\omega l_w \rho}, \quad (7.12)$$

où  $l_w$  est la longueur équivalente à cette inertance. En utilisant la formulation de la vitesse hydrodynamique proposée par M.P. Verge (eq. 7.7), on obtient simplement que le rapport des vitesses induites par les deux mécanismes à la sortie du canal s'écrit :

$$\frac{v_{hydro}}{v_{ac}^{inst}} = \frac{l_w}{2W}. \quad (7.13)$$

Pour la géométrie de l'orgue utilisé, on trouve  $v_{hydro} \approx 0.96 v_{ac}^{inst}$ . Cet ordre de grandeur montre que le retour hydrodynamique ne peut pas être négligé sur les premiers instants de l'oscillation et rejoint l'observation de la figure 7.9.

Le début de la croissance de la vitesse de jet étant finalement assez similaire sur l'ensemble des attaques générées avec le tuyau d'orgue, les observations faites sur ce signal sont valables sur la plupart des transitoires d'attaque modélisés dans cette étude. Le bruit présent dans les mesures et absent des simulations empêche d'appliquer la quantification de l'apport initial d'énergie du chapitre 4 pour comparer les simulations aux mesures de manière globale. Cependant, l'amplitude du mécanisme qui initie l'oscillation a été identifiée comme étant un des éléments principaux jouant sur le *temps de réponse* de l'instrument (chap. 3). Ce *temps de réponse* du système est quantifié ici par le délai temporel entre l'instant où la vitesse de jet atteint 10% de sa valeur cible et l'instant où l'oscillation de la composante fondamentale atteint 10% de sa valeur finale<sup>2</sup>. Les algorithmes utilisés pour estimer ces durées sont similaires aux algorithmes utilisés pour caractériser les attaques des musiciens dans le chapitre 3. Le rapport des délais ainsi définis est estimé pour chaque couple mesure-simulation, avec ou sans retour hydrodynamique, ce qui permet une vision globale des écarts obtenus (fig. 7.10).

Les temps de réponse sont toujours plus longs dans les simulations, en moyenne d'un facteur 2 par rapport aux mesures. La prise en compte du retour hydrodynamique ne fait pas apparaître de différence significative. Ces résultats corroborent les observations faites sur l'attaque présentée sur la figure 7.9. En effet si l'amplitude de l'initiation est sous-estimée, le système aura un temps de réponse plus long. Malgré le fait que les mécanismes d'oscillations ne permettent pas de

---

2. Seule la composante fondamentale est utilisée ici car le modèle a été ajusté pour prédire correctement son amplitude en régime stationnaire.

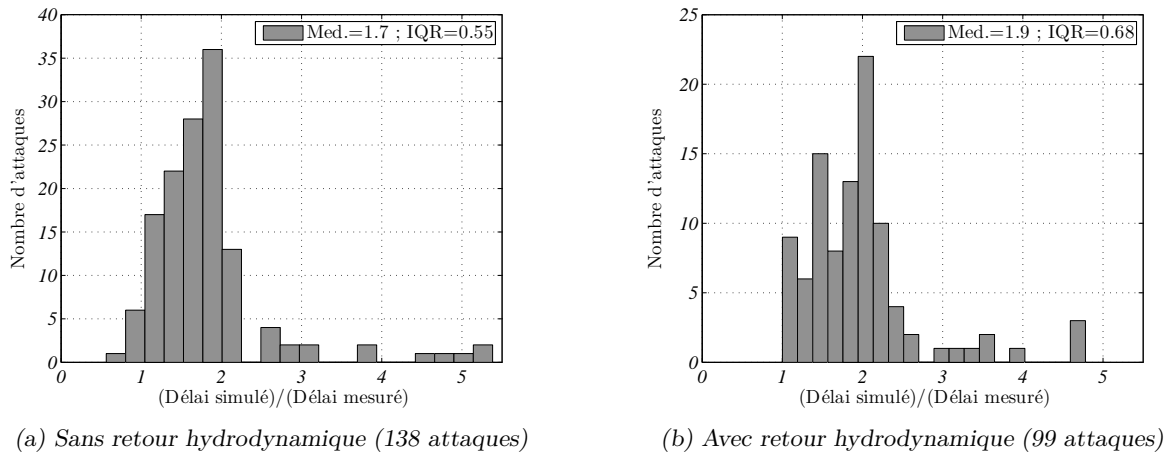


FIGURE 7.10 – Comparaison des délais de mise en oscillation du système après le début de l'alimentation entre simulations et mesures correspondantes. Les valeurs médianes et les écarts interquartiles (IQR) sont indiqués.

retrouver en détail les observations expérimentales, il est intéressant d'observer comment est modélisée la croissance de l'oscillation et si le modèle est capable de simuler les phénomènes observés.

### 7.3.2 Croissance des différentes composantes fréquentielles

Les différentes composantes fréquentielles sont ici étudiées séparément. Tout d'abord la composante fondamentale de fréquence  $f_1 \approx 523Hz$  est analysée. Le modèle a été ajusté sur cette composante, notamment du point de vue des amplitudes. On s'attend donc à ce que l'amplitude de cette composante atteigne la même amplitude à la fin du transitoire dans la simulation et la mesure.

#### Composante fondamentale

C'est effectivement le cas pour les simulations avec et sans retour hydrodynamique de l'attaque présentée sur la figure 7.11. Sauf exception, on obtient un écart inférieur à 10% sur l'amplitude finale de la composante fondamentale. Dans l'exemple présenté, cette amplitude est atteinte plus tardivement pour les signaux simulés que pour le signal mesuré. Cet écart est en majeure partie dû à la mauvaise estimation de l'apport initial d'énergie. En effet, en dehors du décalage temporel induit par cette mauvaise estimation, la composante fondamentale croît quasiment à la même vitesse sur les deux simulations et sur la mesure, ce qui se traduit par des courbes parallèles pendant la croissance.

Pour d'autres attaques, l'amplitude de l'initiation de l'oscillation à la fréquence fondamentale est mieux approchée par le modèle. La croissance de cette composante est alors parfois particulièrement bien simulée, comme sur l'attaque présentée sur la figure 7.12. Dans ces deux exemples, l'ajustement différent des paramètres du modèle mis à part (sec. 7.2), le retour hydrodynamique ne semble pas influencer la croissance de la composante fondamentale.

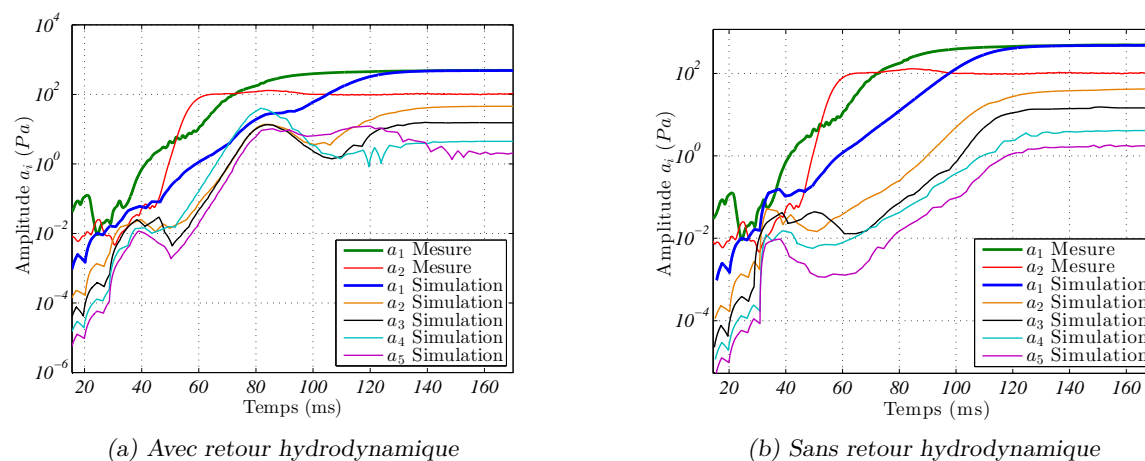


FIGURE 7.11 – Croissance des différentes composantes fréquentielles en échelle logarithmique de l'attaque présentée en figure 7.6.

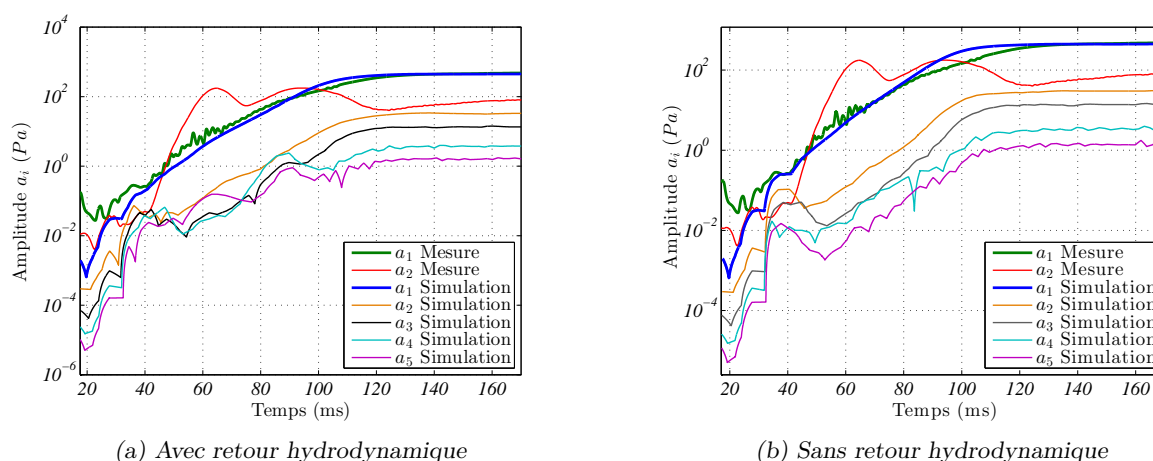
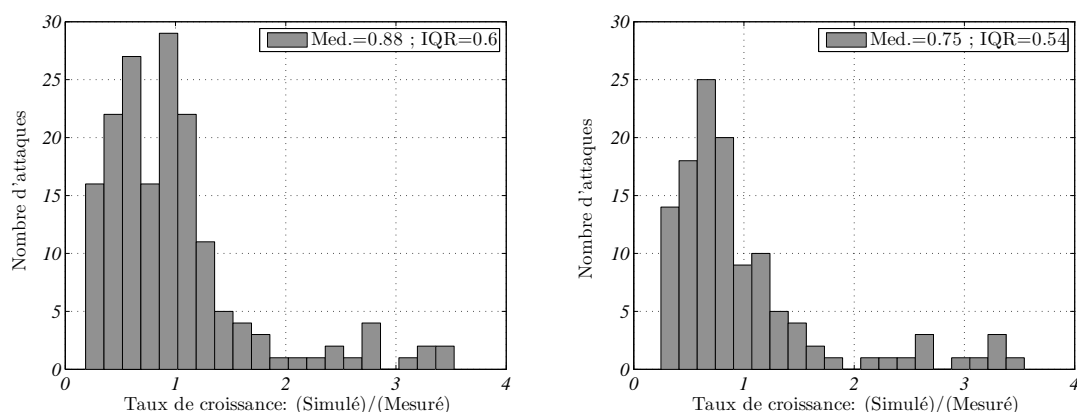


FIGURE 7.12 – Croissance des différentes composantes fréquentielles en échelle logarithmique, d'une attaque caractérisée par une pression cible de 160Pa (soit  $\theta = 7.75$ ) et un volume tampon de 2L.

Sur les signaux présentés, expérimentaux ou simulés, l'amplitude de cette composante se caractérise par une longue étape de croissance quasi-exponentielle qui se traduit par une droite dans la représentation logarithmique. Cette croissance est parfois légèrement perturbée notamment sur les mesures et lorsque le retour hydrodynamique est inclus (fig. 7.11a). Cela traduit le fait que, sur cette durée, l'évolution de la composante fondamentale est régie essentiellement par des mécanismes linéaires. L'évolution de la composante fondamentale peut donc être caractérisée par son taux de croissance, estimé via le coefficient directeur de la droite en échelle logarithmique. Ce coefficient peut être estimé pour l'ensemble des attaques mesurées et des attaques simulées avec ou sans retour hydrodynamique via un algorithme similaire à celui utilisé dans le chapitre 3.

Il est ainsi possible de comparer pour l'ensemble des notes et les deux types de simulations les croissances simulées et mesurées (fig. 7.13). Il apparaît ainsi que le modèle sous-estime le taux de



(a) Sans retour hydrodynamique (138 attaques simulées)  
(b) Avec retour hydrodynamique (99 attaques simulées)

FIGURE 7.13 – Comparaison des taux de croissance de la composante fondamentale entre les attaques mesurées et les attaques simulées avec ou sans retour hydrodynamique correspondant. La valeur médiane et l'écart inter-quartiles (IQR) sont indiqués.

croissance. Comme observé sur les exemples, la prise en compte du retour hydrodynamique ne semble pas influencer de manière significative la croissance de la composante fondamentale, même si les valeurs obtenues sont légèrement plus faibles. L'écart entre les taux de croissance simulés et mesurés peut être lié au choix des paramètres ajustés dans le modèle. En effet, cette croissance exponentielle est caractérisée uniquement par le fonctionnement linéaire de l'instrument, c'est à dire lorsque les pertes non-linéaires sont négligeables. En augmentant conjointement pertes et gain, il doit être possible d'obtenir les mêmes amplitudes en régime stationnaire tout en augmentant le taux de croissance de la composante fondamentale.

L'ensemble des observations faites jusqu'ici n'ont pas montré d'influence significative du retour hydrodynamique sur les transitoires d'attaques. Ce phénomène influence principalement la croissance des composantes fréquentielles élevées.

### Composantes de fréquences élevées

Le chapitre 5 a mis en évidence que lors de certains transitoires d'attaques, une composante fréquentielle correspondante à un autre régime que le régime fondamental, prédomine l'oscillation acoustique pendant un bref instant. Pour le tuyau d'orgue étudié ici, ces composantes fréquentielles correspondent majoritairement au deuxième et troisième mode du résonateur. Ces fréquences peuvent apparaître alors que la vitesse de jet ne dépasse pas le seuil de stabilité de ces régimes en fonctionnement quasi-stationnaire. Par exemple, dans le cas présenté ici, le deuxième régime commence à apparaître lorsque la vitesse dépasse un seuil de  $\theta \approx 6$  pendant l'attaque (sec. 5.3). D'après l'étude en approximation linéaire du modèle « jet-drive » menée précédemment (sec. 7.2.1), pour ces vitesses, les critères de Barkhausen ne sont pas vérifiés pour ce régime, notamment celui en phase. Le simple modèle « jet-drive » n'est donc pas capable de prédire la croissance de ces composantes hautes fréquences. En effet, on observe que pour les

attaques modélisées sans retour hydrodynamique, l'ensemble des composantes fréquentielles<sup>3</sup> ont une amplitude inférieure à l'amplitude de la composante fondamentale pendant tout le transitoire d'attaque, excepté au moment de l'initiation de l'oscillation. Expérimentalement, une prédominance du deuxième régime est observée dans les deux exemples présentés (fig. 7.11b et fig. 7.12b). L'amplitude de ces composantes croît en suivant celle de la composante fondamentale. Cette croissance est une conséquence directe de la non-linéarité du terme source (eq. 7.9).

La prise en compte du retour hydrodynamique fait apparaître une croissance des composantes hautes fréquences indépendante de la composante fondamentale (fig. 7.11a et fig. 7.12a). Sur certaines simulations, l'une de ces composantes peut prédominer l'oscillation acoustique pendant un cours instant avant de diminuer au profit du régime fondamental. C'est notamment le cas pour la composante correspondant au quatrième régime sur l'attaque de la figure 7.11a.

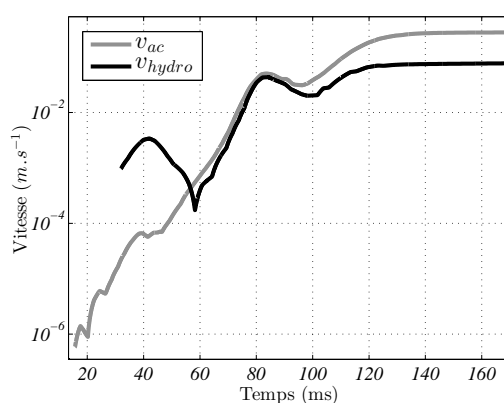


FIGURE 7.14 – Amplitude simulée des vitesses induites par le retour hydrodynamique ( $v_{hydro}$ ) et le retour acoustique ( $v_{ac}$ ) au niveau de la sortie du canal pour l'attaque présentée en figure 7.6.

Pour cette attaque simulée l'amplitude de la vitesse liée au retour hydrodynamique a une amplitude supérieure ou comparable à la vitesse induite par le retour acoustique jusqu'au moment où les composantes hautes fréquences atteignent leur maximum local d'amplitude ( $t \approx 80ms$ ) (fig. 7.14). Cette observation confirme le lien entre la prise en compte du retour hydrodynamique et le développement de ces hautes fréquences.

Dans la diversité des attaques simulées, le quatrième et le cinquième régime prédominent parfois, mais jamais le deuxième ni le troisième, comme observé expérimentalement. De plus, les amplitudes observées restent très inférieures aux observations expérimentales. Les amplitudes des hautes fréquences restent majoritairement inférieures à l'amplitude de la composante fondamentale (fig. 7.11a). Le retour hydrodynamique tel que formulé ici permet donc aux hautes fréquences de croître indépendamment de la composante fondamentale pendant le transitoire. Cependant, la dépendance en fréquence et l'amplitude du phénomène ne sont pas bien restitués. Cet écart peut être dû à un problème de modélisation du phénomène en lui-même ou du modèle « jet drive ». L'amplification de la perturbation du jet et sa convection sont notamment pris indépendamment de la fréquence dans cette formulation, alors que d'après l'expérience et la théorie, le coefficient d'amplification diminue lorsque la fréquence augmente [Mat<sup>+</sup>71 ; Nol98]. Cette

3. Le résonateur étant modélisé uniquement par 5 filtres passe-bande, seules les 5 premières composantes fréquentielles sont simulées.



simplification peut donc favoriser exagérément les très hautes fréquences (régime 4 et 5) qui prennent alors le pas sur les deuxième et troisième régimes.

Malgré les différences observées, le retour hydrodynamique semble un élément essentiel à prendre en compte pour espérer être capable de simuler un transitoire d'attaque d'instrument de type flûte dans sa complexité.

## 7.4 Le modèle « discrete-vortex »

Le modèle « discrete-vortex » tel que présenté dans la section 2.3.2 peut également être implémenté dans une simulation temporelle permettant de simuler des transitoires d'attaque. De même que pour le modèle « jet-drive » il est nécessaire d'ajuster les paramètres du modèle avant de l'utiliser. Pour prendre en compte le retour hydrodynamique, on supposera que la relation entre la différence de pression source et la vitesse hydrodynamique formulée par Verge dans le cadre du modèle « jet-drive » reste valable dans cette modélisation. Cette vitesse est simplement ajoutée à la vitesse acoustique dans la perturbation du jet à la sortie du canal :

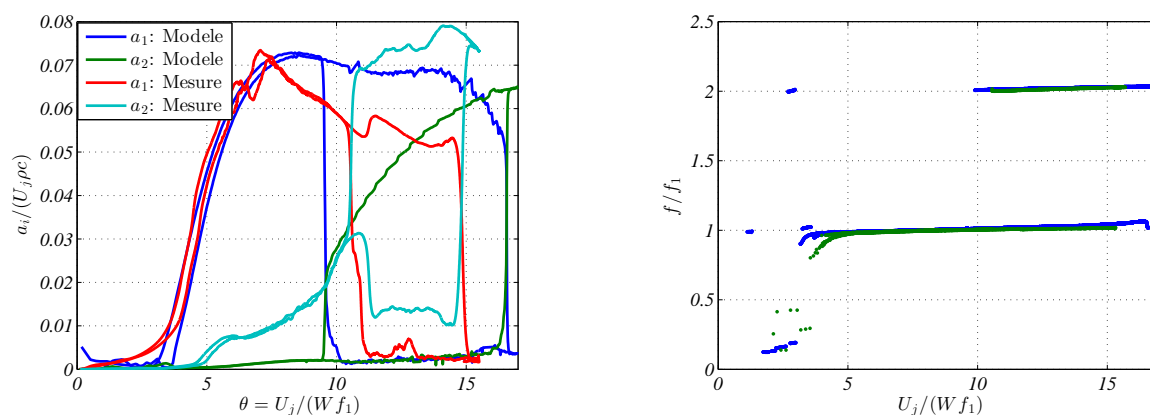
$$v_p(t) = v_{ac}(t) + v_{hydro}(t).$$

### 7.4.1 Ajustement du modèle

L'ajustement est également fait sur la fréquence et l'amplitude du régime fondamental en quasi-stationnaire et, dans la mesure du possible, sur les seuils de changement de régime. L'ajustement est fait pour approcher au mieux les observations expérimentales effectuées sur le tuyau d'orgue dans le chapitre 5.3. La modélisation du résonateur et le coefficient de *vena-contracta* sont supposé fixes ( $\alpha_{vc} = 0.6$ ). Il reste donc trois paramètres du modèle possiblement ajustables : la vitesse de convection des vortex  $U_\Gamma$ , la position latérale des vortex initialement fixée arbitrairement à  $y_n = \pm h/2$ , et la vorticité associée à chacun des vortex  $\Gamma_n$  qui a été jusqu'ici estimée en supposant la conservation de la circulation de la couche de cisaillement.

Le modèle « discrete-vortex » ne peut pas être linéarisé. On ne peut donc pas utiliser simplement le critère de Barkhausen pour déterminer le coefficient de proportionnalité entre la vitesse de convection des vortex  $U_\Gamma$  et la vitesse du jet  $U_j$ . Cependant, l'apport d'un vortex au terme source se faisant principalement au niveau de la pointe du biseau, le retard induit par la convection des vortex dans le modèle « discrete-vortex » est finalement assez similaire au retard induit par la convection de la perturbation dans le modèle « jet-drive ». Lorsque le retour hydrodynamique est négligé, on supposera donc, dans un premier temps, que les vitesses sont égales :  $U_\Gamma = c_p = 0.498U_j$ . On vérifie a posteriori que cette valeur permet d'approcher au mieux le comportement du modèle.

Les deux autres paramètres sont ajustés par dichotomie en répétant des simulations utilisant une consigne de pression similaire à celle utilisée pour le modèle « jet-drive » : une rampe croissante de pression entre  $0Pa$  et  $100Pa$  suivie d'une rampe symétrique décroissante. Pour la position latérale des vortex, on s'attend à ce que la valeur proposée initialement  $h/2$ , soit un minimum. En effet d'après les travaux de Holger [Hol<sup>+</sup>77], la distance entre les deux lignes de vortex stables est égale à la longueur hydrodynamique soit une distance supérieure à largeur de la fenêtre  $W$  quand l'instrument sonne sur le premier régime. L'optimisation donne ici une position latérale  $y_n = \pm 1.25h$  soit une distance de  $2.5h$  entre les lignes de vortex. La vorticité



(a) Diagramme de bifurcation en amplitude des deux premières composantes fréquentielles.

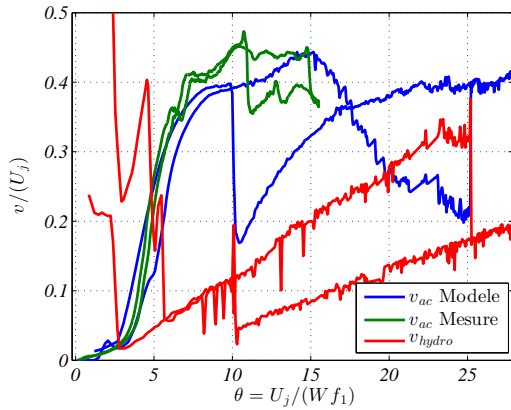
(b) Diagramme de bifurcation en fréquence.

FIGURE 7.15 – Comportement quasi-stationnaire du modèle « discret-vortex » ajusté sur la mesure ( $U_\Gamma = 0.498U_j$ ,  $y_n = \pm 1.25h$ , pondération de la vortacité : 0.6).

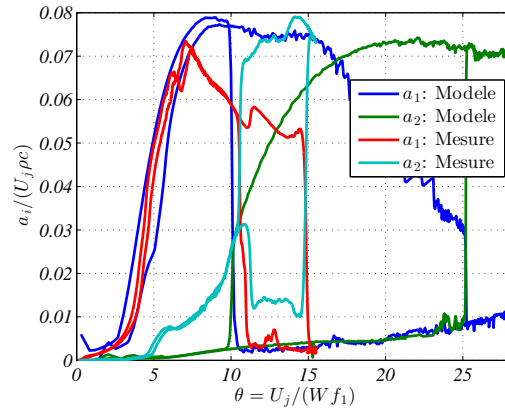
des vortex peut être atténuée par la viscosité ou par une recombinaison des deux couches de cisaillement. De plus, cette vortacité a été estimée en supposant que le jet a un profil de vitesse rectangulaire, dont la vitesse moyenne est égale à  $U_j$ . On s'attend donc à trouver une vortacité inférieure à celle prévue par le modèle. L'optimisation donne un coefficient de pondération de 0.6.

Les diagrammes de bifurcation en fréquence et en amplitude du modèle ainsi ajusté sont comparés à la mesure sur la figure 7.15. Les choix des valeurs nécessitent des compromis. L'amplitude de la composante correspondant au premier régime est bien estimée en sous-régime ( $\theta < 6$ ) et légèrement surestimée pour les vitesses de jet plus élevées (fig. 7.15a). L'amplitude de la deuxième composante est sous-estimée par le modèle. Cette différence est plus marquée que ce qui avait été observé sur le modèle « jet-drive » (fig. 7.3). La fréquence d'oscillation est plutôt bien estimée, sauf en sous-régime (fig. 7.15b). Cependant, la zone d'hystérésis prédite est trop large par rapport aux mesures. Le modèle est ajusté afin d'avoir des erreurs du même ordre de grandeur sur l'estimation des deux seuils.

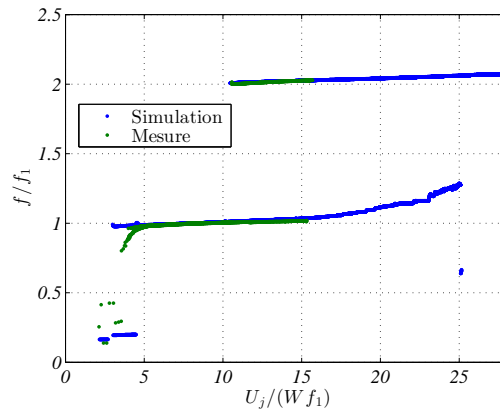
L'amplitude de la vitesse hydrodynamique, lorsqu'elle est intégrée à la simulation, n'est pas négligeable devant l'amplitude de la vitesse acoustique. Cependant, l'ajout du retour hydrodynamique ne modifie que très peu l'amplitude et la fréquence du premier régime (fig. 7.16b et fig. 7.16c). Cependant le seuil de changement de régime  $\theta 1 \rightarrow 2$  est repoussé pour des valeurs extrêmement hautes. Cet élargissement du domaine de stabilité peut être dû à une stabilisation du premier régime ou un appauvrissement en fréquence du son produit. La vitesse hydrodynamique est notamment de plus en plus importante par rapport à la vitesse acoustique. Pour les grandes vitesses de jet, lorsque la stabilité du premier régime est surestimée, la vitesse hydrodynamique domine le bouclage (fig. 7.16a). Dans cette zone on observe que la fréquence du régime fondamental a une pente plus marquée. Cette évolution est une des caractéristiques du son de biseau. L'étude présentée ici étant focalisée uniquement sur les transitoires d'attaque aboutissant sur le premier régime, on gardera les mêmes valeurs de paramètres pour le modèle avec ou sans le



(a) Amplitude, au niveau du biseau, des vitesses acoustiques simulée et mesurée ( $v_{ac}$ ) et de la vitesse hydrodynamique ( $v_{hydro}$ ).



(b) Diagramme de bifurcation en amplitude modale des deux premières composantes fréquentielles.



(c) Diagramme de bifurcation en fréquence.

FIGURE 7.16 – Comportement quasi-stationnaire du modèle « discret-vortex » incluant le retour hydrodynamique ( $U_\Gamma = 0.498U_j$ ,  $y_n = \pm 1.25h$ , pondération de la vortacité : 0.6).

retour hydrodynamique ( $U_\Gamma = 0.498U_j$ ,  $y_n = \pm 1.25h$ , pondération de la vortacité : 0.6).

#### 7.4.2 Attaques du modèle « discrete-vortex »

Lors d'un transitoire d'attaque, la vitesse peut varier significativement pendant la convection d'un vortex dans le fenêtre de l'instrument. Il est donc nécessaire de faire quelques choix de modélisation supplémentaires dans la formulation du modèle « discrete-vortex ». Une fois que les vortex sont formés, la notion de jet n'a plus vraiment de sens. De plus les vortex sont souvent vus comme des structures qui, une fois stables, ont leur propre dynamique. On supposera donc qu'un vortex stable garde sa vitesse de convection  $U_\Gamma$  constante, même si la vitesse de jet varie. Pour le  $n$ -ième vortex on obtient :  $U_\Gamma^{(n)}(t) = U_\Gamma(t_n) \propto U_j(t_n)$ , où  $t_n$  est l'instant où apparaît le point d'enroulement à la sortie du canal. Pour estimer la vortacité  $\Gamma_n$ , on supposera qu'elle est proportionnelle à la circulation moyenne de la tranche de couche de cisaillement équivalente. En posant  $\langle U_j \rangle_{T_i}^{T_f}$  la moyenne de la vitesse de jet entre les instant  $T_i$  et  $T_f$ , le modèle se résume

alors par les systèmes suivants :

$$x_n(t) = \begin{cases} 0 & \text{si } t < t_n \\ (t - t_n)U_\Gamma(t_n) & \text{sinon} \end{cases} \quad (7.14)$$

$$\Gamma_{\mathbf{n}}(t) = \begin{cases} \mathbf{0} & \text{si } t \leq T_{n-1} \\ (t - T_{n-1})\mathbf{e}_z \langle U_j U_\Gamma \rangle_{T_{n-1}}^t & \text{si } T_{n-1} \leq t \leq T_n \\ (T_n - T_{n-1})\mathbf{e}_z \langle U_j U_\Gamma \rangle_{T_{n-1}}^{T_n} & \text{sinon} \end{cases} \quad (7.15)$$

Les instants  $t_n$  et  $T_n$  correspondants aux instants d'initiation de l'enroulement et de détachement du  $n$ -ième vortex sont définis pour la couche supérieure tels que :

$$\begin{cases} v_p(t_n) = 0 & \text{et} & \left( \frac{dv_p}{dt} \right)_{t_n} < 0 \\ v_p(T_n) = 0 & \text{et} & \left( \frac{dv_p}{dt} \right)_{T_n} > 0 \end{cases} \quad (7.16)$$

où  $v_p(t) = v_{ac}(t)$  quand le retour hydrodynamique est négligé et  $v_p(t) = v_{ac}(t) + v_{hydro}(t)$  quand il est pris en compte. Lorsque la vitesse de jet est constante, cette formulation est bien équivalente à celle proposée dans le chapitre 2.

Contrairement au modèle « jet-drive » il n'existe pas d'incohérence de modélisation liée à la naissance du jet. Il n'existe donc pas de terme initiateur inhérent au système similaire à la pression  $p_{U_j}$  décrite dans le « modèle jet-drive ». La pression induite par le développement du jet  $p_{jet}$  est ajoutée à la modélisation comme terme initiateur.

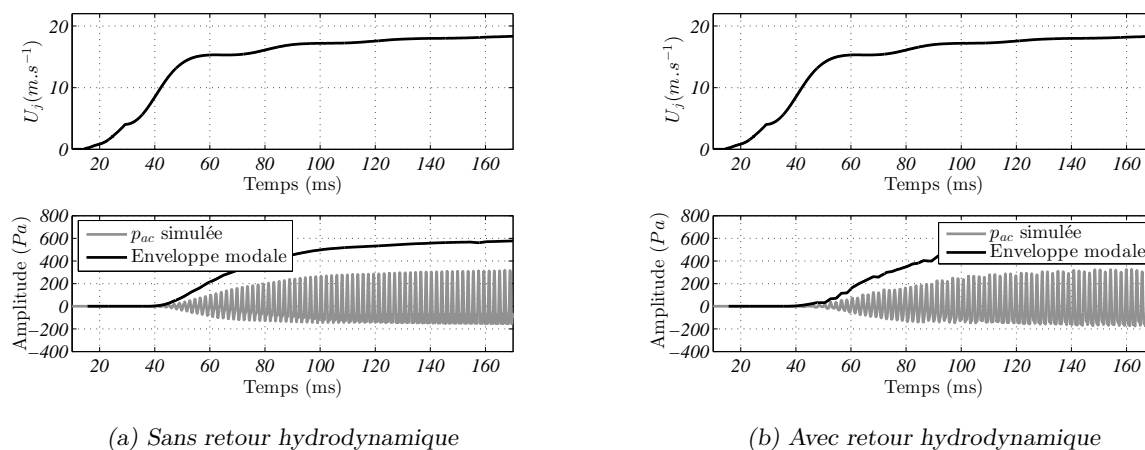


FIGURE 7.17 – Transitoires d'attaque simulés avec le modèle « discrete-vortex » incluant ou non le retour hydrodynamique. La pression d'alimentation utilisée est obtenue à partir de la mesure présentée sur la figure 7.6a (une pression cible de  $190\text{Pa}$  (soit  $\theta = 8.7$ ), et un volume tampon de  $5L$ ). L'enveloppe modale est calculée en sommant l'amplitude des différents modes de pression. Elle est donc supérieure à l'amplitude de la pression acoustique proche du biseau.

Il est ainsi possible de simuler des transitoires d'attaque. Les signaux de pression d'alimentation utilisés sont identiques à ceux utilisés pour les simulations du modèle « jet-drive ». En conservant les attaques aboutissant sur le régime fondamental, on obtient 133 attaques simulées sans retour hydrodynamique et 138 attaques simulées incluant ce phénomène. La figure 7.17

représente la pression acoustique simulée avec et sans retour hydrodynamique correspondant à l'attaque présentée sur la figure 7.6a.

### Initiation de l'oscillation

Comme pour le modèle « jet-drive », on s'intéresse d'abord à l'initiation de l'oscillation ainsi simulée. Un zoom sur les premiers instants de l'oscillation du transitoire de la figure 7.17, est présenté sur la figure 7.18. De même que pour le modèle « jet-drive », la pression acoustique est estimée à partir des modes de vitesse acoustiques (eq.(7.11)). Cette estimation exclue les basses fréquences.

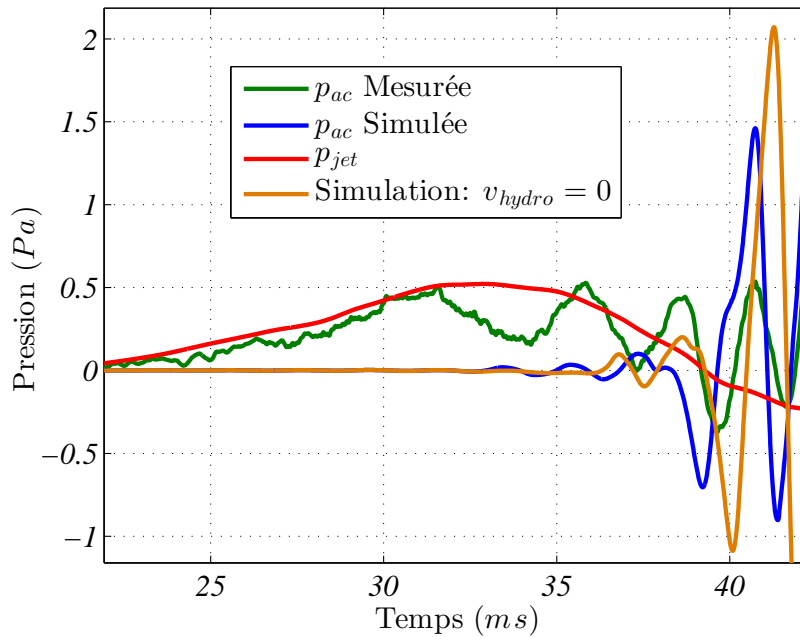


FIGURE 7.18 – Comparaison des pressions acoustiques mesurée et simulée au niveau du capteur. Le signal simulé est multiplié par un facteur 10 sur la figure pour permettre la comparaison. L'amplitude la pression  $p_{jet}$  nécessaire à l'initiation de l'oscillation est également indiqué, ainsi que la pression acoustique simulée lorsque que ce terme n'est pas pris en compte ( $p_{jet} = 0$ ).

La modélisation de l'élévation de pression initiale liée au développement du jet  $p_{jet}$  étant similaire à celle utilisée pour le modèle « jet-drive », les mêmes observations peuvent être faites ici : l'apport d'énergie dans les fréquences de résonances du résonateur est faible et il semble manquer un mécanisme d'initiation au moment de l'impact du jet (fig. 7.18). La formulation du modèle « discrete-vortex » n'incluant pas de mécanisme d'initiation intrinsèque, si la pression  $p_{jet}$  n'est pas prise en compte, la formation des vortex n'est pas initiée et l'oscillation ne démarre pas. Lorsqu'elle est prise en compte, l'oscillation induite par cette perturbation a une amplitude négligeable devant les amplitudes mesurées. Pour l'attaque présentée, elle est de l'ordre de  $2.10^{-3} Pa$  et n'est pas visible sur la figure 7.18. Cependant la prise en compte de cette pression permet d'initier la formation de vortex et le démarrage de l'oscillation.

L'amplitude du mécanisme d'initiation importe peu dans cette modélisation. En effet, dans le modèle « discrete-vortex », l'amplitude de la perturbation n'entre pas en compte. La formation

et le détachement des vortex sont régis uniquement par son changement de signe (eq.(7.16)). C'est donc le contenu fréquentiel de cette perturbation qui détermine seul la position et la vorticité des vortex. La prise en compte du retour hydrodynamique commence à influencer le système à partir de l'arrivée des premiers vortex au niveau du biseau. Le retour hydrodynamique augmente l'amplitude l'oscillation pendant une courte durée en augmentant l'amplitude du retour instantanée comme discutée pour le modèle « jet-drive ». Il semble ensuite ralentir légèrement la croissance de l'oscillation, qui peut être liée à un déphasage défavorable pour cette fréquence entre le retour hydrodynamique et le retour acoustique.

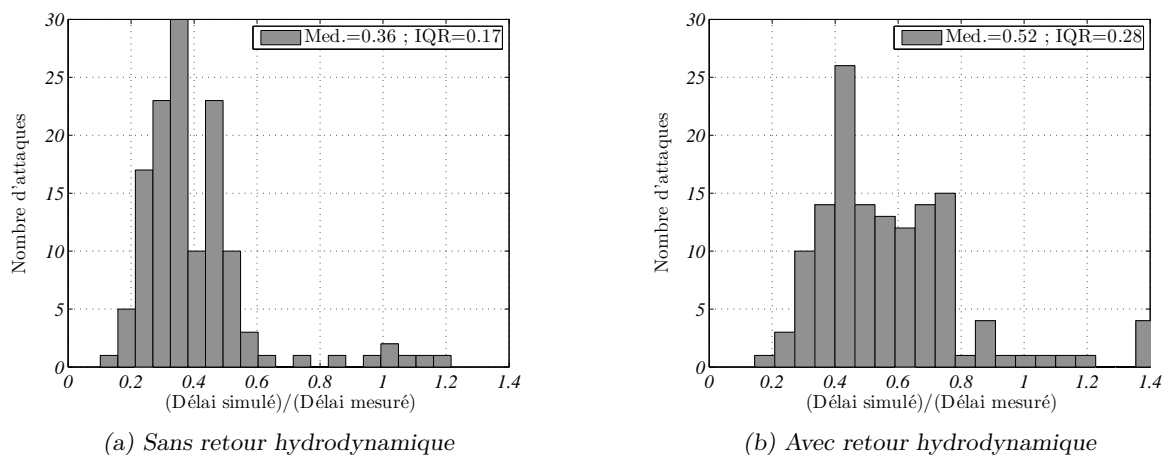


FIGURE 7.19 – Comparaison des délais de mise en oscillation du système après le début de l'alimentation entre les simulations avec le modèle « discrete-vortex » et les mesures correspondantes. La valeur médiane et l'écart interquartiles (IQR) sont indiqués

Dans les deux cas, l'initiation de l'oscillation a une amplitude plus faible que celle observée expérimentalement. Cette différence peut notamment s'expliquer, comme pour le modèle « jet-drive », par l'absence de modélisation du mécanisme associé à l'impact du jet sur le biseau. Dans le modèle « discret-vortex » les premiers vortex induisent un pic de pression lorsqu'ils passent à proximité de la pointe du biseau du fait de la pondération spatiale, mais la formation de nouveau vortex au niveau de la pointe du biseau n'est pas modélisée. Malgré cela, les amplitudes des oscillations simulées dépassent rapidement celle de la mesure (fig. 7.18). Cela se reporte notamment sur le temps de réponse de l'instrument défini, dans l'étude du modèle « jet-drive », comme étant le délai entre l'instant où la vitesse de jet atteint 10% de sa valeur cible et l'instant où l'oscillation de la composante fondamentale atteint 10% de sa valeur finale (fig. 7.19). Les temps de réponses du système modélisé sont plus rapides que ceux observés expérimentalement. Ils sont peu influencés par le retour hydrodynamique. Afin de comprendre ces temps de réponse très rapide, il faut s'intéresser à l'origine de la croissance d'une composante fréquentielle dans le modèle « discrete-vortex ».

### Croissance de l'oscillation

Comme évoqué précédemment, dans cette formulation du modèle le développement des vortex est modélisé de manière simpliste. La force des vortex et l'amplitude du terme source qui

en découle ne dépendent pas de l'amplitude de la perturbation initiale mais uniquement de son signe. L'amplitude de l'oscillation acoustique dépend donc uniquement de la vitesse de jet et de la période temporelle de la perturbation.

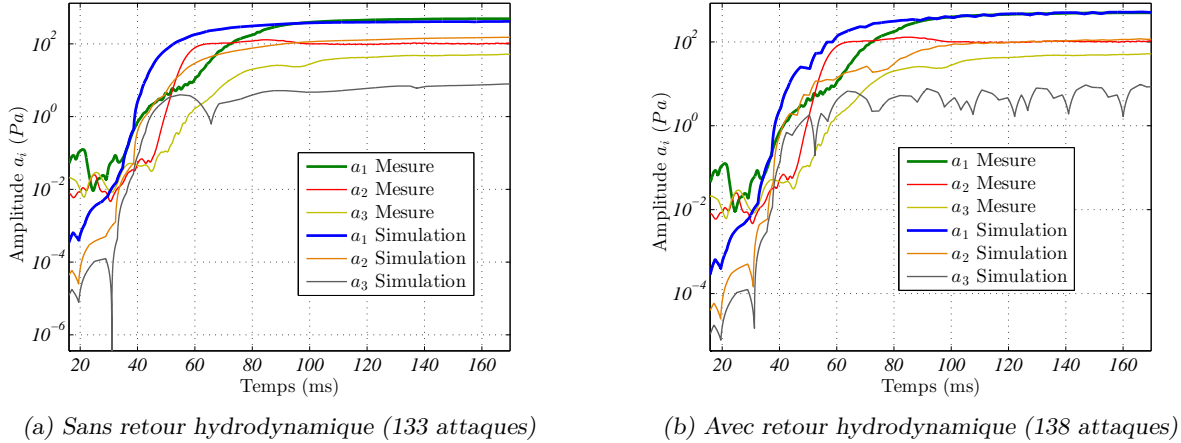


FIGURE 7.20 – Évolution temporelle de l'amplitude des composantes fréquentielles mesurées et simulées avec ou sans hydro au court de l'attaque présentée sur les figure 7.6a et 7.17.

Les croissances des trois premières composantes fréquentielles simulées avec et sans retour hydrodynamique pour l'attaque présentée auparavant (fig. 7.17), sont comparées aux amplitudes mesurées sur la figure 7.20. On retrouve ici que, pour les deux simulations, l'amplitude initiale simulée est trop basse mais que la croissance de l'oscillation est beaucoup plus rapide. L'amplitude finale est atteinte plus rapidement pour les simulations que pour la mesure. Pendant le transitoire d'attaque, la part relativement importante des harmoniques fait varier progressivement la périodicité des changements de signes de la vitesse de perturbation. Cet aspect, ajouté à la variation progressive de la vitesse de jet, explique la croissance progressive de l'amplitude simulée de la composante fondamentale.

L'amplitude du terme source n'étant pas liée à l'amplitude de la perturbation, cette croissance ne peut pas être caractérisée par un gain au sens des systèmes bouclés. La composante fondamentale ne croît donc pas de manière exponentielle dans les simulations, contrairement à ce qui est observé expérimentalement (7.20). Le taux de croissance ne peut pas être utilisé pour comparer de manière globale les croissances simulées aux croissances mesurées. On définit alors le temps de montée de la composante fondamentale  $\Delta t_{a_1}$  comme étant le temps nécessaire à cette composante pour atteindre 80% de son amplitude finale à partir de l'instant où elle atteint 10% de celle-ci. Ce temps de montée inclut également la saturation progressive de l'oscillation.

Ce temps de montée, estimé via un algorithme similaire à ceux présentés dans le chapitre 3, permet de comparer l'ensemble des transitoires mesurés et simulés avec ou sans retour hydrodynamique (fig. 7.21). Dans les deux cas, on retrouve que la majorité des transitoires d'attaque simulés prévoit une croissance trop rapide de la composante fondamentale. Cependant, pour un nombre non négligeable d'attaques, les temps simulés sont proches de ceux mesurés. Pour ces exemples, même si le temps de montée global de la première régime est bien estimée, son évolution temporelle diffère de ce qui est observé expérimentalement. Les simulations prévoient

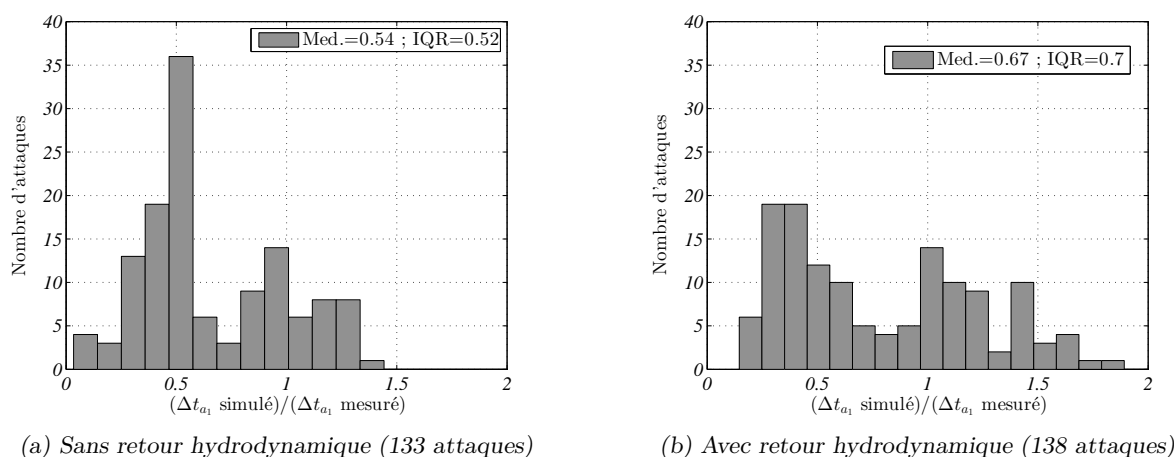


FIGURE 7.21 – Comparaison des temps de montée de la composante fondamentale pour les transitoires simulés et mesurés. Les valeurs médianes et les écarts interquartiles (IQR) des distributions sont également indiqués.

toujours une croissance trop forte au début de l'attaque qui est parfois suivie par une évolution lente. Pour la majorité des mesures, la croissance se fait d'abord de manière exponentielle, puis est suivie d'une courte étape de saturation (fig. 7.20).

L'observation expérimentale de la prédominance d'une des composantes de fréquence élevée pendant l'attaque, n'est pas retrouvées sur les simulations, en incluant ou non le retour hydrodynamique. Dans certaines attaques, il existe cependant un maximum local de l'une d'entre elle, comme c'est notamment le cas dans l'attaque sans retour hydrodynamique présentée sur la figure 7.20a pour la troisième composante. Ces maxima semblent plus être liés à la croissance très rapide de l'oscillation acoustique qu'à une véritable instabilité du régime correspondant.

Le retour hydrodynamique semble n'avoir que très peu d'effet pour l'ensemble des observations faites sur le modèle « discrete-vortex ». Cela peut encore une fois être relié à l'approximation faites sur la formation des vortex. Si la vitesse induite par le retour hydrodynamique ne modifie pas la périodicité des changements de signe de la vitesse de perturbation, alors sa prise en compte modifie très peu le comportement du système.

## 7.5 Bilan et conclusions du chapitre

Ce chapitre présente les formulations temporelles des deux modèles d'instruments de type flûte présentés au chapitre 2). Au prix de quelques hypothèses supplémentaires permettant d'intégrer des variations rapides de la vitesse de jet, elles permettent de simuler des transitoires d'attaques. Les paramètres de ces modèles sont ajustés afin de prédire correctement la fréquence et l'amplitude du premier régime de l'instrument pour une vitesse de jet quasi-stationnaire. Cet ajustement se fait au dépend de l'amplitude du deuxième régime. Pour le modèle « discrete-vortex » les seuils de changement de régime sont également mal estimés. La vitesse induite par le retour hydrodynamique tel que modélisé par Verge [Ver<sup>+</sup>94b], a une amplitude non négligeable et modifie le comportement du modèle en régime quasi-stationnaire.



L'initiation de l'oscillation nécessaire à la simulation de transitoires, a été essentiellement modélisée par l'élévation de pression induite par le développement du jet au moment de l'attaque. La modélisation de cette pression est détaillée dans le chapitre 4. Pour les attaques présentées ici, ce terme ne permet pas de simuler correctement l'apport initial d'énergie acoustique mesuré, contrairement à ce qui avait été conclu sur les musiciens. Cet écart entre les deux séries de mesures semble être lié à l'utilisation de temps de montée de la vitesse de jet différents. Dans les attaques présentées ici, il semble nécessaire d'ajouter un mécanisme source qui serait lié au premier impact du jet avec le biseau d'après Verge[Ver<sup>+</sup>94b]. Il n'existe pas de modélisation précise de ce mécanisme mais Verge l'associe à la formation d'un vortex au moment de l'impact. En estimant la vorticité de ce vortex, ce terme pourrait aisément être ajouté au modèle « discrete-vortex ».

Des incohérences apparaissent lors de l'utilisation du modèle « jet-drive » dès le début de l'attaque. Ce modèle suppose notamment l'existence d'un jet défini entre la sortie du canal et la pointe du biseau qui, au début de l'attaque a une vitesse nulle. Ces incohérences impliquent des discontinuités dans la modélisation du jet qui induisent des discontinuités du terme source. Afin d'éviter ces incohérences, il faudrait utiliser une autre modélisation pour décrire la formation du jet et assurer la continuité entre les deux descriptions. Le modèle « discrete-vortex » ne présente pas ce genre d'incohérence. Un modèle basé sur les sources aéro-acoustiques induites par la vorticité semble donc plus apte à décrire ce qui se passe pendant le développement du jet. Cependant, cela nécessite d'utiliser une description plus complexe du développement de la vorticité et de la formation des vortex que celle utilisée ici.

Une fois l'oscillation initiée, le modèle « jet-drive » permet de prédire une croissance exponentielle et une saturation de la composante fondamentale proches de ce qui est observé expérimentalement. Les simulations présentées ici présentent malgré tout des durées de croissance légèrement plus longues que celles observées. La croissance des composantes de fréquences élevées indépendamment de celle de la composante fondamentale n'est pas modélisée par le modèle « jet-drive » incluant uniquement le retour acoustique. Cette observation semble en contradiction avec les études existantes qui ont permis de retrouver ce comportement avec des modèles similaires à la formulation du modèle « jet-drive » utilisée ici [Fle76 ; Nol<sup>+</sup>92 ; Ver<sup>+</sup>97b]. Cependant, dans ces études, les paramètres du modèle sont ajustés afin de reproduire le comportement voulu. La variation de ce phénomène en fonction des paramètres du contrôle ou la faculté du modèle ainsi ajusté à reproduire le comportement stationnaire n'est pas ou peu étudié. Les résultats présentés ici semblent indiquer que le modèle « jet-drive » n'est pas possible de prédire à la fois le comportement quasi-stationnaire et le développement de différentes composantes dans le régime transitoire, avec le même jeu de paramètre. L'ajout du retour hydrodynamique semble permettre de modéliser la croissance des différentes composantes fréquentielles indépendamment de la composante fondamentale. La description de ce mécanisme dans le cadre des instruments de type flûte nécessite cependant d'être perfectionnée afin de pouvoir conclure sur sa capacité à prévoir les bonnes amplitudes de chacune des composantes.

Le modèle « discrete-vortex » souffre de la modélisation trop simplifiée de la formation des vortex pour pouvoir décrire correctement la croissance des différentes composantes fréquentielles. La croissance simulée est trop rapide. Le sens physique des mécanismes de croissance est discutable du fait de l'indépendance entre le développement des vortex et l'amplitude de la

perturbation. Contrairement à ce que prévoit la formulation utilisée ici, lorsque l'amplitude de la perturbation est faible, l'instabilité de jet n'est pas suffisamment développée au niveau du biseau pour pouvoir être modélisée par des vortex discrets. Cette simplification semble également limiter l'influence du retour hydrodynamique malgré son amplitude importante. Ces premiers transitoires d'attaque simulés par le modèle « discrete-vortex » sont toutefois encourageant sur la capacité de celui-ci à modéliser la complexité du fonctionnement des instruments de type flûte en régime non-stationnaire.



## Quatrième partie

# Conclusions et perspectives



# Conclusions

Les modélisations actuelles des instruments de la famille des flûtes permettent une bonne prédiction de leurs fonctionnements en régime stationnaire et quasi-stationnaire. Ils permettent d'interpréter une grande partie des phénomènes observés lorsque les paramètres de contrôle de l'instrument varient lentement vis à vis du temps de réponse de l'instrument. Le musicien fait cependant varier constamment ces paramètres pour articuler le discours musical. Au cours des transitoires d'attaques notamment, une variation brusque de la pression d'alimentation induit une mise en oscillation progressive de l'instrument. La naissance du son jouant un rôle important dans la perception du son, la maîtrise de ces attaques est donc un point essentiel de l'apprentissage du jeu de la flûte et de la fabrication des instruments. Les travaux présentés portent essentiellement sur l'étude des transitoires d'attaque dans les instruments de type flûtes. L'étude est restreinte aux instruments dont la géométrie du jet est fixée par le facteur : les flûtes à bec et les tuyaux d'orgues principalement.

Dans un premier temps une étude expérimentale menée sur trois flûtistes à bec, dont un novice, permet de caractériser de manière assez générale les attaques de ce type d'instrument. La caractérisation d'un comportement transitoire nécessite de concilier à la fois une évolution temporelle et spectrale du son produit. Dans un premier temps, seuls les aspects temporels sont traités (chap. 3), puis l'évolution du contenu spectral est caractérisée via l'étude de spectrogrammes pour les premiers instants de l'attaque (chap. 4), ou en suivant l'évolution temporelle des différentes composantes fréquentielles (chap. 5). Cette étude ne fait pas ressortir de phénomènes complètement nouveaux qui n'auraient jamais été décrits auparavant. Cependant, la quantité et la diversité des transitoires d'attaque ainsi étudiés permet de quantifier ces phénomènes, et de faire des liens avec le contrôle du musicien et les propriétés de l'instrument. Par exemple, l'étude des aspects temporels, peu étudiés jusqu'à présent, montre que certains de ces aspects sont contrôlés par le musicien alors que d'autres sont directement reliés à la réponse de l'instrument à la fréquence d'oscillation.

Une modélisation de l'impédance de la fenêtre des instruments validée par l'expérience (chap. 6) est ensuite incluse dans les modèles afin de simuler des transitoires d'attaques avec un nombre limité de paramètres à ajuster. La plupart des phénomènes étudiés avaient déjà été reproduits de manière plus ou moins fidèle dans des simulations pour lesquelles les paramètres des modèles étaient ajustés dans ce but. Mais la capacité d'un modèle à reproduire un phénomène n'implique en rien sa capacité à en prédire les variations et donc à en interpréter l'origine physique. Dans les simulations présentées, les paramètres des modèles sont fixés afin de reproduire le comportement quasi-stationnaire de l'instrument. Les attaques simulées permettent de quantifier la capacité des modèles à prédire la diversité des transitoires d'attaque observés expérimentalement et donc leur capacité à donner une interprétation mécanique du contrôle du musicien ou du facteur sur ces phénomènes. Les simulations obtenues indiquent que les modèles prédisent les aspects des transitoires d'attaque dépendant uniquement de l'instrument mais sont incapables de prédire correctement les phénomènes contrôlés par le musicien.

Les principales caractéristiques des transitoires d'attaque mises en évidence dans ces travaux sont résumées ci-dessous. Les phénomènes ayant lieu pendant un transitoire d'attaque

peuvent se décomposer en deux grandes catégories. Il y a, d'une part, les phénomènes liés au démarrage de l'oscillation : l'établissement des mécanismes sources principaux qui régiront le comportement quasi-stationnaire (établissement du jet, etc.) et les mécanismes qui permettent d'apporter l'énergie nécessaire à la déstabilisation du jet, et donc à l'initiation de l'oscillation acoustique. D'autre part, une fois l'oscillation initiée, l'instabilité du système associée à l'oscillation acoustique se développe jusqu'à saturation des mécanismes sources. Ces deux catégories ne sont pas forcément clairement distinctes dans le temps : les mécanismes initiateurs peuvent par exemple être encore présents alors que les mécanismes principaux sont déjà en place.

### **Croissance de la composante fondamentale**

Une fois le mécanisme source principal initié, la croissance de la composante fondamentale suit généralement une croissance monotone classique. Elle croît d'abord de manière exponentielle : le système peut être linéarisé pour ces faibles amplitudes. Les non-linéarités entraînent ensuite sa saturation progressive. L'étude des temps de montée de cette composante dans le chapitre 3 montre très peu de différence pour une hauteur de note donnée entre les musiciens, y compris le novice. La croissance de la composante fondamentale semble donc être en grande partie imposée par l'instrument et non pas contrôlée par le musicien. Ce temps de montée est proportionnel à la période d'oscillation. Pour les flûtes étudiées, il est de l'ordre de 10 périodes de la composante fondamentale. Pour certaines attaques particulièrement lentes, ce temps est allongé : la pression d'alimentation continuant de croître de manière progressive après le temps de réponse habituel de l'instrument, le fonctionnement de l'instrument est alors décrit par son comportement quasi-stationnaire.

Le gain du système associé à la croissance exponentielle varie très peu d'une attaque à l'autre pour un doigté donné. Le modèle « jet-drive » permet de simuler cette croissance exponentielle ainsi que la saturation de la composante fondamentale. Les valeurs des paramètres ajustées pour prédire le comportement quasi-stationnaire de l'instrument, permettent de prédire correctement la croissance de la composante fondamentale. La simplicité de la modélisation de la formation des vortex utilisée dans le modèle « discret vortex » ne permet pas de prédire une croissance exponentielle. Les temps de montée de la composante fondamentale prédits par ce modèle sont alors beaucoup plus courts que ceux observés expérimentalement.

Le musicien n'ayant pas la possibilité de modifier ce temps de montée, il joue sur d'autres aspects pour varier les transitoires d'attaques.

### **Initiation de l'oscillation**

Les mécanismes précurseurs ont principalement deux rôles dans une attaque de flûte à bec. D'une part, ils apportent l'énergie nécessaire au démarrage de l'oscillation du système et influent donc sur le temps de réponse global de l'instrument. D'autre part, la signature acoustique de ces mécanismes modifie le rendu sonore de l'attaque. Le délai entre le début de l'alimentation de l'instrument et le début de la croissance de la composante fondamentale, est en moyenne dix fois plus long pour le novice que pour les musiciens experts, pour qui il dure environ 5 périodes de la composante fondamentale (chap. 3). Cet écart s'explique notamment par une quantité d'énergie acoustique plus importante injectée dans l'instrument au début de l'attaque par les

musiciens experts (chap. 3). L'analyse d'attaques qualifiées de *dures* et *douces* par les musiciens experts permet de mettre en évidence un lien entre cette quantité d'énergie et la rapidité de la montée de pression (chap. 4). D'un point de vue acoustique, ces mécanismes sont associés à un apport d'énergie maximal quelques instants après le début de la croissance de la pression d'alimentation répartie sur une gamme de fréquence différente selon le musicien. Cet apport d'énergie se répartit alors sur les fréquences de résonances de l'instrument. Selon les fréquences excitées par ce mécanisme, le rendu sonore sera différent. À travers ces mécanismes, le musicien peut ainsi contrôler d'une part le temps de réponse de l'instrument, et d'autre part la signature sonore de l'attaque.

La variation de débit du jet au début de l'attaque induit une élévation de pression qu'il est possible de modéliser. Cette élévation de pression est d'autant plus importante que la variation de débit est importante. L'énergie qui y est associée est ensuite répartie sur les fréquences de résonances du résonateur de l'instrument. Ce modèle permet de retrouver ainsi les caractéristiques principales de l'injection initiale d'énergie. Cependant, l'amplitude du phénomène ainsi simulée est sous-estimée, notamment en haute fréquence (chap. 4). Des simulations d'attaque sur tuyau d'orgue semblent indiquer qu'un mécanisme lié à l'impact du jet sur le biseau devrait également être pris en compte (chap. 7).

Cette élévation de pression peut être ajoutée en tant que source dans la modélisation globale de l'instrument. Elle permet ainsi d'initier l'oscillation dans les modèles. La formulation du modèle « jet drive » induit également une injection d'énergie qui ne traduit pas de mécanisme physique et semble incompatible avec une simulation précise de l'initiation de l'oscillation (chap. 7). Cette observation appelle donc une modification de la description du jet utilisée dans ce modèle pendant les premiers instants de l'attaque.

### Développement de composantes hautes fréquences

Les instruments de type flûtes étant des oscillateurs multimodaux, différentes composantes fréquentielles peuvent se développer simultanément pendant le transitoire d'attaque. Pour certaines attaques, l'une de ces composantes peut prédominer l'oscillation acoustique pendant quelques instants. Il s'agit généralement des composantes correspondantes à la deuxième ou troisième fréquence de résonance. Ce phénomène, déjà décrit dans la littérature pour les tuyaux d'orgues, se retrouve également sur les attaques produites par les musiciens (chap. 5). Les différences observées entre les musiciens experts et le novice ne permettent pas de conclure sur le contrôle de cet aspect. Cependant, une approche globale met en évidence que ce phénomène n'apparaît que dans le bas de la tessiture et préférentiellement pour les doigtés qui présentent une inharmonicité légèrement positive entre la première et la deuxième fréquence de résonance.

Des transitoires d'attaques sont ensuite générés sur un tuyau d'orgue avec une pression d'alimentation contrôlée, afin de clarifier l'importance de celle-ci sur le développement de ces composantes fréquentielles (chap. 5.3). Cette étude met en évidence que pour une amplitude acoustique donnée, il existe une pression d'alimentation minimale qu'il faut dépasser pour permettre à l'une de ces composantes de se développer. Ce seuil de pression croît avec l'amplitude acoustique. Ainsi si lors d'une attaque la pression d'alimentation croît plus vite que l'oscillation acoustique, il est possible de dépasser ce seuil et de faire croître pendant quelques instants une oscillation à la fréquence correspondante. La relation entre amplitude acoustique et pression



seuil a ainsi été déterminée pour la deuxième et la troisième fréquence de résonance sur un instrument donné. Cette relation peut s'interpréter en termes de stabilité des différents régimes, en la comparant au comportement quasi-stationnaire observé. Au vue des études précédentes sur les tuyaux d'orgues, on s'attend à ce que cette relation dépende de nombreux paramètres géométriques de l'instrument.

La modélisation des instruments de type flûte inclus généralement une seule boucle de rétroaction liée au résonateur acoustique. Lorsque seul ce retour acoustique est pris en compte, aucune des attaques simulées ne permet de reproduire ce phénomène (chap. 7). Les différentes composantes croissent simultanément à la composante fondamentale du fait des non-linéarités du système. Dans la littérature, il est pourtant possible de trouver des attaques simulées avec le modèle « jet-drive » reproduisant la croissance du second régime de l'instrument [Ver<sup>+</sup>97b]. Les valeurs du modèle sont alors ajustées afin de reproduire le phénomène. Les observations faites ici montrent que les modèles ne peuvent pas prédire le comportement stationnaire et les transitoires d'attaques avec les mêmes valeurs des paramètres. Cette formulation du modèle « jet-drive » permet ainsi de reproduire le phénomène au prix d'ajustement des paramètres. Cependant, il n'est pas capable de prédire les variations de celui-ci en fonction des paramètres de contrôle. D'autres boucles de rétroactions, généralement négligées lors de l'étude du comportement stationnaire, peuvent également être incluses dans le modèle. C'est notamment le cas du retour hydrodynamique lié à l'écoulement produit par la source acoustique. Ce retour hydrodynamique a la particularité d'être très rapide et est généralement supposé instantané. L'ajout de cette deuxième boucle de rétroaction dans le modèle « jet-drive » prédit alors la croissance de certaines composantes indépendamment de la composante principale. Cependant, les composantes concernées et les amplitudes obtenues ne correspondent pas aux observations expérimentales. Les simulations du modèle « discret vortex » sont, quant à elles, très peu modifiées par la prise en compte du retour hydrodynamique.

# Perspectives

Les conclusions des travaux présentés dans ce document laissent entrevoir différents points qu'il serait intéressant d'approfondir et mettent en évidence les lacunes des modélisations actuellement utilisées pour les instruments de type flûte.

## Discussion générale des modèles

Au vu des conclusions présentées précédemment le modèle « jet-drive » semble a priori plus prometteur que le modèle « discret vortex ». Il permet de prédire quelques-uns des comportements observés et les simulations pourraient être vraisemblablement améliorées au prix de l'ajout de quelques éléments. Du point de vue du mécanisme source, la prise en compte des variations des différents paramètres avec la vitesse de jet ou la fréquence d'oscillation est par exemple l'une des pistes à explorer. L'ajout d'autres mécanismes précurseurs et d'autres boucles de rétroactions devrait également permettre d'améliorer les prédictions du modèle. Cependant il est aussi apparu que la formulation même du modèle induit des non-sens physiques au moment du transitoire d'attaque. Pour supprimer ces non-sens il serait alors nécessaire de développer une autre description des phénomènes se déroulant dans la fenêtre de l'instrument lors du développement du jet et d'assurer la continuité entre les deux modélisations.

D'un autre côté, le modèle « Discret vortex » tel que formulé dans ces travaux ne permet pas de prédire une croissance exponentielle de l'oscillation fondamentale dans les premiers instants du transitoire d'attaque. Cependant il est à noter que les transitoires d'attaques présentés dans ces travaux sont les premiers régimes transitoires modélisés par ce type de modèle. De plus, la formulation proposée ici est basée sur une description caricaturale de la distribution de vorticité, notamment pour les étapes de formations des vortex. Cette description pourrait être grandement améliorée. De plus, la formation du jet et l'initiation de l'oscillation ne montrent pas de difficulté particulière dans ce modèle. Il serait notamment simple d'y ajouter le mécanisme source proposé par Verge [Ver<sup>+</sup>97b], lié à la formation d'un vortex lors de l'impact du jet sur le biseau.

L'équation de Rayleigh (2.11) peut être utilisée pour décrire l'évolution de la vorticité pour les faibles amplitudes de perturbation. En effet cette équation basée sur une description linéaire de la croissance de la perturbation, ne permet pas de prédire la formation des vortex ponctuels et devra être complétée par une autre description.

Il est également possible d'approcher cette problématique d'un point de vue numérique. La simulation de la naissance d'un jet et de sa mise en oscillation permettrait de construire une description évolutive de la répartition de la vorticité dans la fenêtre de l'instrument. En ciblant précisément les objectifs de ce type de simulation, le domaine de calcul et les hypothèses sur l'écoulement à simuler peuvent être simplifiés, afin d'en tirer aisément des éléments intégrables dans une simulation. En supposant que le jet est correctement modélisé par un écoulement incompressible et que le domaine de calcul est réduit aux environs de la fenêtre, ce type de simulation pourrait permettre de calculer la distribution de la vorticité associée au jet, dans une configuration géométrique et de contrôle donnée. Les grandeurs issues de ces calculs pourraient ainsi être incluses dans le modèle « discrete-vortex » présenté dans le chapitre 2 pour remplacer

la modélisation actuelle de la formation et de la convection des vortex. En effectuant ce type de calcul dans un domaine en trois dimensions, les simulations numériques pourraient permettre de quantifier l'influence des effets des parois latérales (ou oreilles) sur cette répartition de vorticité et donc sur les termes sources.

Ces simulations numériques peuvent également être complétées par des mesures de visualisation. Les techniques de strioscopie évoquées dans le chapitre 7 peuvent être utilisées afin de valider la géométrie des écoulements simulés mais ne permettent pas d'obtenir d'information sur la vorticité. La technique de PIV (*Particle Image Velocimetry*) permet de mesurer le champ de vitesse en deux dimensions, et ainsi remonter à la distribution de vorticité. De telles mesures effectuées sur des instruments de type flûte ont notamment déjà été présentées Bamberger [Bam04].

### Mécanismes précurseurs

Les études présentées ici ont mis en évidence d'une part l'importance de l'initiation de l'oscillation dans le contrôle de l'attaque de la note par le musicien et d'autre part la pauvreté des modélisations actuelles pour ces phénomènes. Une étude plus approfondie de ces mécanismes semble donc nécessaire pour permettre une compréhension plus fine du contrôle des transitoires d'attaque et de leur modélisation.

Pour cela il serait intéressant de quantifier expérimentalement la variation des caractéristiques de cette initiation (amplitude, gamme de fréquences excitées, évolution temporelle, etc.) en fonction de la montée de pression utilisée. Ce type de mesure nécessite l'utilisation d'une pression d'alimentation contrôlée pour permettre de contrôler finement les caractéristiques de cette montée de pression. D'après les travaux présentés, le mécanisme précurseur utilisé par les musiciens apparaissent pour des temps de montée très rapide, inférieurs à la dizaine de millisecondes (chap. 3). Les musiciens parviennent à obtenir ces temps de montée tout en conservant une pression particulièrement stable après celle-ci. Ce type de signaux est particulièrement difficile à reproduire avec un système d'alimentation contrôlé.   titre d'exemple, le montage expérimental utilisé dans le chapitre 5.3 ne permet pas d'obtenir des temps de montée suffisamment rapide. Le type de montage proposé par M.P. Verge [Ver<sup>+</sup>94b] mettant en jeu un système mécanique pour ouvrir très rapidement une connexion entre un réservoir de pression et un instrument, permet d'obtenir des temps de montée convenables, mais qui ne peuvent pas être contrôlées finement. Une bouche artificielle utilisant des électrovannes telle que celle développée par Ferrand [Fer<sup>+</sup>10] pourrait être utilisée dans ce cadre, à condition d'avoir une électrovanne ayant des temps de réponses suffisamment rapide.

Si un tel système est mis en place et caractérisé, la modélisation de ces phénomènes pourrait se baser sur des visualisations des écoulements comme celles présentées dans le chapitre 7. Ce type de visualisation permet d'associer un aspect de l'écoulement à un pic de pression. C'est notamment ce type de démarche qui a amené Verge à associer un pic de pression à l'impact du jet sur le biseau et la formation du vortex qui en découle [Ver<sup>+</sup>94b ; Ver<sup>+</sup>97a]. Ce mécanisme peu étudié et dont le lien avec la vitesse de jet proposée par Verge est essentiellement basé sur une analyse dimensionnelle, est notamment l'un des bons candidats pour améliorer la modélisation de l'initiation de l'oscillation.

## Importance des différentes boucles de rétroaction

Les simulations présentées dans ces travaux ont montré l'importance de prendre en compte d'autres boucles de rétroaction que le retour acoustique induit par les résonances longitudinales du résonateur habituellement pris en compte. La prise en compte de boucles de rétroaction plus rapides que le retour acoustique modifie le transitoire d'attaque. Ce type de mécanisme n'influe pas uniquement sur les premiers instants de l'oscillation, avant que le bouclage acoustique ne se soit établi, mais influe également sur la croissance des différentes composantes fréquentielles. Ces boucles de rétroaction ne devraient pas a priori modifier les mécanismes précurseurs qui n'incluent pas de bouclage, mais pourront modifier la réponse de l'instrument à cet apport d'énergie.

Dans les travaux présentés, seul le retour hydrodynamique a été pris en compte. D'autres types de bouclage peuvent également se mettre en place. Nolle [Nol<sup>+</sup>92] et Fabre [Fab<sup>+</sup>92] évoque notamment les réflexions des ondes acoustiques transversales dans le résonateur entre le biseau et la paroi opposée. L'étude préliminaire que nous avons menée des variations induites par une modification de la dimension transverse du résonateur n'a pas réussi à mettre clairement en évidence l'influence de ces réflexions sur le transitoire d'attaque. L'importance de ce bouclage est peut être particulièrement faible sur l'instrument étudié ou les changements recherchés n'étaient peut-être pas bien ciblés. Ce type d'étude mérite d'être approfondie.

## Géométrie et les transitoires d'attaques

Les études présentées ici se sont surtout concentrées sur le contrôle des transitoires d'attaques par le flûtiste et donc sur l'influence de la montée de pression. Les différentes caractéristiques des attaques de flûtes à bec étant identifiées, il serait maintenant intéressant de se placer du point de vue de facteurs et d'étudier l'influence des paramètres de facture ou de la géométrie de l'instrument sur ces caractéristiques. La plupart des effets peuvent se pressentir au vu des résultats présentés ici et des travaux antérieurs.

La croissance de la composante fondamentale est par exemple imposée par l'instrument à travers le gain de boucle du système. En modifiant le facteur de qualité du pic de résonance du résonateur associée à cette composante, il est ainsi possible de modifier ce temps de montée. Expérimentalement il est possible de contrôler ce facteur de qualité en augmentant les pertes pendant la propagation. Cela peut notamment se faire en remplaçant un tronçon du résonateur par une série de petits résonateurs en parallèle qui a pour effet d'augmenter la surface des parois[Auv13]. On pourrait ainsi quantifier l'effet de ce facteur de qualité sur le temps de montée. Du point de vue de la facture, ce facteur de qualité est notamment reliée à l'état de surface du résonateur et donc de l'essence du bois et des différents traitement effectuée par le facteur ou le musicien (polissage, bain d'huile, etc.) [Bou<sup>+</sup>15]. Une surface lisse et non poreuse induit des facteurs de qualités plus élevés et devrait être associée à une croissance plus rapide de la composante fondamentale.

Pour modifier l'importance du mécanisme précurseur lié au développement du jet, le facteur peut agir principalement sur le canal ou la fenêtre de l'instrument. Un canal plus court diminue l'inertie de l'écoulement. Le musicien a alors un contrôle plus direct sur la vitesse du jet. S'il est capable d'accélérer le temps de montée de la pression d'alimentation, alors l'accélération du jet

sera plus importante ainsi que l'élévation de pression. Cependant, si en diminuant l'inertie du canal, le jet devient trop sensible aux petites variations de la pression d'alimentation, le musicien peut être dans l'incapacité de contrôler le transitoire d'attaque. De même, un canal plus court favorise le couplage entre la bouche du flûtiste et le résonateur de l'instrument, au risque de déstabiliser la tenue de la note. Il existe donc un compromis entre la qualité de l'attaque et la qualité de la note tenue. L'importance de ce phénomène est aussi directement liée à l'inertance de la fenêtre. Cette inertance peut être augmentée en allongeant la hauteur de la cheminée de cette ouverture, comme le font les facteurs d'orgue en ajoutant des oreilles sur certains tuyaux d'orgue métallique. Il est également possible de jouer sur la largeur de l'ouverture ( $H$ ). Une ouverture plus large ou évasée diminue l'inertance de la fenêtre et devrait induire des attaques plus douces (chap. 6). Une modification de la fenêtre agit également sur les résonances passives de l'instrument, toute modification induira donc également une modification du résonateur.

Enfin l'importance des différentes composantes fréquentielles pendant le transitoire d'attaque est reliée plus ou moins directement au domaine d'existence des régimes d'oscillation associés. L'influence de différents éléments de facture sur les domaines de stabilité de ces régimes en comportement stationnaire ont déjà été étudiés. Les conclusions devraient ainsi pouvoir s'étendre à l'importance de ces composantes pendant l'attaque. En dehors de la modification des résonances acoustique du résonateur, les domaines de stabilité de ces régimes dépendent de la géométrie de la fenêtre. La distance entre la sortie du canal et la pointe du biseau ( $W$ ) apparaît directement dans la vitesse adimensionnée. Une distance plus courte devrait favoriser la présence de ces composantes. Le décalage entre la pointe du biseau par rapport à l'axe du canal a été identifié par Fletcher [Fle<sup>+</sup>80] comme étant un des paramètres fixant le contenu spectral du son. Cet écart devrait influencer la présence des différentes composantes. La sensibilité du jet aux différentes fréquences de perturbation devrait également influencer sur l'existence de ces différents régimes. Cette sensibilité dépend par exemple de la géométrie des chanfreins à la sortie du canal [Ség00; Bla<sup>+</sup>14]. La longueur du canal et la convergence de celui-ci modifie le profil de vitesse du jet qui modifie, à son tour, les domaines d'existences des différents régimes [Ség00; Ter14]. Une modification du canal devrait ainsi favoriser ou éviter le développement de ces composantes fréquentielles au cours de l'attaque.

### **Élargissement à d'autres instruments**

Il est intéressant de savoir à quel niveau les conclusions des travaux présentés peuvent être généraliser à l'ensemble des instruments de type flûte d'une part et, plus globalement à l'ensemble des instruments à son entretenus.

Les mécanismes de production du son sont fondamentalement très proches pour tous les instruments de type flûte en régime stationnaire. On peut donc s'attendre à retrouver les principaux éléments des transitoires d'attaque étudiés ici sur la totalité de ces instruments, y compris ceux où le jet est formé par les lèvres du musicien (flûte traversière ou à encoche) : un apport initial d'énergie associée à la dureté de l'attaque utilisée, puis une croissance simultanée de plusieurs composantes fréquentielles dont la composante fondamentale sur laquelle l'instrument se stabilise en régime stationnaire. Cependant le contrôle de ces différents phénomènes peut être différent de celui caractérisé ici. En effet, les musiciens pouvant jouer sur la géométrie du jet, mais également sur le rayonnement au niveau de l'embouchure, le contrôle de ces instruments

---

met en jeu plus de paramètres de contrôle dont certains n'ont pas été étudiés ici. L'étude des attaques et de leur contrôle sur les instruments de type flûte dont le jet est formé par les lèvres du musicien pourrait permettre d'identifier les différences entre ces instruments et ceux étudiés ici.

Ce point peut également être élargi à la synthèse sonore. Pour permettre de restituer la complexité des sons produits par les instruments à son entretenu, la synthèse doit inclure des éléments liés aux transitoires d'attaque. Dans le cas de l'utilisation de cette synthèse pour la création de nouveaux instrument, le musicien doit également avoir la possibilité de les contrôler.

Les études présentées ici démontrent l'importance des mécanismes initiant l'oscillation dans la caractérisation et le contrôle des attaques de flûtes à bec. Ce type de mécanisme est nécessaire au démarrage de tout système auto-oscillant. Dans la plupart de ce type de systèmes étudiés en physique, il n'existe pas de mécanisme spécifiquement associé au démarrage de l'oscillation. Le bruit électrique ou mécanique est en général suffisant pour initier l'instabilité du système. De plus ces mécanismes n'apparaissent pas lorsque les systèmes sont étudiés en régime stationnaire. En musique, l'instrumentiste doit être capable de contrôler parfaitement le démarrage de l'oscillation afin de répondre à la consigne musicale. Il ne peut donc pas s'appuyer sur ce bruit ambiant, non prévisible, pour démarrer l'oscillation. On peut donc supposer que ce type de mécanisme existe pour l'ensemble des instruments à son entretenu, allant des cordes frottées, aux instruments électroniques en passant par l'ensemble des instruments à vent. Les instruments à anche et les instruments à cordes frottés peuvent, selon le contrôle de l'instrumentiste, démarrer et stabiliser une oscillation sur un nombre très limité de périodes [Gue02]. Pour d'autres types d'attaques, comme lorsque l'archet présente déjà une vitesse avant le contact avec la corde, le transitoire d'attaque peut présenter une croissance progressive, comparable à celles observées pour la composante fondamentale dans la flûte à bec. On peut également s'attendre à ce que le contrôle de ces mécanismes soit, de même que pour la flûte à bec, un des points essentiels de l'apprentissage du jeu de ces instruments.



## Cinquième partie

### Annexes





# Mesures de réponses en fréquences

L'ensemble des impédances désignées ici sont des impédances hydrauliques reliant pression et débit acoustiques. Dans les études présentées ici, il est nécessaire de connaître l'impédance du tuyau<sup>1</sup> de l'instrument  $Z_p$  et l'impédance de sa fenêtre  $Z_w$ , afin de connaître les réponses en fréquences du résonateurs. Aucune de ces impédances ne peut être directement mesurée sur l'instrument. La tête (en gris foncé sur le schéma A.1) peut être séparée du reste de l'instrument (en gris clair fig. A.1). Cette partie de l'instrument comprend le bec, la fenêtre et une section du tube du résonateur sans trou de note. Il est possible de les estimer à partir des mesures des impédances de la tête  $Z_{head}$  et du corps de l'instrument  $Z_{body}$ .

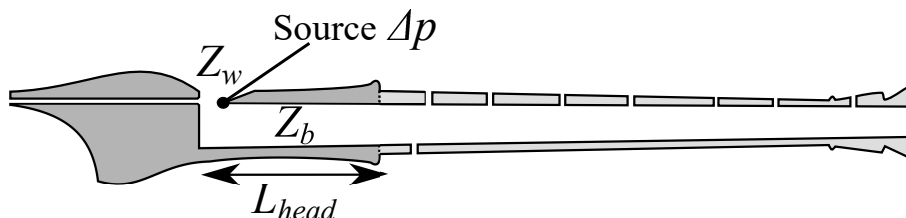


FIGURE A.1 – Vue en coupe d'une flûte à bec avec les deux impédances associées  $Z_p$  et  $Z_w$ .

Le capteur d'impédance développé par le CTTM [Dal<sup>+</sup>08] est placé au niveau de la jonction des deux parties afin de mesurer les impédances  $Z_{head}$  et  $Z_{body}$ . Le tube de la tête de l'instrument a une section quasiment constante. Cette portion de tube est alors assimilée à un tube cylindrique de rayon  $r_p$  (section  $S_p$ ) et de longueur  $L_{head}$  (fig. A.1)<sup>2</sup>. Pour mesurer l'impédance de la tête, un raccord de longueur  $l_{rac}$  et de section  $S_p$  est utilisé. Il doit également être pris en compte pour remonter à l'impédance au niveau de la jonction entre le corps et la tête de l'instrument. Sous hypothèse basse fréquence ( $kr_p \ll 1.8$ ) seules les ondes planes sont propagatives, il est alors possible d'utiliser les matrices de transmission d'un cylindre afin de calculer l'impédance de fenêtre  $Z_w$  et du résonateur  $Z_p$  à partir des mesures [Lef10 ; Cha<sup>+</sup>08]. On trouve alors :

$$Z_w(\omega) = \frac{Z_c \tanh(\Gamma(L_{head} + l_{rac})) - Z_{head}(\omega)}{\frac{Z_{head}(\omega)}{Z_c} \tanh(\Gamma(L_{head} + l_{rac})) - 1}, \quad (\text{A.0.1})$$

$$Z_p(\omega) = \frac{Z_c \tanh(\Gamma L_{head}) + Z_{body}(\omega)}{\frac{Z_{body}(\omega)}{Z_c} \tanh(\Gamma L_{head}) + 1}, \quad (\text{A.0.2})$$

avec  $\Gamma$  un nombre d'onde complexe et  $Z_c$  l'impédance caractéristique du cylindre, prenant tous les deux en compte les pertes visco-thermique. Ils sont reliés à la section du tube et au nombre

1. D'après l'étude du chapitre 6, l'impédance  $Z_p$  combine l'impédance du tuyau et une inertance associée au changement de direction de l'écoulement acoustique.

2. Cette longueur s'arrête au niveau de la jonction entre le corps et la tête de l'instrument et ne prend pas en compte le raccord entre les deux.

d'onde par [Kee84] :

$$\begin{cases} \Gamma &= jk\phi_\Gamma & , \\ Z_c &= \frac{\rho c}{S_p}\phi_{Z_c} & , \end{cases} \quad (\text{A.0.3})$$

où  $\rho$  est la densité de l'air,  $c$  est la vitesse du son et  $\phi_\Gamma$  et  $\phi_{Z_c}$  deux fonctions adimensionnées [Kee84], introduisant les corrections liées à la viscosité et à la dissipation thermique. Ces deux fonctions sont reliées au nombre de Stokes, similaire à un rayon adimensionné :  $r_v = r_p\sqrt{\omega\rho/\eta}$ , où  $\eta$  est le coefficient de viscosité. Les valeurs des coefficients caractéristiques de l'air ( $\rho$ ,  $c$  et  $\eta$ ) sont estimées en fonction de la température [Kee84]. Pour les grands nombres de Stokes, un développement au second ordre en  $1/r_v$  donne [Cha<sup>+</sup>08] :

$$\begin{cases} \phi_\Gamma &= 1 + \frac{\alpha_1\sqrt{-2j}}{r_v} - j\frac{\alpha_2}{r_v^2} \\ \phi_{Z_c} &= 1 + \frac{\beta_1}{r_v} + \frac{\beta_2}{r_v^2} & , \end{cases} \quad (\text{A.0.4})$$

où  $\alpha_1, \alpha_2, \beta_1, \beta_2$  sont des coefficients dépendants du nombre de Prandtl  $P_r$  rapport des capacités calorifiques  $\gamma$ . Pour l'air, dans les conditions de l'expérience, ces deux coefficients sont supposés constants ( $P_r = 0.71$  et  $\gamma = 1.402$ ) ce qui donne :  $\alpha_1 = 1.044$ ;  $\alpha_2 = 1.080$ ;  $\beta_1 = 0.370$  et  $\beta_2 = 1.147$  [Cha<sup>+</sup>08]. Les impédances du corps de l'instrument sont mesurées pour les doigtés des 16 notes les plus graves (du  $F_4$  au  $Gb_5$ ), uniquement sur la flûte alto. Les autres doigtés nécessitent l'utilisation de trous partiellement bouchés. La portion du trou à boucher étant difficile à déterminer quand l'instrument n'est pas jouée, les mesures effectuées ne sont pas fiables.

Ces impédances sont mesurées depuis un tube de section  $S_p$ . Lors de l'utilisation de ces impédances, il faut faire attention à la section du tube au niveau de la source afin d'assurer la continuité du débit. Par exemple, le jet prend naissance au niveau du biseau où la section du tube est  $S_m = WH$ , les impédances doivent donc être renormalisées par un facteur  $S_p/S_m$  avant leurs utilisations dans les modélisations de sources.

# Spectrogramme et amplitudes des composantes

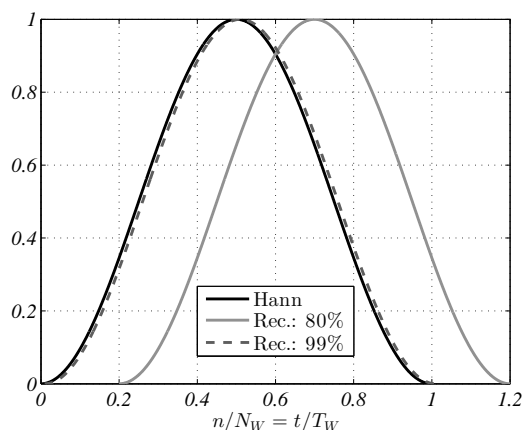


FIGURE B.1 – Fenêtres de pondération de Hann de  $N_W$  échantillons et de largeur temporel  $T_W$ , avec différents recouvrement. ( $t = n/f_e$ )

Les spectrogrammes utilisés dans cette étude représentent l'évolution temporelle de la densité spectrale d'énergie du signal. La densité spectrale à un instant  $t_0$  est estimée en prenant le carré du module de la transformée de Fourier du signal, pondéré par une fenêtre centrée en cet instant. La fenêtre de pondération utilisée est une fenêtre de Hann (fig. B.1). Une telle fenêtre, centrée sur l'échantillon  $n_0 = f_e t_0$ , s'écrit en fonction du numéro  $n$  d'échantillons :

$$w_{hann}(n) = \left[ \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \cos\left(2\pi \frac{(n - n_0)}{N_W}\right) \right] \text{rect}_{N_W}(n - n_0) \quad (\text{B.0.1})$$

où  $N_W$  est le nombre d'échantillons définissant la largeur de la fenêtre, et  $\text{rect}_{N_W}(n)$  est la fonction rectangle telle que  $\text{rect}_{N_W}(|n| \leq (N_W/2)) = 1$ , et  $\text{rect}_{N_W}(|n| > N_W/2) = 0$ . Le lien mathématique entre échantillons et temps s'effectue via la fréquence d'échantillonnage  $f_e$  :  $t = n/f_e$ , ce qui donne pour la largeur temporelle de la fenêtre  $T_W = N_W/f_e$ . Selon, la précision de l'évolution temporelle recherchée, le décalage entre deux calculs de transformée de Fourier peut être différent. En général, un recouvrement de 80% entre deux fenêtres successives, est un bon compromis permettant de prendre en compte chaque échantillon avec une pondération supérieur à 0.9 dans au moins un calcul de transformée de Fourier (fig. B.1). L'apport initial d'énergie se déroulant sur des temps très court, un recouvrement de 99% est assuré.

Afin d'avoir une bonne estimation de l'évolution temporelle du spectre du signal, il est nécessaire de prendre une courte fenêtre de pondération. La largeur de cette fenêtre va être

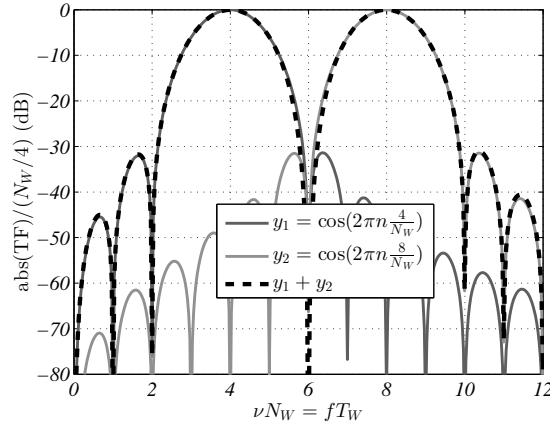


FIGURE B.2 – Transformées de Fourier de signaux pondérés par une fenêtre de Hann de  $N_W$  échantillons, normalisées par  $N_W/4$ .

fixée par les fréquences cherchant à être séparées et dont l'amplitude doit être estimée. Plus la fenêtre sera courte, plus le pic correspondant à une oscillation monochromatique sera large dans la représentation fréquentielle. Ce choix permet d'avoir une estimation temporelle précise de l'amplitude des différentes composantes fréquentielles au détriment de l'estimation de leur fréquence. La transformée de Fourier  $W_{hann}$ , de la fenêtre de pondération décrite précédemment s'écrit :

$$W_{hann}(\nu) = \frac{N_W}{2} \left[ \text{sinc}(\pi\nu N_W) + \frac{1}{2} \text{sinc}\left(\pi\left(\nu - \frac{1}{N_W}\right)N_W\right) + \frac{1}{2} \text{sinc}\left(\pi\left(\nu + \frac{1}{N_W}\right)N_W\right) \right] \quad (\text{B.0.2})$$

où  $\nu = f/f_e$  est une fréquence adimensionnée correspondant à un signal sinusoïdal pure de périodicité  $n = 1/\nu$ . La largeur du lobe central est de  $4/N_w$  (fig. B.2). Pour estimer l'amplitude de deux composantes ayant un écart en fréquence ( $\Delta f$ ) d'un signal échantillonné à la fréquence  $f_e$ , on prendra une fenêtre de  $N_W = 4f_e/(\Delta f)$  échantillons, afin d'assurer un minimum d'influence d'une composante sur l'estimation de l'amplitude de l'autre (fig. B.2). Dans les signaux étudiés, l'écart fréquentiel entre les composantes n'est pas connu a priori. Cependant, du fait des propriétés du résonateurs, on sait que cet écart est de l'ordre de la fréquence fondamentale  $f_1$ . On prendra donc des fenêtres de  $N_W = 4f_e/f_1$  échantillons.

Il est possible d'estimer l'amplitude d'une composante à un instant donnée, directement à partir du calcul de transformée de Fourier à court terme décrit ci-dessus. Supposons que la composante à une fréquence fixe  $f_0$  sur la durée de fenêtre de pondération. Cela revient alors à supposer une composante monochromatique du type :  $\cos(2\pi f_0 t) = \cos(2\pi\nu_0 n)$ . La transformée de Fourier d'une telle composante pondérée par une fenêtre de Hann de  $N_W$  échantillons s'écrit :

$$\text{TF}(w_{hann} \cos(2\pi\nu_0 n)) = W_{hann} * \left[ \frac{1}{2} \delta(\nu - \nu_0) + \frac{1}{2} \delta(\nu + \nu_0) \right], \quad (\text{B.0.3})$$

où  $*$  est le produit de convolution. L'amplitude du pic en  $\nu = \nu_0$  est donc :

$$\text{TF}(w_{hann} \cos(2\pi\nu_0 n))(\nu = \nu_0) = \frac{N_W}{4}. \quad (\text{B.0.4})$$

En normalisant le module de la transformée de Fourier à court terme par  $N_W/4$ , il est donc possible d'identifier l'amplitude du pic à l'amplitude de la composante correspondante (fig. B.2).

# Description du résonateur dans le domaine temporel

---

Il existe principalement deux possibilités pour inclure le résonateur dans un modèle temporel d'instrument de type flûte. Le résonateur peut être modélisé par une somme de filtres passe bande ajustés sur les premiers modes de la réponse en fréquence du résonateur. Il peut également être modélisé par une ligne à retard, modélisant la propagation et les réflexions des ondes acoustiques dans le résonateur. La première méthode est détaillée dans le corps du texte (chap. 2.2.5). La deuxième méthode est détaillée ici. Les deux méthodes sont ensuite comparées.

Afin de simplifier cette étude, le résonateur étudié ici s'approche du résonateur du tuyau d'orgue utilisé dans les chapitres 5.3 et 7. Le résonateur est assimilé à un cylindre de longueur  $L = 30\text{cm}$  et de rayon  $r_p = 10.8\text{mm}$ . L'extrémité passive du résonateur est l'extrémité d'un tube non bafflé, dont l'impédance de rayonnement s'écrit :

$$Z_{ray}(\omega) = \frac{\rho c}{\pi r_p^2} \left( jkl_{ray} + \frac{1}{4}(kr_p^2) \right) \quad (\text{C.0.1})$$

où  $l_{ray} = 0.613r_p$  est la correction de longueur associée à ce rayonnement. La fenêtre de l'instrument est associée à l'impédance de fenêtre  $Z_w$ , modélisée d'après le chapitre 6 que l'on ramènera ici à une expression de la forme :

$$Z_w(\omega) = j\omega M_w + \beta \frac{\rho c}{2\pi c} k^2. \quad (\text{C.0.2})$$

D'après le chapitre 2.2.5, la réponse en fréquence du résonateur d'un instrument de type flûte est caractérisée par la transadmittance acoustique définie comme :

$$Y_{(v)}(\omega) = \frac{1}{S_w(Z_w(\omega) + Z_p(\omega))} \quad (\text{C.0.3})$$

où  $S_w$  est la section de la fenêtre et  $Z_p$  est l'impédance du tube :

$$Z_p(\omega) = Z_c \tanh [\Gamma L + \text{argtanh}(Z_{ray}/Z_c)], \quad (\text{C.0.4})$$

où  $Z_c \approx \rho c/S_p$  est l'impédance caractéristique du tube du résonateur avec  $\rho$  la masse volumique de l'air et  $c$  la vitesse du son.  $\Gamma$  est assimilable à une constante de propagation équivalente à  $jk$  et prenant en compte les pertes visco-thermiques associées à la propagation (annexe A). Cette modélisation du résonateur est écrite dans le domaine fréquentiel. Les impédances de rayonnement peuvent être associées à des coefficients de réflexion et le tube du résonateur à une ligne de propagation qui permet de traduire cette expression dans le domaine temporel. La modélisation de ces éléments et la description de la réponse du résonateur qui en découle sont détaillées dans la suite.

## C.1 Modélisation par ligne à retard

Conformément aux hypothèses sous-jacentes à la description du résonateur en termes d'impédance, on suppose que seules les ondes planes longitudinales se propagent dans le résonateur. Les ondes acoustiques sont donc décrites par une somme d'ondes de pression se propageant dans les deux directions : vers la sortie passive du résonateur ( $p^+$ ) et vers la fenêtre de l'instrument ( $p^-$ ).

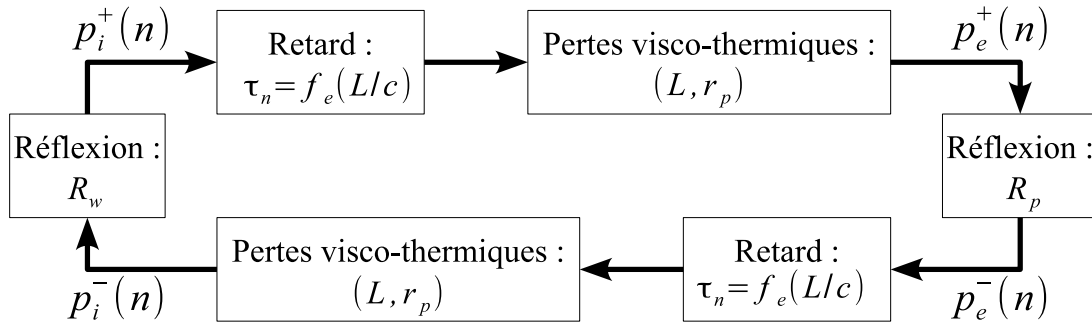


FIGURE C.1 – Schéma bloc de la modélisation temporelle du résonateur.

La figure C.1, schématise les différents aspects de modélisation du résonateur par une ligne à retard. Une surpression  $p_i^+$ , imposée à l'une des extrémités du résonateur, se propage dans celui-ci jusqu'à l'autre extrémité. Cette propagation induit un retard lié à la vitesse de propagation et à la longueur du résonateur et une atténuation, liée aux pertes visco-thermiques. La surpression  $p_e^+$  ainsi obtenue à l'autre extrémité se réfléchit avec un certain coefficient,  $R_p$ . Le lien entre ce coefficient de réflexion et l'impédance de rayonnement est développé dans la section C.1.2. La surpression réfléchie  $p_e^-$  se propage dans l'autre direction. Cette étape de propagation est associée au même retard et pertes que précédemment. La surpression  $p_i^-$  se réfléchit à l'autre extrémité pour venir s'ajouter à la surpression  $p_i^+$ . Le résonateur est ainsi modélisé par deux lignes de propagation caractérisées par des pertes et un retard temporel, reliées à chacune de leurs extrémités par les coefficients de réflexions  $R_w$  et  $R_p$  associés à la fenêtre et à l'extrémité passive du résonateur (fig. C.1).

Pour modéliser un instrument de type flûte, il est nécessaire de connaître la vitesse induite à la sortie du canal par une surpression au niveau du biseau. Dans la représentation à une dimension du résonateur utilisée ici, la vitesse qui nous intéresse est simplement :  $v_{ac}(t) = (p_i^+(t) - p_i^-(t)) / (\rho c)$ , avec  $\rho$  la masse volumique de l'air et  $c$  la vitesse du son. La transadmittance évoquée précédemment, s'écrit alors ici :

$$Y_{(v)}(\omega) = \frac{1}{\rho c} \frac{\text{TF} [p_i^+(t) - p_i^-(t)]}{\text{TF} [p_i^+(t) + p_i^-(t)]}. \quad (\text{C.1.5})$$

### C.1.1 Propagation

Lorsque l'on prend en compte les pertes visco-thermiques, la propagation dans un cylindre de rayon  $r_p$  et de longueur  $L$ , est décrite par le nombre d'onde complexe  $\Gamma$  (eq.(C.0.4)), décrit dans

l'annexe A. En développant son expression, la propagation le long du cylindre s'écrit [Cha<sup>+</sup>08] :

$$\exp(-\Gamma L) = \exp \left[ -L \left( j \frac{\omega}{c} + \frac{\beta}{r_p} \sqrt{j\omega} + \xi \right) \right] \quad (\text{C.1.6})$$

où  $\beta = \alpha_1 \sqrt{2l_v/c} \approx 1,7 \cdot 10^{-5}$  et  $\xi = \alpha_2 l_v / (r_p^2)$ . Le premier terme, associé à la propagation, se traduit simplement par un retard dans le domaine temporel ou numérique. Pour un cylindre de longueur  $L$ , le retard numérique est de  $\tau_n = (f_e L / c)$  échantillons, où  $f_e$  est la fréquence d'échantillonnage. Le troisième terme est une atténuation indépendante de la fréquence que l'on négligera dans la suite. Le deuxième terme est un terme dispersif et dissipatif associé aux pertes visco-thermiques. La racine carrée de la pulsation présente dans son expression correspond à une dérive fractionnaire dans le domaine temporel ou numérique. Ceci complique la prise en compte de ce terme dans une écriture par ligne à retard d'un résonateur et est parfois associé à un simple filtre passe-bas [Ver95]. Mattignon [Mat94] propose un développement mathématique de cette exponentielle permettant de l'inclure dans une simulation temporelle. L'exponentielle complexe est d'abord approchée par une expression linéaire en  $\sqrt{j\omega}$  :

$$\exp \left( -\frac{\beta L}{r_p} \sqrt{j\omega} \right) \approx \frac{1 - \frac{\beta L}{2r_p} \sqrt{j\omega}}{1 + \frac{\beta L}{2r_p} \sqrt{j\omega}}. \quad (\text{C.1.7})$$

Dans le domaine de Laplace, la racine carrée se traduit par un dérivateur d'ordre  $1/2$  :  $\sqrt{j\omega} = s^{1/2}$ . Mattignon [Mat94] propose d'approcher ce terme sur l'intervalle de fréquence  $[\omega_B, \omega_H]$ , par un produit de dérivateur d'ordre 1.

$$s^{1/2} \approx \frac{1}{\alpha^{N+1/2}} \prod_{k=-N}^{+N} \frac{1 + s/\omega'_k}{1 + s/\omega_k} \quad (\text{C.1.8})$$

où l'ordre de l'approximation est  $p = 2N + 1$ . Le coefficient  $\alpha$  est défini d'après les bornes de l'intervalle fréquentiel :  $\alpha = (\omega_H / \omega_B)^{1/(2p)}$ . Les pôles  $\omega_k$  et les zéros  $\omega'_k$  sont définis de manière récursive par rapport à la pulsation centrale  $\omega_U = \sqrt{\omega_B \omega_H}$  :

$$\begin{cases} \omega_0 &= \alpha^{1/2} \omega_U \\ \omega'_0 &= \alpha^{-1/2} \omega_U \end{cases} \quad \text{et} \quad \frac{\omega_{k+1}}{\omega_k} = \frac{\omega'_{k+1}}{\omega'_k} = \alpha^2. \quad (\text{C.1.9})$$

Les pertes visco-thermiques peuvent donc ainsi être approchées dans le domaine de Laplace par un filtre d'ordre  $p$  sur une gamme de fréquences donnée. Pour passer dans le domaine numérique avec une fréquence d'échantillonnage  $f_e$ , on utilise la transformée bilinéaire :  $s = (f_e/2)(1 - z^{-1})/(1 + z^{-1})$ . Les réponses en fréquence des filtres ainsi obtenus dans le domaine de Laplace et le domaine numérique sont comparées à la réponse en fréquence théorique (eq.(C.1.6)) sur la figure C.2. La transformée bilinéaire impose une phase et un gain nuls en  $f = f_e/2$ . En basses fréquences, l'approximation est bonne et se dégrade à l'approche de la fréquence de Nyquist  $f_e/2$ .

La propagation peut ainsi se décomposer en un retard de  $\tau_n$  échantillons suivi d'un *filtrage* lié aux pertes visco-thermiques, dont l'écriture s'obtient en combinant les équations (C.1.7) et (C.1.9) et la transformée bilinéaire (fig. C.1).



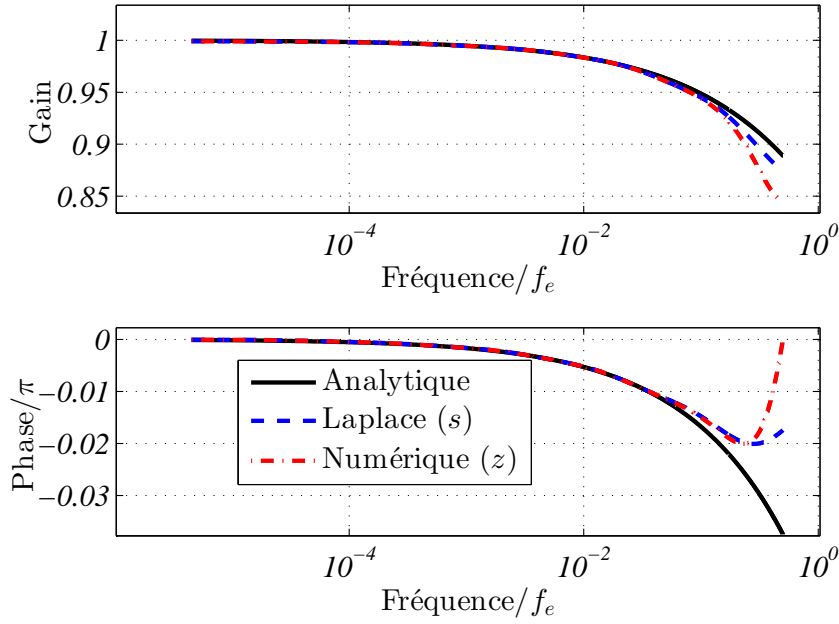


FIGURE C.2 – Module et phase du filtre d'approximation des pertes visco-thermiques ( $\omega_B = 2.10^{-5}f_e$ ;  $\omega_H = f_e/2$ ).

### C.1.2 Coefficients de réflexion

L'impédance de rayonnement à l'extrémité passive et l'impédance de la fenêtre s'écrivent, en basses fréquences, selon la même formulation :

$$Z(\omega) = \frac{P}{Q} = j\omega M - \beta \frac{\rho}{2\pi c} (j\omega)^2 \quad (\text{C.1.10})$$

où  $\beta = 0,5$  pour l'extrémité passive et  $\beta = 1$  pour la fenêtre, et  $M = l_{ray}\rho/S_p$  pour l'extrémité passive. Cette formulation est associée au coefficient de réflexion  $R(\omega)$  entre l'onde  $p_i$  se dirigeant vers l'extrémité étudiée et l'onde réfléchie  $p_r$  par la relation suivante [Cha<sup>+</sup>08] :

$$R(\omega) = \frac{p_r}{p_i} = \frac{Z(\omega)/Z_c - 1}{Z(\omega)/Z_c + 1} = \frac{j\omega \frac{MS}{\rho c} - \beta \frac{S}{2\pi c^2} (j\omega)^2 - 1}{j\omega \frac{MS}{\rho c} - \beta \frac{S}{2\pi c^2} (j\omega)^2 + 1} \quad (\text{C.1.11})$$

où  $Z_c = (\rho c/S)$  est l'impédance caractéristique du tube de section  $S = \pi r^2$ , et de rayon équivalent  $r$ . En utilisant un schéma numérique du type  $j\omega = f_e(1 - z^{-1})$ , où  $f_e$  est la fréquence d'échantillonnage, cette équation se traduit dans le domaine numérique par une fonction de transfert  $R(z)$  similaire à celle trouvée par Verge [Ver95] :

$$R(z) = \frac{p_r(z)}{p_i(z)} = \frac{(1 + A - B) + (B - 2)z^{-1} + Az^{-2}}{(A - B - 1) + (B - 2)z^{-1} + Az^{-2}} \quad (\text{C.1.12})$$

avec  $A = f_e^2 \beta r^2 / (c^2)$  et  $B = f_e MS / (\rho c)$ . La position des pôles de cette fonction de transfert impose les conditions de stabilité et dépendent des valeurs relatives de  $M$ ,  $S$ , et  $f_e$ . Pour l'extrémité passive du résonateur où  $M \approx 0.7\rho/(\pi r)$ , Verge trouve ainsi que la condition de stabilité impose une fréquence d'échantillonnage telle que  $f_e < c/(0.47r)$ . Pour le tuyau d'orgue utilisé ici

dont le rayon à l'extrémité passive vaut  $r \approx 1.08\text{cm}$ , cela donne  $f_e < 69\text{kHz}$ . La formulation de  $M_w$  complique l'évaluation a priori de ce seuil pour la fenêtre. Empiriquement on trouve pour l'instrument modélisé ici :  $f_e \lesssim 50\text{kHz}$ . Le choix de modéliser le résonateur dans le domaine temporel implique donc une limitation sur la fréquence d'échantillonnage qui va à l'encontre des besoins de modélisation.

## C.2 Comparaison des deux approches

Cette modélisation est utilisée afin de simuler la propagation d'un Dirac de pression dans le résonateur du tuyau d'orgue. La fréquence d'échantillonnage utilisée ici est  $f_e = 44,1\text{kHz}$ . La vitesse acoustique obtenue ( $v_{ac}(t) = (p_i^+(t) - p_i^-(t))/(\rho c)$ ) est comparée à la réponse impulsionnelle de la formulation analytique de la transadmittance (eq.(C.0.3)) sur la figure C.3. La vitesse acoustique estimée par l'approche modale détaillée dans le corps du texte (chap. 2), est également comparée à ces signaux. Cette vitesse est obtenue en filtrant indépendamment le Dirac de pression par les cinq filtres passe-bande correspondant aux 5 premiers modes de la transadmittance et par le filtre correspondant au mode uniforme, puis en sommant les six signaux correspondants.

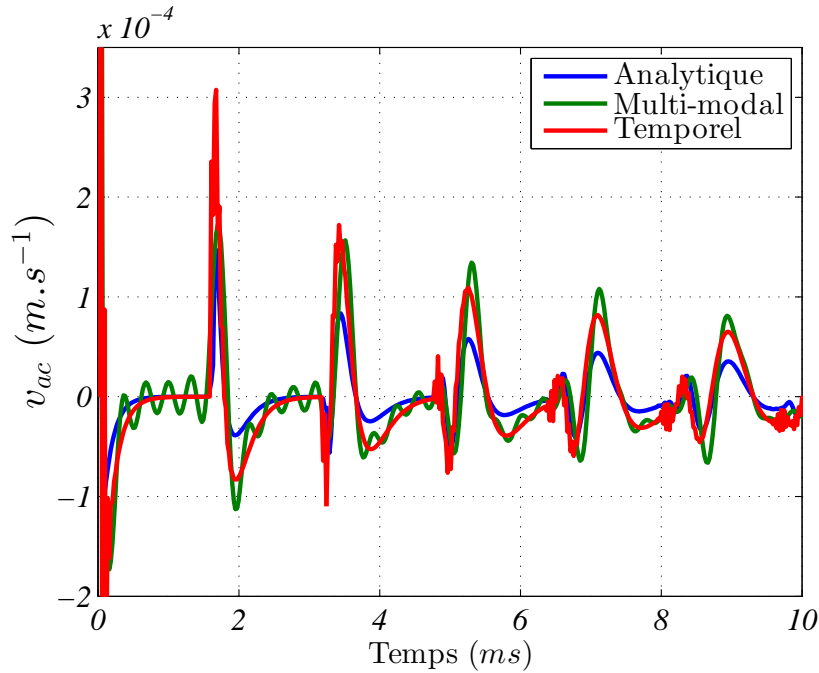


FIGURE C.3 – Comparaison des vitesses acoustiques obtenues par les différentes modélisations du résonateur en réponse à un Dirac de pression.

La comparaison du signal calculé par le résonateur à retard et la réponse impulsionnelle met ici en évidence que les modélisations dans le domaine fréquentiel ou temporel donnent des résultats très proches. La réponse impulsionnelle issue de l'écriture analytique n'induit pas d'avance ou de retard particulièrement marquée par rapport au résonateur à retard. De même, à part une légère surestimation de l'amplitude du cinquième mode du résonateur visible sur le signal temporel, l'approche modale permet d'estimer de manière convenable la réponse impulsionnelle

du résonateur. Cette approche permet, en particulier, de retrouver correctement le retard lié à la propagation de la surpression dans le résonateur.

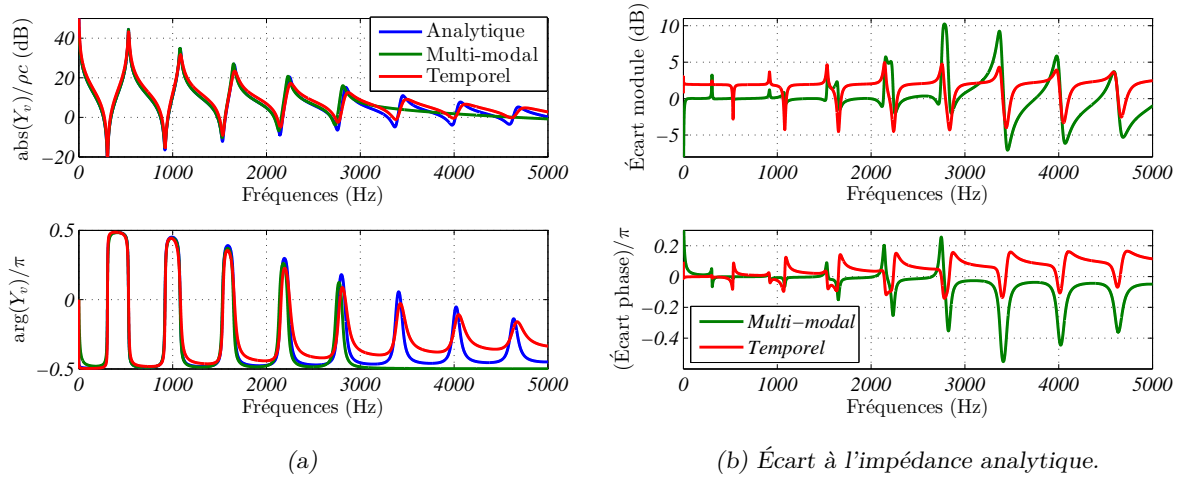


FIGURE C.4 – Comparaison des transadmittances correspondantes aux signaux de la figure C.3. Les écarts entre les réponses en fréquences estimées et la formule analytique sont détaillés sur la figure (b).

En utilisant l'équation (C.1.5) il est également possible d'estimer la transadmittance correspondante au résonateur à retard et de comparer ainsi les différentes approches (fig. C.4). La transadmittance estimée par le résonateur à retard permet de retrouver de manière assez fidèle la réponse analytique. Malgré un module légèrement translaté, l'écart sur le module reste en effet inférieur à  $\pm 5\text{dB}$  sur les 8 premiers modes représentés ici. Le passage dans le domaine numérique imposant un gain et une phase nuls pour  $f = f_e/2$ , l'écart est de plus en plus marqué en hautes fréquences notamment sur la phase. L'approche modale incluant le mode uniforme permet une meilleure estimation de la réponse en basses fréquences, jusqu'au troisième mode. L'écart observé sur les deux derniers modes pris en compte dans la modélisation est principalement dû à un léger décalage en fréquences induit par l'ajout du mode uniforme.

Lorsque cela est possible, la modélisation du résonateur telle que présentée ici donne de meilleurs résultats que l'approche modale, notamment sur l'estimation de la réponse impulsionnelle. Malgré tout, l'erreur induite par l'approche modale, reste raisonnable et n'induit pas de contre-sens physique dans l'estimation de la réponse impulsionnelle. Cette dernière, contrairement à la modélisation du résonateur par retard temporel, n'induit pas de limitation sur la fréquence d'échantillonnage. L'estimation des modes pouvant se faire sur une mesure, cette approche permet également de modéliser tous types de résonateurs. Ces considérations poussent donc à l'utilisation de l'approche modale pour modéliser le résonateur dans les instruments à embouchure de type flûte.

# Bibliographie

- [Auv<sup>+</sup>12a] R. AUVRAY, B. FABRE et P.-Y. LAGRÉE. « Regime change and oscillation thresholds in recorder-like instruments ». In : *The Journal of the Acoustical Society of America* 131.2 (fév. 2012), p. 1574–1585.
- [Auv<sup>+</sup>12b] R. AUVRAY, B. FABRE, P.-Y. LAGRÉE, S. TERRIEN, C. VERGEZ et al. « Influence of the fluctuations of the control pressure on the sound production in flute-like instruments ». In : *Acoustics 2012 Nantes* (2012).
- [Auv<sup>+</sup>13] R. AUVRAY, B. FABRE et P. Y. LAGRÉE. « Determination of 2D Quasi Incompressible Flow around a Recorder Labium : a Comparison between Different Methods ». In : *Stockholm Music Acoustics Conference*. Stockholm, Sweden, 2013.
- [Auv<sup>+</sup>14] R. AUVRAY, A. ERNOULT, B. FABRE et P.-Y. LAGRÉE. « Time-domain simulation of flute-like instruments : Comparison of jet-drive and discrete-vortex models ». In : *The Journal of the Acoustical Society of America* 136.1 (2014), p. 389–400.
- [Auv<sup>+</sup>15] R. AUVRAY, A. ERNOULT, S. TERRIEN, P.-Y. LAGRÉE, B. FABRE et C. VERGEZ. « Effect of Changing the Vocal Tract Shape on the Sound Production of the Recorder : An Experimental and Theoretical Study ». In : *Acta Acustica United with Acustica* 101 (2015).
- [Auv13] R. AUVRAY. « Hydrodynamique et acoustique des instruments de la famille des flûtes : influence du système d'alimentation sur la production du son ». Thèse de doct. Paris 6, 2013.
- [Bam04] A. BAMBERGER. « Vortex sound of flutes observed with Particle Image Velocimetry ». In : *ICA conference, Kyoto*. 2004.
- [Ben88] A. H. BENADE. « Equivalent circuits for conical waveguides ». In : *The Journal of the Acoustical Society of America* 83.5 (mai 1988), p. 1764–1769.
- [Ber<sup>+</sup>13a] B. BERGEOT, A. ALMEIDA, C. VERGEZ et B. GAZENGEL. « Prediction of the dynamic oscillation threshold in a clarinet model with a linearly increasing blowing pressure ». In : *Nonlinear Dynamics* 73.1 (juil. 2013), p. 521–534.
- [Ber<sup>+</sup>13b] B. BERGEOT, A. ALMEIDA, C. VERGEZ et B. GAZENGEL. « Prediction of the dynamic oscillation threshold in a clarinet model with a linearly increasing blowing pressure : Influence of noise ». In : *Nonlinear Dynamics* 74.3 (2013), p. 591–605.
- [Ber13] B. BERGEOT. « Naissance des oscillations dans les instruments de type clarinette à paramètre de contrôle variable ». Thèse de doct. Université du Maine, oct. 2013.
- [Bla<sup>+</sup>10] F. BLANC, B. FABRE, N. MONTGERMONT, P. de la CUADRA et A. ALMEIDA. « Scaling of Flute-Like Instruments : An Analysis from the Point Of View of the Hydrodynamic Instability of the Jet ». In : *Acta Acustica united with Acustica* 96.4 (juil. 2010), p. 642–653.

- [Bla<sup>+</sup>14] F. BLANC, V. FRANÇOIS, B. FABRE, P. de la CUADRA et P.-Y. LAGRÉE. « Modeling the receptivity of an air jet to transverse acoustic disturbance with application to musical instruments ». In : *The Journal of the Acoustical Society of America* 135.6 (2014), p. 3221–3230.
- [Bla09] F. BLANC. « Production de son par couplage écoulement / résonateur acoustique : étude des paramètres de facture de flûtes par expérimentations et simulations numériques ». Thèse de doct. Paris 6, jan. 2009.
- [Bol] P. BOLTON. *www.flute-a-bec.com*. URL : <http://www.flute-a-bec.com/> (visité le 04/01/2016).
- [Bol16] P. BOLTON. « Communication personnelle ». Villes-sur-Auzon, 2016.
- [Bou<sup>+</sup>15] H. BOUTIN, S. LE CONTE, B. FABRE et J.-L. LE CARROU. « Comment l'état de surface du bois modifie les caractéristiques des résonances dans la perce des instruments à vent ». In : *M02 Mini symp. Mécanique des Instruments de Musique*. AFM, Association Française de Mécanique, 2015.
- [Bru<sup>+</sup>86] J. C. BRUGGEMAN et T. F. H. v. d. WETERING. « Comment on “Linear inviscid wave propagation in a waveguide having a single boundary discontinuity : Part II : Application” [J. Acoust. Soc. Am. 75, 356–362 (1984)] ». In : *The Journal of the Acoustical Society of America* 80.4 (oct. 1986), p. 1257–1258.
- [Bru<sup>+</sup>91] J. C. BRUGGEMAN, A. HIRSCHBERG, M. E. H. van DONGEN, A. P. J. WIJNANDS et J. GORTER. « Self-sustained aero-acoustic pulsations in gas transport systems : Experimental study of the influence of closed side branches ». In : *Journal of Sound and Vibration* 150.3 (nov. 1991), p. 371–393.
- [Bru87] J. C. BRUGGEMAN. « The propagation of low-frequency sound in a two-dimensional duct system with T joints and right angle bends : Theory and experiment ». In : *The Journal of the Acoustical Society of America* 82.3 (sept. 1987), p. 1045–1051.
- [Cas96] M. CASTELLENGO. « The role of mouth-tones in the constitution of attack transients of mouth pipes ». In : *Acta Acustica United with Acustica* 82 (1996), S 182.
- [Cas99] M. CASTELLENGO. « Acoustical analysis of initial transients in flute like instruments ». In : *Acta Acustica united with Acustica* 85.3 (1999), p. 387–400.
- [Cha<sup>+</sup>08] A. CHAIGNE et J. KERGOMARD. *Acoustique des instruments de musique*. Collection Echelles. Belin, 2008. 712 pages.
- [Cha<sup>+</sup>16] A. CHAIGNE et J. KERGOMARD. *Acoustics of Musical Instruments*. Modern Acoustics and Signal Processing. New York, NY : Springer New York, 2016.
- [Che<sup>+</sup>02] A. de CHEVEIGNÉ et H. KAWAHARA. « YIN, a fundamental frequency estimator for speech and music ». In : *The Journal of the Acoustical Society of America* 111.4 (2002), p. 1917.
- [Che<sup>+</sup>07] J. CHEN, D. LAURIN, J. SMITH et J. WOLFE. « Vocal tract interactions in recorder performance. » In : *19 th International Congress on acoustics Madrid*. 2007, p. 1–6.
- [Col73] J. W. COLTMAN. « Mouth resonance effects in the flute ». In : *The Journal of the Acoustical Society of America* 54.2 (août 1973), p. 417–420.

- [Col76] J. W. COLTMAN. « Jet drive mechanisms in edge tones and organ pipes ». In : *The Journal of the Acoustical Society of America* 60.3 (1976), p. 725–733.
- [Cua<sup>+</sup>07] P. de la CUADRA, C. VERGEZ et B. FABRE. « Visualization and analysis of jet oscillation under transverse acoustic perturbation ». In : *Journal of Flow Visualization and Image Processing* 14.4 (2007), p. 355–374.
- [Cua<sup>+</sup>08] P. de la CUADRA, B. FABRE, N. MONTGERMONT et C. CHAFE. « Analysis of Flute Control Parameters : A Comparison Between a Novice and an Experienced Flautist ». In : *Acta Acustica united with Acustica* 94.5 (sept. 2008), p. 740–749.
- [Cua06] P. de la CUADRA. « The sound of oscillating air jets : Physics, modeling and simulation in flute-like instruments ». Thèse de doct. 2006.
- [Dal<sup>+</sup>01] J.-P. DALMONT, C. NEDERVEEN et N. JOLY. « Radiation impedance of tubes with different flanges : numerical and experimental investigations ». In : *Journal of Sound and Vibration* 244.3 (juil. 2001), p. 505–534.
- [Dal<sup>+</sup>02] J.-P. DALMONT, C. J. NEDERVEEN, V. DUBOS, S. OLLIVIER, V. MÉSERETTE et E. te SLIGTE. « Experimental Determination of the Equivalent Circuit of an Open Side Hole : Linear and Non Linear Behaviour ». In : *Acta Acustica united with Acustica* 88.4 (juil. 2002), p. 567–575.
- [Dal<sup>+</sup>08] J.-P. DALMONT et J. C. L. ROUX. « A new impedance sensor for wind instruments ». In : *The Journal of the Acoustical Society of America* 123.5 (mai 2008), p. 3014–3014.
- [Dau89] M. DAUVOIS. « Son et musique paléolithiques, La musique dans l’Antiquité. » In : *Les Dossiers d’Archéologie* 142 (1989), p. 2–11.
- [Deq<sup>+</sup>03] S. DEQUAND, J. F. H. WILLEMS, M. LEROUX, R. VULLINGS, M. van WEERT, C. THIEULOT et A. HIRSCHBERG. « Simplified models of flue instruments : Influence of mouth geometry on the sound source ». In : *The Journal of the Acoustical Society of America* 113.3 (2003), p. 1724.
- [Deq01] S. DEQUAND. « Duct aeroacoustics : from technological applications to the flute ». Thèse de doct. Technische Universiteit Eindhoven, 2001.
- [Dub<sup>+</sup>99] V. DUBOS, J. KERGOMARD, A. KHETTABI, J.-P. DALMONT, D. H. KEEFE et C. J. NEDERVEEN. « Theory of sound propagation in a duct with a branched tube using modal decomposition ». In : *Acta Acustica united with Acustica* 85.2 (1999), p. 153–169.
- [Ern<sup>+</sup>16] A. ERNOULT, B. FABRE et A. HAJCZAK. « Évolution du contenu spectral du son au cours d’un transitoire d’attaque d’instrument de type flûte ». In : *Congrès Français d’Acoustique*. CFA. Le Mans, avr. 2016.
- [Ern12] A. ERNOULT. *Etude de l’influence des fluctuations de pression de contrôle sur le fonctionnement et la sonorité des tuyaux d’orgues et des flûtes*. Rapport M2. Université Diderot, 2012.

- [Ern14] A. ERNOULT. « Experimental Study of Attack transients in flute-like instruments ». In : *International Symposium on Musical Acoustics*. ISMA. Le Mans, 2014, p. 177–182.
- [Fab<sup>+</sup>00] B. FABRE et A. HIRSCHBERG. « Physical modeling of flue instruments : a review of lumped models ». In : *Acta Acustica united with Acustica* 86.4 (2000), p. 599–610.
- [Fab<sup>+</sup>92] B. FABRE, A. HIRSCHBERG, A. P. J. WIJNANDS et V. STEENBERGEN. « Transitoire d’attaque des instruments à embouchure de flûte ». In : *Le Journal de Physique IV* 2 (C1 1992), p. C1–67.
- [Fab<sup>+</sup>96] B. FABRE, A. HIRSCHBERG et A. P. J. WIJNANDS. « Vortex Shedding in Steady Oscillation of a Flue Organ Pipe ». In : *Acta Acustica united with Acustica* 82.6 (nov. 1996), p. 863–877.
- [Fer<sup>+</sup>10] D. FERRAND, C. VERGEZ, B. FABRE et F. BLANC. « High-Precision Regulation of a Pressure Controlled Artificial Mouth : The Case of Recorder-Like Musical Instruments ». In : *Acta Acustica united with Acustica* 96.4 (juil. 2010), p. 701–712.
- [Fle<sup>+</sup>80] N. H. FLETCHER et L. M. DOUGLAS. « Harmonic generation in organ pipes, recorders, and flutes ». In : *The Journal of the Acoustical Society of America* 68.3 (1980), p. 767–771.
- [Fle76] N. H. FLETCHER. « Transients in the Speech of Organ Flue Pipes - A Theoretical Study ». In : *Acta Acustica united with Acustica* 34.4 (fév. 1976), p. 224–233.
- [Gar<sup>+</sup>11] F. GARCIA, L. VINCESLAS, J. TUBAU et E. MAESTRE. « Acquisition and study of blowing pressure profiles in recorder playing ». In : *International Conference on New Interfaces for Musical Expression*. Oslo, Norway, 2011.
- [Gio13] N. GIORDANO. « Direct numerical simulations of the recorder in two and three dimensions ». In : *Proceedings of Meetings on Acoustics* 19.1 (juin 2013), p. 035062.
- [Gio14] N. GIORDANO. « Simulation studies of a recorder in three dimensions ». In : *The Journal of the Acoustical Society of America* 135.2 (fév. 2014), p. 906–916.
- [Goh15] H. GOHIN. « Communication personnelle ». Boissy l’Ailerie, 2015.
- [Gro01] G. GROVE. *The New Grove Dictionary of Music and Musicians*. Macmilan. Jan. 2001.
- [Gue02] K. GUETTLER. « On the creation of the Helmholtz motion in bowed strings ». In : *Acta Acustica united with Acustica* 88.6 (2002), p. 970–985.
- [Hec12] F. HECHT. « New development in freefem++ ». In : *Journal of Numerical Mathematics* 20.3 (jan. 2012).
- [Hir95] A. HIRSCHBERG. « Aero-acoustics of wind instruments ». In : J. KERGOMARD et G. WEINREICH. *Mechanics of Musical Instruments*. Lecture notes CISM. Springer, 1995.
- [Hol<sup>+</sup>77] D. K. HOLGER, T. A. WILSON et G. S. BEAVERS. « Fluid mechanics of the edgetone ». In : *The Journal of the Acoustical Society of America* 62.5 (nov. 1977), p. 1116–1128.

- [How03] P. E. HOWE. *Theory of vortex sound*. Cambridge University Press, 2003.
- [How75] M. HOWE. « Contributions to the theory of aerodynamic sound, with application to excess jet noise and the theory of the flute ». In : *Journal of Fluid Mechanics* 71.4 (1975), p. 625–673.
- [Kee72] J. KEELER. « The attack transients of some organ pipes ». In : *IEEE Transactions on Audio and Electroacoustics* 20.5 (déc. 1972), p. 378–391.
- [Kee82] KEEFE. « Theory of the single woodwind tone hole ». In : *The Journal of the Acoustical Society of America* 72.3 (sept. 1982), p. 676–687.
- [Kee84] D. H. KEEFE. « Acoustical wave propagation in cylindrical ducts : Transmission line parameter approximations for isothermal and nonisothermal boundary conditions ». In : *The Journal of the Acoustical Society of America* 75.1 (jan. 1984), p. 58–62.
- [Lef10] A. LEFEBVRE. « Computational acoustic methods for the design of woodwind instruments ». Thèse de doct. McGill University, 2010.
- [Lei11] E. LEIPP. *Acoustique et Musique*. Presse de Mines - Transvalor, 2011.
- [Lyo81] D. H. LYONS. « Resonance frequencies of the recorder (English flute) ». In : *The Journal of the Acoustical Society of America* 70.5 (nov. 1981), p. 1239–1247.
- [Mat<sup>+</sup>71] G. E. MATTINGLY et J. O. CRIMINALE. « Disturbance Characteristics in a Plane Jet ». In : *Physics of Fluids (1958-1988)* 14.11 (nov. 1971), p. 2258–2264.
- [Mat94] D. MATIGNON. « Representations en variables d'état de modèles de guides d'ondes avec dérivation fractionnaire ». Thèse de doct. Paris 11, jan. 1994.
- [Mei02] M. MEISSNER. « Aerodynamically excited acoustic oscillations in cavity resonator exposed to an air jet ». In : *Acta Acustica united with Acustica* 88.2 (2002), p. 170–180.
- [Mik<sup>+</sup>00] A. MIKLÓS et J. ANGSTER. « Properties of the Sound of Flue Organ Pipes ». In : *Acta Acustica united with Acustica* 86.4 (juil. 2000), p. 611–622.
- [Mor<sup>+</sup>68] P. M. MORSE et K. U. INGARD. *Theoretical Acoustics*. Mc graw-Hill book company, 1968. 954 p.
- [Ned98] C. J. NEDERVEEN. « Influence of a toroidal bend on wind instrument tuning ». In : *The Journal of the Acoustical Society of America* 104.3 (sept. 1998), p. 1616–1626.
- [Nel<sup>+</sup>81] P. A. NELSON, N. A. HALLIWELL et P. E. DOAK. « Fluid dynamics of a flow excited resonance, part I : experiment ». In : *Journal of Sound and Vibration* 78.1 (1981), p. 15–38.
- [Nel<sup>+</sup>83] P. A. NELSON, N. A. HALLIWELL et P. E. DOAK. « Fluid dynamics of a flow excited resonance, Part II : Flow acoustic interaction ». In : *Journal of Sound and Vibration* 91.3 (1983), p. 375–402.
- [Nol<sup>+</sup>92] A. W. NOLLE et T. L. FINCH. « Starting transients of flue organ pipes in relation to pressure rise time ». In : *The Journal of the Acoustical Society of America* 91.4 (avr. 1992), p. 2190–2202.



- [Nol98] A. W. NOLLE. « Sinuous instability of a planar air jet : Propagation parameters and acoustic excitation ». In : *The Journal of the Acoustical Society of America* 103.6 (1998), p. 3690–3705.
- [Pie81] A. D. PIERCE. *Acoustics : an introduction to its physical principles and applications*. T. 20. McGraw-Hill Book Company, 1981.
- [Pow61] A. POWELL. « On the Edgetone ». In : *The Journal of the Acoustical Society of America* 33.4 (avr. 1961), p. 395–409.
- [Rio00] V. RIOUX. « Methods for an objective and subjective description of starting transients of some flue organ pipes—integrating the view of an organ-builder ». In : *Acta Acustica United with Acustica* 86.4 (2000), p. 634–641.
- [Ség<sup>+</sup>00] C. SÉGOUFIN, B. FABRE, M. P. VERGE, A. HIRSCHBERG et A. P. J. WIJNANDS. « Experimental study of the influence of the mouth geometry on sound production in a recorder-like instrument : Windway length and chamfers ». In : *Acta Acustica united with Acustica* 86.4 (2000), p. 649–661.
- [Ség<sup>+</sup>04] C. SÉGOUFIN, B. FABRE et L. DE LACOMBE. « Experimental investigation of the flue channel geometry influence on edge-tone oscillations ». In : *Acta Acustica united with Acustica* 90.5 (2004), p. 966–975.
- [Ség00] C. SÉGOUFIN. « Production du son par interaction écoulement / résonateur acoustique : influence du système amont : application à la flûte à bec ». Thèse de doct. Paris 6, jan. 2000.
- [Ste90] A. van STEENBERGEN. *Endcorrections and resonance frequencies of the flue organ-pipe*. Technical Report R-1046-S. Eindhoven : University of Technology, jan. 1990.
- [Tae<sup>+</sup>04] TAESCH, J. ANGSTER et A. MIKLÓS. « Attack transient Analysis of flue organ pipes with different cut-up height ». In : *Congrès Français d’Acoustique*. Strasbourg, 2004.
- [Ter<sup>+</sup>15] S. TERRIEN, R. BLANDIN, C. VERGEZ et B. FABRE. « Regime Change Thresholds in Recorder-Like Instruments : Influence of the Mouth Pressure Dynamics ». In : *Acta Acustica united with Acustica* 101.2 (mar. 2015), p. 300–316.
- [Ter14] S. TERRIEN. « Instruments de la famille des flûtes : analyse des transitions entre régimes ». Thèse de doct. Aix-Marseille Université, déc. 2014.
- [Tho84] C. THOMPSON. « Linear inviscid wave propagation in a waveguide having a single boundary discontinuity : Part II : Application ». In : *The Journal of the Acoustical Society of America* 75.2 (fév. 1984), p. 356–362.
- [Tri12] D. J. TRITTON. *Physical Fluid Dynamics*. Springer Science & Business Media, déc. 2012. 378 p.
- [Val<sup>+</sup>95] V. VALIMAKI et M. KARJALAINEN. « Implementation of fractional delay waveguide models using allpass filters ». In : *Acoustics, Speech, and Signal Processing, 1995. ICASSP-95., 1995 International Conference on*. T. 2. IEEE, 1995, p. 1524–1527.
- [Vau<sup>+</sup>15] C. VAUTHRIN, B. FABRE et I. COSSETTE. « How Does a Flute Player Adapt His Breathing and Playing to Musical Tasks ? ». In : *Acta Acustica united with Acustica* 101.2 (mar. 2015), p. 224–237.

- [Vau15] C. VAUTHRIN. « Acoustique et respiration dans le jeu musical des instruments à vent : application aux flûtes ». Thèse de doct. Paris : Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, sept. 2015.
- [Ver+94a] M. P. VERGE, R. CAUSSÉ, B. FABRE, A. HIRSCHBERG, A. P. J. WIJNANDS et A. van STEENBERGEN. « Jet oscillations and jet drive in recorder-like instruments ». In : *Acta acustica* 2.5 (1994), p. 403–419.
- [Ver+94b] M. P. VERGE, B. FABRE, W. E. A. MAHU, A. HIRSCHBERG, R. R. v. HASSEL, A. P. J. WIJNANDS, J. J. d. VRIES et C. J. HOGENDOORN. « Jet formation and jet velocity fluctuations in a flue organ pipe ». In : *The Journal of the Acoustical Society of America* 95.2 (fév. 1994), p. 1119–1132.
- [Ver+97a] M.-P. VERGE, B. FABRE, A. HIRSCHBERG et A. P. J. WIJNANDS. « Sound production in recorderlike instruments. I. Dimensionless amplitude of the internal acoustic field ». In : *The Journal of the Acoustical Society of America* 101.5 (1997), p. 2914–2924.
- [Ver+97b] M.-P. VERGE, A. HIRSCHBERG et R. CAUSSÉ. « Sound production in recorderlike instruments. II. A simulation model ». In : *The Journal of the Acoustical Society of America* 101.5 (1997), p. 2925–2939.
- [Ver95] M.-P. VERGE. « Aeroacoustics of confined jets : with applications to the physical modeling of recorder-like instruments ». Thèse de doct. Technische Universiteit Eindhoven, 1995.

## Résumé :

Les modélisations physiques actuelles des instruments de la famille des flûtes permettent de prédire correctement et d'interpréter leurs comportements quasi-stationnaires, c'est à dire les modifications du son induites par des variations lentes, par rapport au temps de réponse de l'instrument, des paramètres de contrôle . Le musicien fait cependant varier constamment ces paramètres pour articuler le discours musical. Au cours des transitoires d'attaques notamment, une variation brusque de la pression d'alimentation induit une mise en oscillation progressive de l'instrument. La naissance du son jouant un rôle important dans sa perception, la maîtrise de ces attaques est donc un point essentiel de l'apprentissage du jeu de la flûte et de la fabrication des instruments. Ce travail porte sur la caractérisation et l'interprétation physique des différents phénomènes ayant lieu au cours des transitoires d'attaque des flûtes à bec et des tuyaux d'orgue. Des attaques produites par des musiciens experts et novices sont étudiées dans le domaine spectral et temporel afin d'identifier et quantifier les mécanismes mis en jeu. La comparaison entre les différents musiciens permet de déterminer les phénomènes qu'ils contrôlent et ceux imposés par l'instrument. Après avoir modélisé l'impédance de l'ouverture au niveau du biseau, des simulations de transitoires d'attaque par modèles physique, montrent la capacité ou l'incapacité de ceux-ci à prédire et interpréter les phénomènes observés et leurs variations. Ce travail met ainsi en évidence la complexité des phénomènes contrôlés par les flûtistes et les facteurs et les éléments qu'il reste à modéliser afin de pouvoir les interpréter.

**Mots-clés :** Instruments de type flûte, transitoires d'attaque, contrôle instrumental, acoustique, auto-oscillation, aéroacoustique, tourbillons

## Abstract:

Current physical models of flute-like instrument allow to predict and interpret quite well the quasi-stationary behaviors associated to the sound modifications induced by a slow variation of control parameters, compared to the response time of the instrument. However, the musician varies continuously these parameters to articulate the music. During the attack transient a sharp variation of supply pressure starts progressively the vibration of the instrument. The birth of the sound plays an important role for its perception. The control of these attacks is therefore an essential point of interest for the musicians and the instrument makers. The purpose of the studies presented here is to characterize and interpret physically the different phenomena occurring during attack transients of recorders and organ pipes. Attacks played by expert or novice musicians allow to identify and quantify the mechanisms involved. The comparison between musicians allows then to determine phenomena they control and the ones imposed by the instrument. The impedance of the resonator end near the edge is then modelled and included in physical models in order to simulate attack transients. These simulations show the ability or failure of models to predict and to interpret the phenomena observed experimentally and their variability. These studies illustrate the complexity of the phenomena controlled by recorder players and instrument makers and identify the aspects that still need to be modelled in order to interpret them.

**Keywords:** Flute-like instrument, attack transient, instrumental control, acoustics, self-oscillation, aero-acoustics, vortex