

La physique des instruments à anche double et son application à la synthèse sonore

Résumé du manuscrit de thèse

André Almeida

15 mai 2006

1 Introduction (Thèse : Partie I)

1.1 Position du problème

Les instruments à anche double forment un groupe important dans la famille des instruments à vent. Actuellement, les plus connus sont sans doute le hautbois et le basson qui tiennent une place importante l'orchestre moderne. Dans ces deux cas, l'anche double est couplée à un résonateur conique, ce qui contribue d'une manière significative à leur timbre caractéristique.

Cependant, on peut se demander si le résonateur est le seul responsable de cette sonorité spécifique. D'autres instruments utilisent des résonateurs coniques mis en oscillation par des anches simples, comme par exemple le saxophone, dont le timbre se distingue facilement de celui des anches doubles. D'un autre côté, il y a des instruments à anche double joués avec des résonateurs cylindriques (par exemple la cromorne, instrument ancien) dont la sonorité diffère beaucoup de celle d'une clarinette.

Le problème posé est donc de savoir si on peut distinguer dans le comportement physique de l'anche double une spécificité par rapport à d'autres anches. Une description physique de l'anche double devrait permettre de proposer un modèle mathématique pour un instrument tel que le hautbois qui puisse être utilisé dans la synthèse sonore.

1.2 Description de l'anche (Thèse : Chapitre 1)

L'anche double est constituée de deux lames bombées d'un matériau souple (dans les instruments modernes le matériau consacré est le roseau de provence *Arundo Donax*) placées l'une contre l'autre de façon à former un canal dont la section à la forme d'un oeil étiré. A l'extrémité qui sera mise en bouche les lames sont grattées de sorte que l'anche y est très fine est souple. A l'autre extrémité elles sont plus épaisses et attachées l'une contre l'autre par une ligature (textile et/ou métallique).

L'instrumentiste appuie ses lèvres contre le roseau et souffle entre les deux lames provoquant le rapprochement graduel des deux anches à cause de la pression de l'air

dans la bouche. A partir d'une certaine pression, des oscillations de l'ouverture de l'anche sont engendrées par les variations périodiques de la pression dans le résonateur.

Cette description est néanmoins très simplifiée (voir sect. 1.3 de la thèse). La fabrication de l'anche est un sujet très délicat qui est en règle générale pris en mains par l'instrumentiste lui-même pour la façonner selon ses habitudes, tant en fonction de sa technique de jeu que du timbre recherché. Le geste musical est aussi une question délicate et comme dans beaucoup d'autres instruments, les détails de l'interaction entre le musicien et son instrument sont très importants pour la production d'un son de bonne qualité (sect. 1.4 de la thèse).

1.3 Modèles de fonctionnement de l'instrument à anche (Thèse : Chapitre 2)

Dans le chapitre 2 de la thèse est abordé ce qu'on pourrait appeler le modèle élémentaire de l'anche. Ce modèle a été proposé [1] pour décrire le comportement de l'anche de clarinette mais il est basé sur des principes très simples qui peuvent être appliqués aux anches doubles. Il sera le point de départ pour notre étude de l'anche double.

1.3.1 Le résonateur (Thèse : Section 2.3)

Le résonateur est la partie passive de l'instrument. Il reçoit de l'énergie des vibrations de l'anche et est responsable en grande mesure de la fréquence du son joué par l'instrument et, en partie, de son timbre.

Dans le résonateur, plusieurs grandeurs relatives à l'air oscillent autour de la valeur moyenne (proche des propriétés de l'air environnant). Deux de ces grandeurs, qu'on utilisera dans la suite pour l'étude de l'instrument sont la pression (p) et la vitesse de l'air (u).

Dans un cadre où les variations de pression sont suffisamment faibles pour qu'on puisse utiliser une approximation linéaire des équations du fluide, la réponse acoustique du résonateur peut être décrite en fonction de la fréquence de l'oscillation ($f = \frac{\omega}{2\pi}$) par le rapport :

$$Z_{in}(\omega) = \frac{p(\omega)}{q(\omega)} \quad (1)$$

appelé l'impédance d'entrée du résonateur. Ici, $q(\omega) = S_{in}u(\omega)$ représente l'amplitude de variation du débit dans l'onde acoustique, correspondant à l'intégration de la vitesse acoustique sur la section d'entrée du résonateur. Une description plus détaillée du comportement du résonateur est donnée dans la section 2.3 de la thèse.

Pour un résonateur conique, la courbe de l'impédance en fonction de la fréquence est représentée par la figure 1. Dans le cas d'un hautbois, la fréquence de fonctionnement de l'instrument sera proche d'un des pics de cette fonction, puisque pour des petites variations de débit, les variations de pression y seront très fortes.

1.3.2 L'excitateur (Thèse : Section 2.4)

Tout d'abord il faut préciser que dans un instrument il n'est pas facile de définir exactement une séparation entre l'excitateur et le résonateur. Le résonateur est la partie

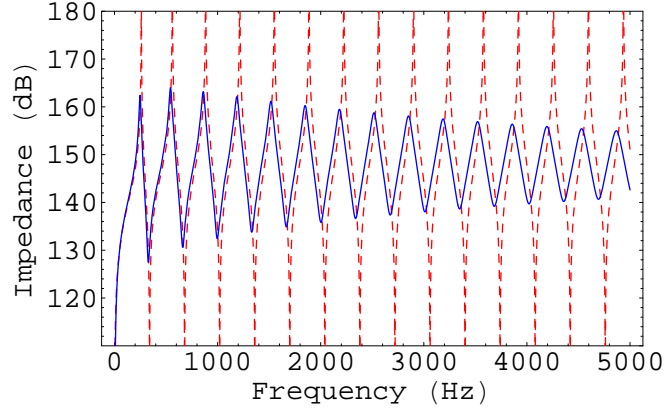


FIG. 1: Impédances d'un résonateur conique tronqué, sans pertes viscothermiques ni par rayonnement en rouge et avec en bleu.

de l'instrument où les équations linéaires de propagation acoustique restent valables et l'excitateur l'endroit où il faut utiliser les équations plus générales de la mécanique des fluides et le couplage avec la mécanique de l'anche. Pourtant, vu qu'il y a une continuité entre le fluide dans l'anche et celui dans le résonateur, la limite entre les deux reste d'une certaine mesure floue. Dans la suite, on considérera qu'il existe un point au delà duquel les équations de l'acoustique sont valables, et en deçà on utilisera un modèle quasi-statique pour l'écoulement.

La différence de pression entre la bouche (p_m) et l'intérieur de l'anche (p_r) détermine l'ouverture de l'anche puisque ses lames sont élastiques. L'anche est assimilée à un ressort linéaire :

$$p_m - p_r = k(S_0 - S) \quad (2)$$

Ici, k est une constante de raideur donnée par unité de surface effective de l'anche. Ses unités (N/m^4) sont différentes de celles utilisées dans l'étude d'un ressort parce qu'on s'intéresse à la pression appliquée plutôt qu'à la force, et aux conséquences sur l'aire d'ouverture (S) plutôt que sur le déplacement du ressort. S_0 est l'aire d'ouverture de l'anche au repos, qui est pour l'instant supposée constante.

La même différence de pression engendre un mouvement du fluide, dont la variation de vitesse entre la bouche (u_m) et l'anche (u_r) est décrite par une équation de Bernoulli :

$$p_m + \frac{1}{2}\rho u_m^2 = p_r + \frac{1}{2}\rho u_r^2 \quad (3)$$

Le débit entrant dans l'anche est trouvé en négligeant u_m , puisque dans la bouche l'aire d'une section est beaucoup plus importante qu'à l'entrée de l'anche ($u_m \ll u_r$) :

$$p_m - p_r = \frac{1}{2}\rho \left(\frac{q}{S}\right)^2 \quad (4)$$

Si l'on appelle $(\Delta p)_r = p_m - p_r$, les équations (4) et (2) peuvent être rassemblées pour

trouver la relation entre le débit et la différence de pression appliquée :

$$q = \frac{p_M - (\Delta p)_r}{k_s} \sqrt{\frac{2(\Delta p)_r}{\rho}} \quad (5)$$

La relation non-linéaire entre le débit et la différence de pression appliquée est représenté dans la figure 2.

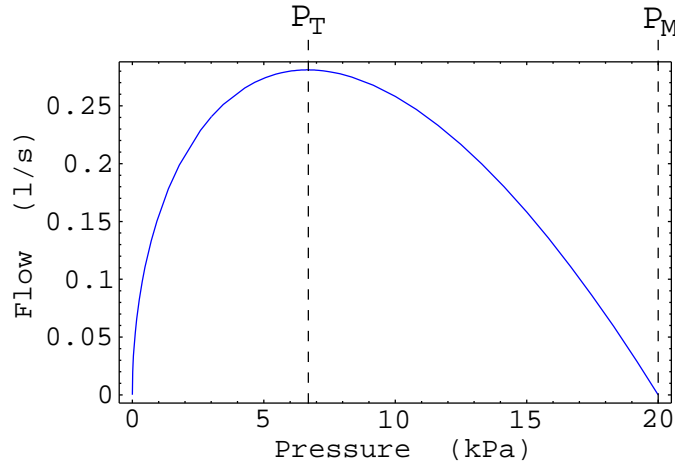


FIG. 2: Courbe non-linéaire caractéristique d'une anche de hautbois, selon l'équation (5)

Cette équation peut être adimensionnée pour trouver la formule plus simple :

$$\tilde{q} = (1 - \tilde{p})\tilde{p}^{1/2} \quad (6)$$

avec

$$\tilde{q} = \frac{k_s}{p_M^{3/2}} \sqrt{\frac{\rho}{2}} q \quad (7)$$

$$\tilde{p} = (\Delta p)_r / p_M \quad (8)$$

où $p_M = kS_0$ est la pression de plaquage de l'anche.

En supposant qu'un jet se forme après le canal d'anche, et qu'il dissipe toute son énergie cinétique par turbulence sans récupération de pression, la pression p_r est celle qui est imposée au début du résonateur ($p = p_r$) dans l'équation (1). En ce qui concerne le débit il est aussi appliqué directement, par continuité à l'entrée du résonateur.

1.3.3 Spécificités de l'anche double (Thèse : Section 2.5)

Le modèle présenté ci-dessus doit être considéré comme un modèle élémentaire, générique pour tous les instruments à anche. Dans la littérature scientifique et celle dédiée aux musiciens qui utilisent l'anche double, plusieurs propositions peuvent être trouvées pour rendre ce modèle plus adapté aux anches doubles.

- Certains auteurs disent que le modèle linéaire pour le ressort représentant l'anche n'est pas applicable pour les anches doubles [2]. Dans ce cas, l'équation (2) doit être remplacée par un modèle non-linéaire. Pour certains auteurs cet effet peut être dû à une augmentation de la force nécessaire pour fermer l'anche lorsque les deux lames se rapprochent [2], pour d'autres, c'est l'aire de l'ouverture entre les deux lames qui n'est pas proportionnelle à leur distance [3].
- Une réflexion sur l'écoulement dans l'anche permet de conclure que la géométrie du conduit peut engendrer des pertes de charge singulières en aval de l'entrée de l'anche [4], introduisant une hystérésis dans la courbe caractéristique qui implique des transitions plus brusques entre états ouverts et fermés [5].

Plusieurs expériences ont été menées pendant la thèse afin de confirmer ou infirmer ces hypothèses, et approfondir la compréhension de la spécificité des anches doubles.

2 Expériences (Thèse : Partie II)

2.1 Profil interne du conduit de l'anche (Thèse : Section 3.2)

A l'aide d'un moulage du conduit de l'anche, nous avons relevé les dimensions de la section de ce conduit le long de l'anche (fig. 3). Ces mesures seront utiles dans la suite pour certaines analyses sur le mouvement du fluide ainsi que pour caractériser la réponse acoustique de cette partie de l'instrument.

On peut remarquer que le canal est très aplati dans l'extrémité amont de l'anche, et il devient presque circulaire dans la douille. L'aire de la section droite est croissante sur presque toute la longueur de l'anche sauf dans la transition entre le roseau et la douille où il y a un rétrécissement dû à la transition vers la douille métallique.

2.2 Géométrie de l'ouverture de l'anche (Thèse : Section 3.3)

La forme de l'ouverture de l'anche, et en particulier l'aire de cette ouverture, contrôlent le débit entrant dans l'instrument.

Nous avons observé cette ouverture de face, pendant une augmentation progressive de la pression en empêchant l'anche de vibrer. Ceci est accompli en bloquant l'écoulement par un film en plastique placé devant l'entrée de l'anche.

On constate qu'au cours de l'augmentation de pression l'ouverture de l'anche est réduite surtout selon le petit axe de la forme d'oeil, ce qui correspond approximativement à une compression proportionnelle de la forme originale selon la direction perpendiculaire au segment qui unit les deux coins de l'anche.

Cette proportionnalité est vérifiée par l'analyse des images [6]. La figure 4 qui présente dans un graphe l'aire de l'entrée de l'anche et la distance maximale entre lames montre que ces deux dimensions sont proportionnelles. Ceci contredit le modèle quadratique proposé par exemple dans [3].

Ces résultats sont aussi vérifiés pendant l'oscillation de l'anche : La forme ne change pas considérablement par rapport à celle observée en statique, et la relation entre l'aire d'ouverture et la distance entre lames reste linéaire.

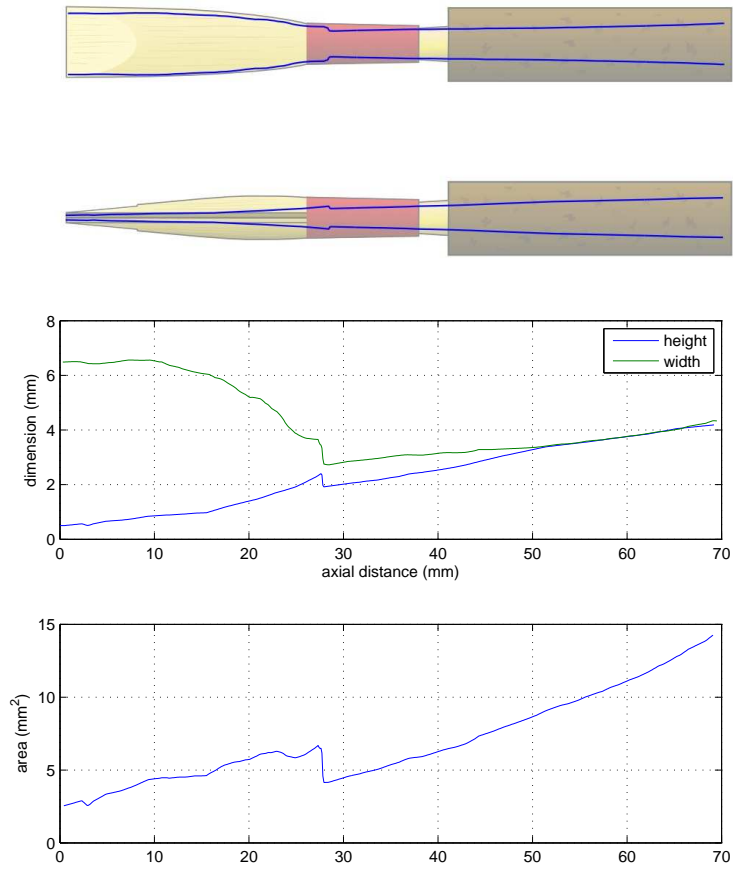


FIG. 3: Profils internes du conduit de l'anche double de hautbois

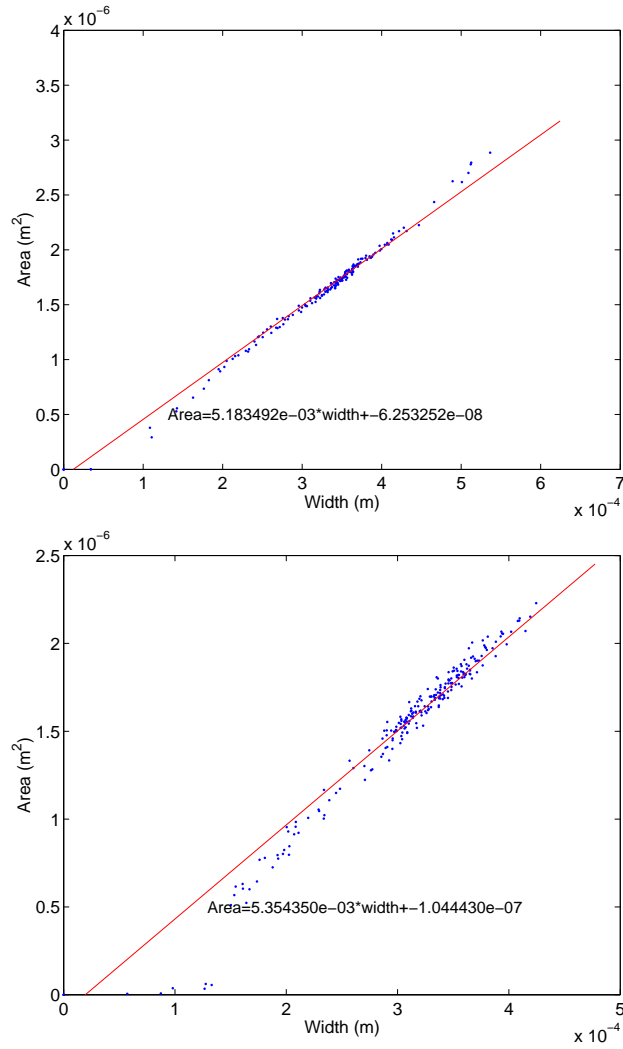


FIG. 4: Mesures de l'aire d'ouverture d'une anche de hautbois (**a** : sans lèvres et **b** : avec lèvres)

2.3 Raideur de l'anche (Thèse : Section 3.4)

Dans une expérience similaire à la précédente, nous nous sommes intéressés à la variation de l'ouverture en fonction de la pression appliquée, maintenant uniquement dans le cas statique, pour obtenir une courbe similaire à la figure 5 ou aux figures de l'annexe F de la thèse (pour des anches en roseau).

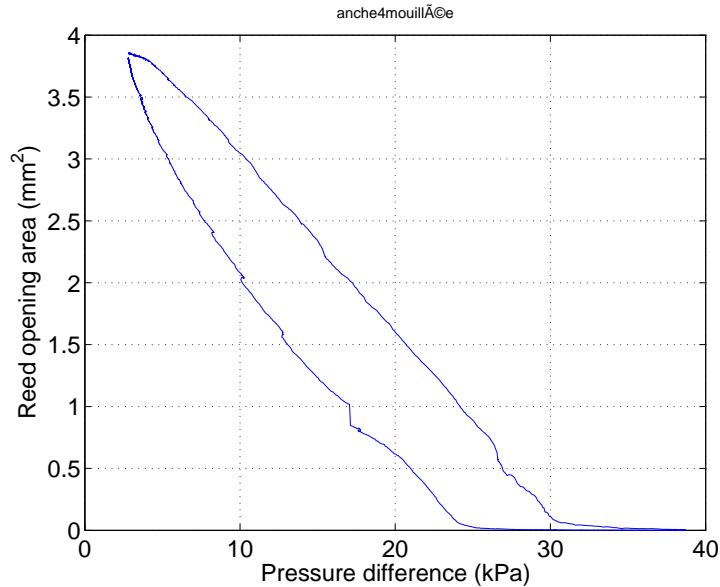


FIG. 5: Mesure de la déformation d'une anche naturelle de hautbois humidifiée en fonction de la pression appliquée

Le modèle linéaire pour la déformation de l'anche n'est pas toujours vérifié pour les anches en roseau. L'anche semble devenir plus raide pour les petites ouvertures, ce qui peut justifier le remplacement de la loi de l'équation 2 par une loi en puissance, par exemple. Néanmoins, la courbe de raideur semble devenir plus linéaire lorsque l'anche est humidifiée (fig 5).

2.4 Viscoélasticité (Thèse : Section 3.5)

Dans les dernières mesures, où la pression est d'abord augmentée jusqu'à la pression de plaquage de l'anche puis réduite jusqu'au zéro encore, l'ouverture de l'anche n'est pas la même pour une même valeur de pression lors de la phase de pressions croissantes ou décroissantes. L'hystérésis dans la courbe de raideur montre que le matériau de l'anche est visco-élastique, de sorte que l'anche conserve des déformations à long terme.

Ce phénomène peut être observé sous un autre point de vue, en regardant l'évolution de l'ouverture de l'anche lorsque toutes les forces ont été relâchées (fig. 6). L'ouverture subit un retour exponentiel à sa position d'équilibre, avec une constante de temps de

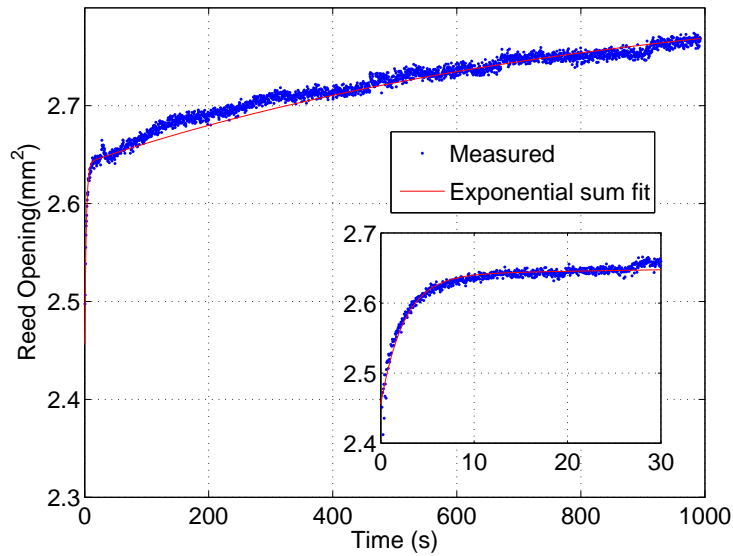


FIG. 6: Mesure de la relaxation viscoélastique d'une anche de hautbois synthétique, et ajustement d'une courbe de deux exponentielles additionnées (en encadré, le détail des premiers secondes de la relaxation)

l'ordre de 900 secondes, mais il semble y avoir un premier relâchement plus court, de l'ordre de 2 secondes (anche synthétique). Pour l'anche en roseau, la reprise de la forme initiale est plus rapide, avec une constante de temps de l'ordre de 30 secondes (fig. 3.10 dans la thèse).

2.5 Analyse vibratoire de l'anche (Thèse : Annexe B)

Jusqu'ici (dans le modèle élémentaire et dans les mesures de raideur) nous nous sommes intéressés à une caractérisation de l'anche dans des conditions où les variations des propriétés de l'anche étaient négligeables. Cependant, dans les régimes oscillatoires, le comportement de l'anche peut s'avérer différent de celui d'un simple ressort, par exemple à cause à son inertie.

Pour étudier le comportement en dynamique de l'anche nous avons monté une expérience qui consiste à exciter l'anche avec un champ acoustique de fréquence variable et extérieur à l'anche et à mesurer les vibrations provoquées par ce champ. La vitesse d'oscillation de l'anche est mesurée à l'aide d'un vibromètre laser, sur un point au milieu de l'extrémité libre de l'anche. Simultanément, l'amplitude de variation de la pression acoustique est enregistrée au voisinage de l'anche.

En balayant la plage de fréquences audibles, on calcule le rapport entre l'amplitude de vibration de l'anche et l'amplitude de l'excitation acoustique, pour déterminer la réponse mécanique complexe de l'anche, découplée des effets de mouvement du fluide.

Dans les réponses mesurées pour une anche de basson (fig. 7) il est possible de distinguer un premier mode de vibration situé entre 2400 et 2700 Hz. Pour une anche de hautbois, le premier mode de vibration se situe à 3500 Hz.

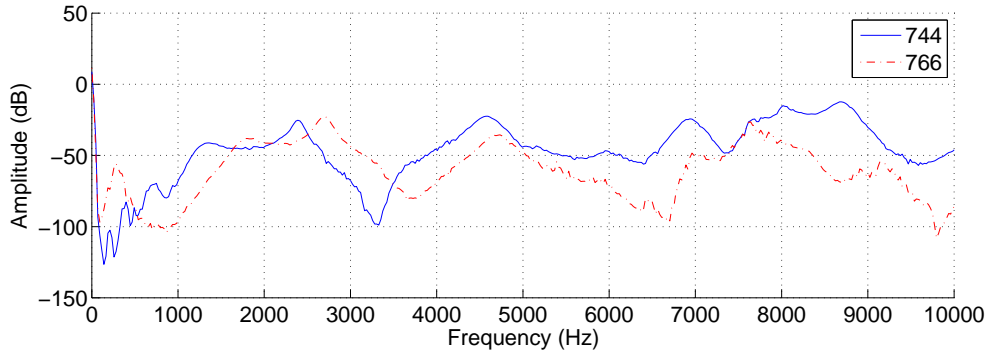


FIG. 7: Réponse vibratoire de deux anches de basson en fonction de la fréquence

Ces données permettent de déterminer une masse effective pour l'anche vue comme un oscillateur harmonique, pour laquelle on remplace l'équation 2 par l'équation :

$$p_r(t) - p_m = k_S(x(t) - x_O) + r_s \frac{\partial x}{\partial t} + m_s \frac{\partial^2 x}{\partial t^2} \quad (9)$$

pour prendre en compte la dynamique de l'anche. Ce raffinement n'est pas exclusif aux anches doubles et est souvent intégré dans les modèles d'anche simple pour améliorer le timbre (rajoute des oscillations secondaires lors de l'ouverture de l'anche) et le comportement de l'instrument dans les transitoires.

2.6 Caractéristique non-linéaire de l'anche (Thèse : Chapitre 4)

Comme décrit dans la section 1.3.2, l'anche en tant qu'excitateur est caractérisée par une relation non-linéaire entre le débit qui la traverse (q) et la différence de pression entre la bouche et l'intérieur de l'anche ($(\Delta p)_r$). Le modèle décrit par l'équation (5) est simpliste et doit donc être vérifié expérimentalement. De plus, ce modèle ne prend pas en compte des effets dynamiques de l'anche ni de l'écoulement, et il n'est valable qu'à basses fréquences (régime quasi-statique) où l'évolution des variables mentionnées ci-dessus sont lentes.

Pour une première caractérisation préliminaire de l'anche nous avons donc mesuré q et $(\Delta p)_r$ en empêchant les oscillations de l'anche. Pour cela nous avons utilisée une méthode déjà appliquée à une mesure similaire sur l'embouchure de clarinette [7] qui consiste à remplacer le résonateur par un diaphragme, à travers lequel tout l'air parcourant l'anche est obligé de passer.

Le rôle du diaphragme est double, d'une part il fonctionne comme une résistance acoustique qui diminue le retour acoustique de l'anche (et donc la propension à l'auto-oscillation du système), d'autre part on peut le calibrer pour connaître la relation entre

le débit le traversant et la chute de pression entre les deux côtés du diaphragme. Il sert donc à mesurer le débit q , tandis que $(\Delta p)_r$ nécessite maintenant deux mesures, l'une dans la bouche (p_m) et l'autre en amont du diaphragme (p_r).

Pour la mesure de la caractéristique non linéaire d'une anche, la pression dans la bouche (artificielle - voir annexe G de la thèse) a été augmentée à partir de la pression atmosphérique jusqu'au plaquage de l'anche, puis réduite de nouveau à la pression atmosphérique. Deux pressions sont enregistrées, dans la bouche et dans l'anche, près du diaphragme. Simultanément, l'ouverture de l'anche est enregistrée sur un film qui est analysé a posteriori pour en mesurer l'aire. Pour synchroniser les mesures d'aire d'ouverture de l'anche avec les mesures de pression, une série de pics de pression est provoquée dans la bouche, engendrant des fermetures de l'anche simultanées.

Le débit est calculé à partir de p_r en utilisant une optimisation de la loi de Bernoulli (paramètre A dans $q = Ap_r^{1/2}$) pour la caler avec la calibration du diaphragme. La différence de pression est calculée directement à partir des pressions mesurées, $(\Delta p)_r = p_m - p_r$. Si l'on représente q dans un graphique en fonction de $(\Delta p)_r$, on obtient la courbe de la figure 8. On voit immédiatement que l'anche ne suit pas le même parcours dans l'espace $(\Delta p)_r, q$ lors de l'augmentation de pression et lors de sa réduction. Ceci peut être mis en relation avec le même type d'hystérésis observé dans la section 2.4.

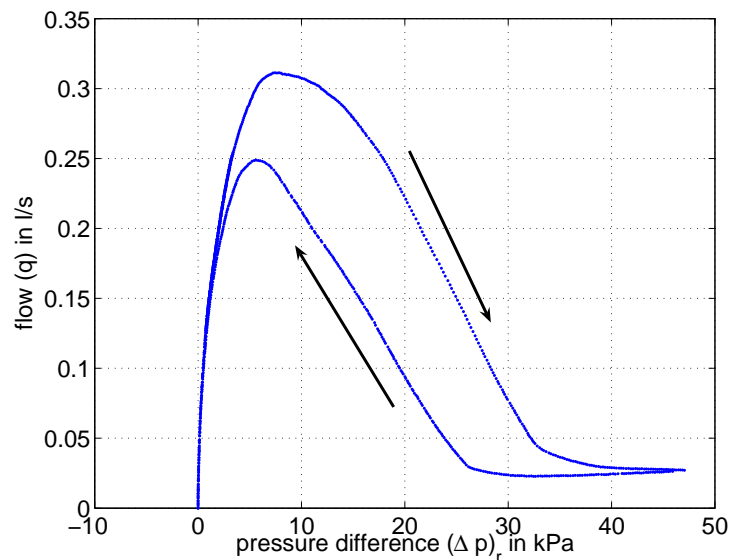


FIG. 8: Courbe caractéristique de débit en fonction de la pression mesurée pour une anche de hautbois

Dans la section 4.3 de la thèse, plusieurs courbes sont montrées, résultant de mesures pour une même anche dans les mêmes conditions physiques, tant que possible. La comparaison de ces mesures montre que la forme de la courbe se maintient mais il y a une variation des échelles de la courbe au cours de l'utilisation de l'anche. Ces

variations sont probablement dues aux déformations de l'anche par visco-élasticité déjà observées dans la section 2.4. Une étude plus soignée serait nécessaire pour vérifier cette hypothèse, en mesurant pour chaque courbe l'ouverture initiale de l'anche.

Dans la suite, différentes anches de hautbois sont comparées, mettant en évidence la même variabilité que pour une même anche. On remarque pourtant que lorsque l'anche est bien humidifiée, les parcours de fermeture et d'ouverture de l'anche s'éloignent l'un de l'autre, comme on l'avait observé pour les mesures d'élasticité de l'anche dans la section 2.3.

Il est aussi intéressant de comparer les mesures effectuées auparavant pour le bec de clarinette avec les mesures pour les anches doubles et les deux avec le modèle théorique élémentaire de la section 1.3.2. Le bec de clarinette a une courbe caractéristique non-linéaire qui se superpose assez bien avec le modèle. Les anches doubles, pourtant, montrent un déplacement du maximum de cette courbe vers les basses pressions $(\Delta p)_r$. En effet, le modèle place le maximum de cette courbe à $p_M/3$ (p_M étant la pression de plaquage, c'est à dire la pression pour laquelle la courbe rencontre l'axe des pressions) tandis que pour les anches doubles cette pression se situe entre $p_M/4$ et $p_M/5$.

Pour essayer de comprendre ces différences, on étudiera dans la suite plus en détail l'écoulement à l'intérieur de l'anche double.

2.7 Détails de l'écoulement dans l'anche (Thèse : Chapitre 5)

Les dimensions réduites de l'anche de hautbois et le difficile accès à son intérieur ont toujours empêché une mesure bien réussie du champ de vitesses à l'intérieur de l'anche, malgré nos efforts¹. Les observations se sont pour l'instant limitées à la sortie de l'anche (de la douille) et aux derniers millimètres de la partie aval de la douille.

Une première observation de l'écoulement sortant de la douille a été faite à l'aide de la méthode Schlieren². Ces observations permettent déjà de conclure que l'écoulement devient turbulent à l'intérieur de l'anche pour des pressions de souffle entre 15 et 300 Pa, ce qui correspond à un Nombre de Reynolds entre 700 et 3400 au niveau de l'extrémité d'entrée de l'anche (voir section 5.4 de la thèse). Ces images montrent encore que, même si le canal de sortie de l'anche est conique, il n'y a pas de décollement de l'écoulement, puisque le jet en sortie est limité par les parois du canal, et ce pour toutes valeurs de p_m testées.

2.7.1 Profils de vitesse (Thèse : Section 5.6)

Les visualisations Schlieren nous donnent quelques informations qualitatives sur l'écoulement en sortie de l'anche, mais il est possible de mieux détailler cet écoulement en mesurant la vitesse au coeur de cet écoulement. De telles mesures ont été effectuées

¹Dans l'objectif de pouvoir mesurer un champ de vitesse à l'intérieur de l'anche par PIV, nous avons initié une collaboration avec le groupe de métrologie du LIMSI à Orsay. Elle a abouti dans la création de modèles transparents de l'anche dont la géométrie s'est avérée trop complexe pour permettre l'introduction de la nappe laser et l'observation des particules

²En collaboration avec B. Fabre, au Laboratoire d'Acoustique Musicale de l'Univ. Paris 6

avec une sonde anémométrique par fil chaud.³ L'anche a été artificiellement empêchée de vibrer en associant chaque lame à une vis tournant dans les parois de la bouche artificielle. Ce dispositif permet de régler l'ouverture de l'anche pour chaque mesure.

Le canal de l'anche est axisymétrique dans les derniers centimètres, tandis qu'il est très aplati dans son début. Une première question posée est de savoir si l'écoulement garde l'asymétrie axiale due à l'asymétrie en entrée ou si les derniers centimètres sont suffisants pour symétriser l'écoulement. Ceci a été vérifié en mesurant le profil de vitesse sur deux diamètres, l'un dans la direction de l'entrée de l'anche, l'autre sur un diamètre perpendiculaire (fig. 9). Les deux profils présentent de légères différences dans le coeur du jet (vitesses environ 11% plus faibles autour du centre), mais la forme reste similaire. On peut donc dire que le jet en sortie de l'anche est quasi-axisymétrique.

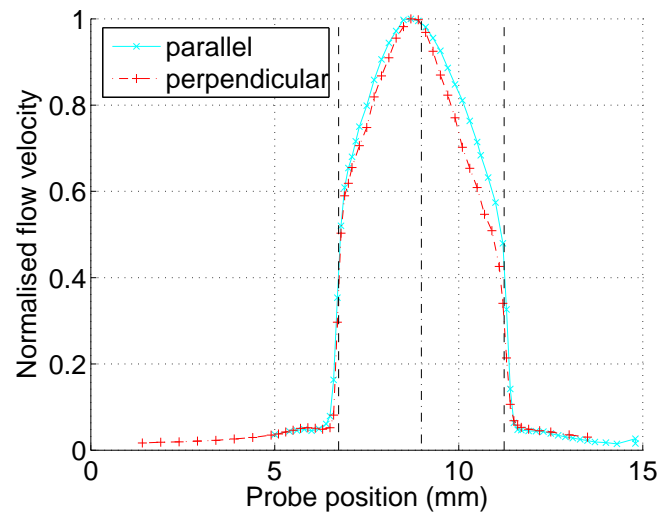


FIG. 9: Comparaison entre deux profils de vitesse selon deux diamètres perpendiculaires de la sortie de l'anche

La forme des profils eux-mêmes n'est pas très différente de celle d'un écoulement turbulent dans un conduit cylindrique. Dans le coeur du jet, le profil est plus bombé dans l'anche double, ce qui est probablement un effet de la conicité de la douille (effet de diffuseur conique).

Les profils mesurés sur un diamètre ont été comparés pour trois pressions p_m différentes et pour trois ouvertures différentes. Pour les deux types de variations les profils ne changent guère leur forme. Un changement de p_m ou d'ouverture d'anche multiplie le profil d'un facteur. **On pourrait peut-être corréler ce facteur avec p_m ou S**

³En collaboration avec B. Fabre, au Laboratoire d'Acoustique Musicale de l'Univ. Paris 6

2.7.2 Débits en fonction d'autres paramètres (Thèse : Section 5.8)

L'intégration d'un profil sur tout le diamètre, compte tenue de la quasi-symétrie de révolution et d'une estimation de l'erreur commise par l'hypothèse de symétrie permet de calculer le débit sortant de l'anche. On remarque qu'il est proportionnel à une des vitesses sur le profil, ce qui nous permet dans la suite d'utiliser une seule mesure de vitesse pour en déduire le profil et le débit.

Une analyse de ces profils en fonction de la pression dans la bouche et de l'ouverture de l'anche montre qu'ils suivent des lois de Bernoulli à un facteur d'échelle près, puisque les vitesses moyennes calculées avec les données d'ouverture de l'anche sont très supérieures à ce qui est prédit par la théorie, et ce d'autant plus que l'anche est fermée.

Ce fait démontre probablement une sous-estimation de l'aire déterminée sur l'image frontale de l'anche qui peut être due à des ouvertures résiduelles qui ne sont pas détectées par l'algorithme de traitement d'image. Il peut s'agir de fuites sur les côtés au niveau du contact entre les deux lames de roseau (les rails). Ces ouvertures résiduelles ont souvent été observées dans les mesures de la courbe caractéristique au delà de la pression de plaquage, où l'on observait un débit résiduel.

Une comparaison entre les données des mesures d'anémométrie et celle réalisée dans le chapitre 4 de la thèse permet de déterminer l'aire résiduelle à appliquer dans cette section.

2.7.3 Modèle de l'écoulement dans l'anche (Thèse : Section 5.10)

Deux observations sont à retenir de cette section, le caractère turbulent de l'écoulement dans l'anche et l'effet de diffuseur conique de la douille. Ces deux aspects permettent d'établir un rapport avec des études existantes sur les écoulements turbulents dans les diffuseurs coniques [8],[9], [10].

Un premier aspect concerne le décollement de l'écoulement. Un résultat important est qu'il ne se vérifie pas quand l'angle de conicité du conduit est inférieur à 8° . Dans notre cas, cet angle est de 5.2° . Dans ces conditions, l'effet du diffuseur est de ralentir la vitesse de l'écoulement et par conséquent de récupérer une partie de l'énergie cinétique sous forme de pression.

La pression récupérée est donnée par une formule empirique :

$$(\Delta p)_{rec} = C_P \frac{1}{2} \rho u_{in}^2 \quad (10)$$

où u_{in} est la vitesse de l'écoulement à l'entrée du diffuseur conique et C_P est un coefficient qui dépend surtout de paramètres géométriques du canal. Dans notre cas, ce coefficient est proche des valeurs maximales qu'il peut atteindre, environ 0.8. La valeur de ce coefficient est vérifiée expérimentalement dans l'anche pour certaines valeurs de la vitesse en entrée (fig. 10).

Une question peut être soulevée sur le début de ce diffuseur conique : doit-il être considéré comme la douille de l'anche ou toute l'anche depuis son extrémité ? En effet, les mesures du profil de section de l'anche (sect. 2.1) montrent que celle-ci est croissante

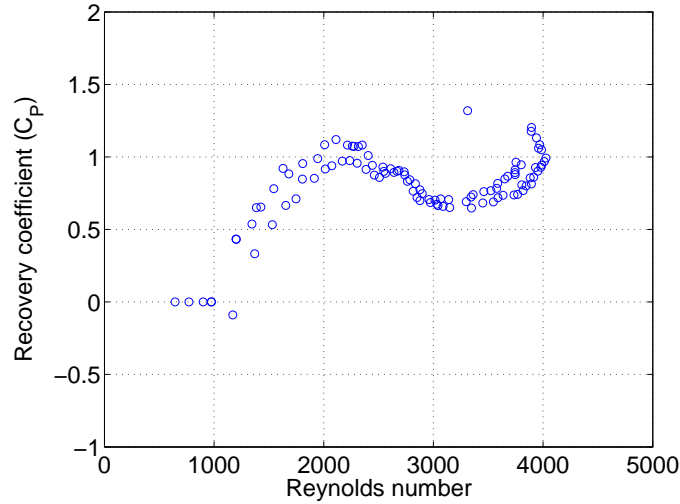


FIG. 10: Coefficient de récupération de pression ($C_p = \frac{p_2 - p_r}{1/2\rho u_2^2}$) dans l'anche double en fonction du nombre de Reynolds calculé à l'entrée du diffuseur conique ($Re_2 = \frac{u_2 d_2}{\nu}$).

depuis l'entrée de l'anche et pas uniquement dans la douille. Pourtant, la géométrie à l'entrée de l'anche est plus compliquée que celle d'un diffuseur conique puisqu'une de ces dimensions augmente dans le sens de l'écoulement tandis que la dimension perpendiculaire se rétrécit.

La meilleure façon d'éclaircir ce doute est de tester les deux modèles. Dans le premier **(1)**, u_{in} est la vitesse à l'entrée de la douille (calculée à partir du débit q en le divisant par l'aire de la section à l'entrée de la douille), dans l'autre **(2)** $u_{in} = q/S$, le rapport entre le débit et la section d'entrée de l'anche. Dans ce dernier modèle, la section est variable au cours d'une mesure de la courbe caractéristique. Dans les deux cas, la valeur de C_p ne change pas considérablement si on regarde les diagrammes utilisés par les ingénieurs pour déterminer ce paramètre en fonction des données géométriques du canal [8].

Les deux modèles sont comparés dans la figure 11 où, à la différence de pression $(\Delta p)_r$ des mesures de la section 2.6 on soustrait la pression récupérée donnée par la formule (10), pour déterminer la chute de pression initiale dans l'anche $(\Delta p)_1$.

On voit que le modèle **1** déplace le maximum de la courbe caractéristique vers les hautes pressions, ce qui la rapproche du modèle élémentaire décrit dans la section 1.3.2. Le modèle **2** déplace en même temps ce maximum et la pression de plaquage.

A la lumière de ces résultats, on conclue que l'anche double est bien décrite par un modèle élémentaire d'anche en régime quasi-statique, pourvu que le diffuseur ne soit pas regardé comme faisant partie de l'excitateur. En particulier, rien ne permet de dire qu'un modèle d'anche avec une perte singulière supplémentaire [4] vienne modifier qualitativement la forme de la courbe caractéristique.

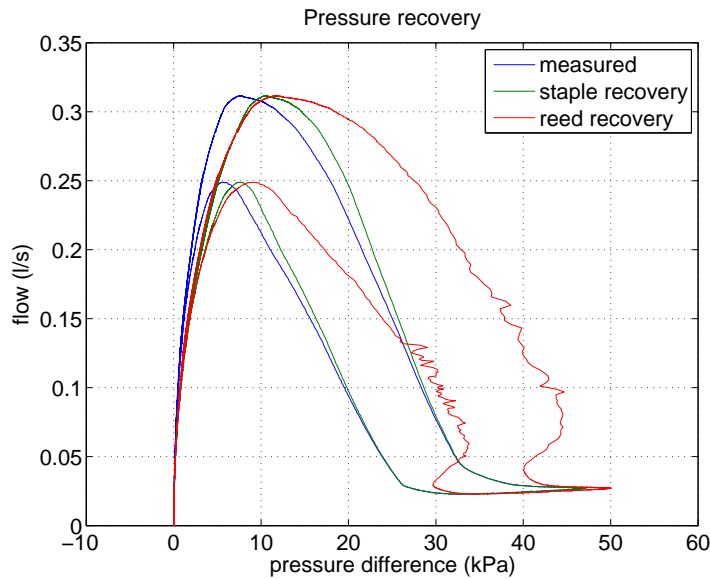


FIG. 11: Courbe caractéristique de la figure 8 en fonction de $(\Delta p)_r$, comparée à la courbe corrigée en fonction de $(\Delta p)_1$, calculé assimilant l'anche au diffuseur conique (1) ou à l'anche complète (2)

A nouveau il est nécessaire de se mettre en garde contre l'ambiguïté sur la frontière entre le résonateur et l'excitateur. Il est possible dans un modèle non statique et complet de l'instrument que l'effet de diffuseur soit important.

2.8 Dynamique du couplage entre anche et écoulement (Thèse : Chapitre 6)

La plupart de la discussion présentée dans les dernières sections concerne les régimes quasi-statiques de l'anche. Bien que les conclusions soient utiles pour l'étude du fonctionnement de l'anche dans l'instrument, elles ne constituent pas encore un modèle complet de l'instrument.

On a déjà vu dans la section 2.5 qu'une partie du comportement dynamique de l'anche provient de l'inertie et de l'amortissement de l'anche. Il manque cependant la prise en compte de la dynamique de l'écoulement (inertie du fluide, compressibilité) et du couplage entre l'anche et l'écoulement (induction d'écoulements par le mouvement de l'anche et rétroaction du fluide sur le mouvement de l'anche).

2.8.1 Mouvement de l'anche (Thèse : Section 6.3)

Analysons d'abord le mouvement typique de l'anche pendant une période de son mouvement pendant qu'une note est jouée dans l'instrument (fig. 12). Ce mouvement ressemble celui d'un oscillateur harmonique et amorti sujet à un forçage périodique à deux états. Les deux états ne sont pas symétriques, l'ouvert ayant une durée plus

longue que le fermé. C'est une caractéristique des instruments à perce conique [11].

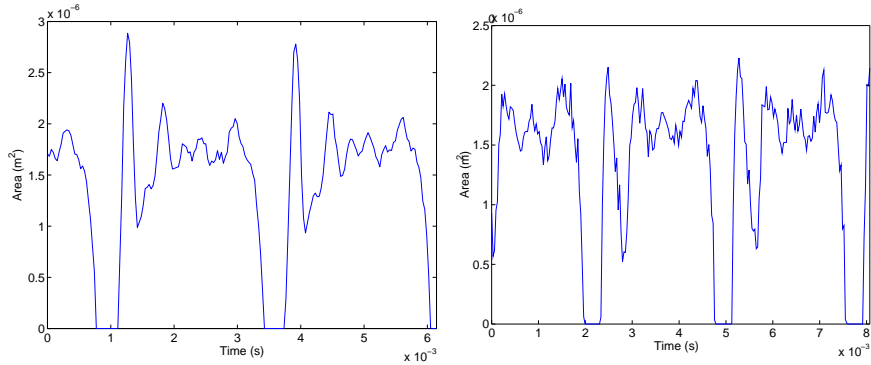


FIG. 12: Aire d'ouverture de l'anche double en fonction du temps déterminée à partir d'un enregistrement vidéo de l'entrée de l'anche vue de face (à gauche, sans lèvres, à droite, avec lèvres).

Quand la pression dans l'anche diminue, l'anche se déplace de sa position d'équilibre avec une telle amplitude que les deux lames entrent en contact (l'anche plaque, ce qui est observé dans tous les régimes oscillatoires de l'anche). Quand la pression dans l'anche augmente (elle s'approche de p_m) l'anche s'ouvre mais pas instantanément, à cause de son inertie.

Elle effectue une partie du mouvement oscillatoire secondaire autour de sa position d'équilibre (avec une fréquence proche de celle trouvée pour le premier mode de l'anche dans la section 2.5). Ce mouvement est très amorti et il est difficile de voir plus de 1/2 ou 1 période de ce mouvement dans la transition fermé vers ouvert. Des oscillations secondaires sont observées dans la suite, mais elles sont probablement une conséquence du retour acoustique du résonateur (réflexion dans les trous, discontinuités, etc.)

L'usage de lèvres artificielles (fig. 12, à droite) réduit la hauteur de la première crête correspondant à ce mouvement.

De même, dans la transition vers la phase fermée, le mouvement n'est pas instantané, mais on n'observe pas d'oscillation secondaire car l'anche est déjà plaquée.

Les temps de transition entre états ouverts et fermés ne varient pas sensiblement pour des fréquences de jeu différentes. On vérifie la même invariance en ce qui concerne le temps pendant lequel l'anche reste fermée.

2.8.2 Mesures anémométriques en régime dynamique (Thèse : Section 6.4)

Un des intérêts de l'utilisation du fil chaud est qu'il permet de mesurer des variations assez rapides de la vitesse l'écoulement. Il est ainsi possible de mesurer l'évolution de la vitesse en un point au cours d'une période du mouvement de l'anche.

Bien qu'il serait intéressant d'effectuer cette mesure pendant le jeu d'une note de l'instrument complet, il s'est avéré difficile d'introduire la sonde dans le résonateur d'un hautbois ou équivalent, en partie dû à la fragilité de la sonde à fil chaud. On a ainsi

décidé d'effectuer des mesures avec une anche découplée de l'instrument, jouant à une fréquence fixe (entre 1200 et 1300 Hz), **Tuned Squeaks** ce qui permet de se placer dans des conditions similaires à celles de la section 2.7.1.

De façon à reconstituer l'évolution du profil de vitesse au cours du temps, plusieurs mesures pour plusieurs positions de l'anche doivent être prises. Simultanément, pour chaque mesure le son de l'anche est enregistré pour permettre une synchronisation des signaux de vitesse a posteriori, avec une méthode qui est décrite dans l'annexe I.

Une difficulté additionnelle dans l'analyse des résultats est introduite par le fait que le fil chaud ne peut mesurer que des modules de vitesse. Or, même si dans la section 2.7.1 on pouvait espérer que l'écoulement ait une direction pratiquement constante, en régime dynamique ce fait est beaucoup moins probable. En particulier, très souvent on observe dans l'onde de vitesse des changements de pente proches de $u = 0$ qui correspondent très probablement à des variations dans le signe de la vitesse.

Dans ces conditions, une reconstitution de l'évolution du profil diamétral du module de vitesse est représenté dans la figure 13.

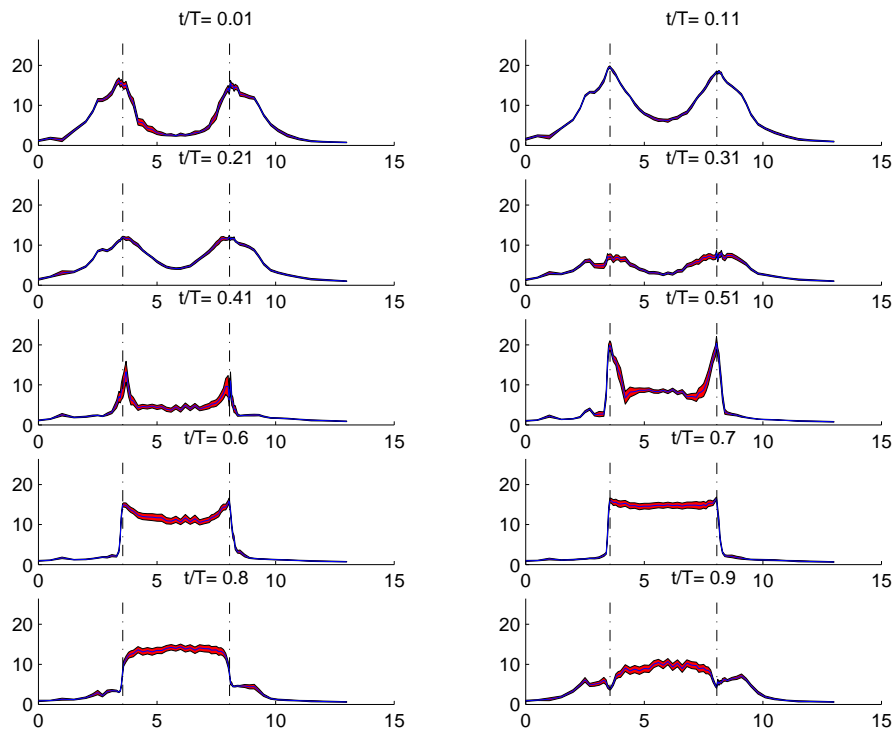


FIG. 13: Evolution du profil de vitesse diamétral au cours du temps (en bleu, valeurs moyennés sur plusieurs périodes, en rouge écart type) Position en mm, vitesse en m/s

Ces représentations permettent de faire une idée sur l'écoulement pendant une période du mouvement de l'anche (fig. 14). Dans une première phase, l'air rentre dans l'anche

d'une façon similaire à l'écoulement vers un puits, mais avec beaucoup moins d'intensité au centre de l'anche qu'au niveau des parois. Cet écoulement se réduit progressivement, puis il se forme un jet sortant de l'anche qui persiste pendant environ la demi période. Un peu avant la formation du jet on voit apparaître des pics de vitesse très intenses qu'on estime dans la direction du jet sortant (dû à l'absence de creux entre ces pics et le jet).

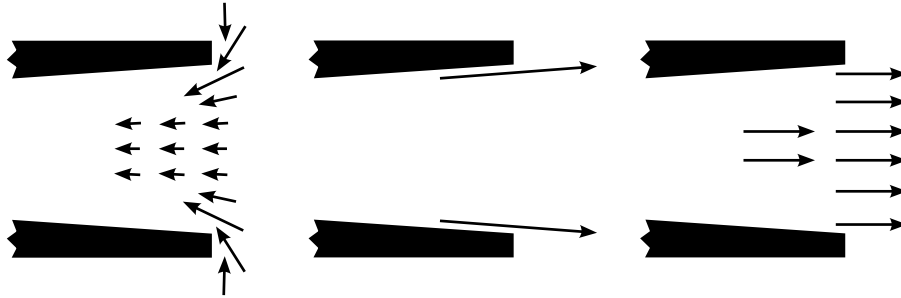


FIG. 14: Schéma de l'évolution de l'écoulement au cours d'une période. De gauche à droite, écoulement de type puits rentrant (1-4), écoulement pariétal (5-6) et jet sortant (7-10), les numéros faisant référence au numéro d'ordre des graphiques de la figure 13

L'origine de ces pics reste difficile à expliquer. Il pourrait s'agir d'un écoulement engendré par la fermeture brusque de l'anche, mais une comparaison de deux mouvements à amplitudes de mouvement d'anche différentes ne révèle aucune différence significative dans l'évolution des profils. Ceci laisse conclure que l'écoulement induit par le mouvement de l'anche n'est pas important au niveau de la sortie de l'anche.

Dans une situation où l'anche serait couplée au résonateur, deux facteurs principaux pourraient modifier les conclusions présentées ci-dessus. D'abord, dans la région de mesure, le fluide serait limité par des parois, ce qui modifierait l'écoulement de type puits. D'autres phénomènes tels que les pics apparaissant avant la formation du jet pourraient être dûs à des effets de bord (terminaison du conduit).

Un autre facteur important est la modification de la périodicité des profils et du mouvement de l'anche. On a déjà vu (sect. 2.8.1) que un changement de la fréquence de jeu implique un changement de la durée de l'état ouvert de l'anche mais pas de la durée de l'état fermé ni des temps de transition. De la même façon, les effets de transition tels que les pics ou l'écoulement de type puits ne seraient probablement pas beaucoup modifiés en fonction de la fréquence. Ce serait la durée de la phase "jet" qui serait augmentée ou raccourcie en fonction de la période d'oscillation.

A la fin de cette analyse on peut dire qu'on a des idées sur la forme et la variation de l'écoulement en dynamique, mais elles ne suffisent pas pour la proposition d'un modèle dynamique du couplage entre l'anche et l'écoulement.

3 Vers un modèle numérique de l'anche double (Thèse : Chapitre 8)

L'étude effectuée dans cette thèse s'insère dans le cadre de la recherche musicale de l'IRCAM et plus particulièrement dans le cadre des nouvelles méthodes de synthèse introduites dans les années 80 [12], progressivement raffinées pour proposer des simulations plus fidèles et naturelles des instruments de musique que l'échantillonnage par exemple.

Un des objectifs de cette thèse est donc de contribuer à l'avancement des synthétiseurs par modèle physique d'instruments à anche double. Les recherches de la section précédente et les propositions de nouveaux modèles doivent ainsi être testées dans un modèle complet d'un instrument, en particulier pour se rendre compte de l'importance en termes de qualité sonore des modifications proposées.

3.1 Modèle numérique de résonateur conique (Thèse : Section 8.2.1)

On a vu dans la section 1.3.1 que le résonateur est décrit comme un élément linéaire. Son rôle est en première approximation de conduire une onde (progressive) sortante (p^+) le long de la colonne d'air, d'inverser son signe (dans la réflexion au pavillon) et de reconduire l'onde (progressive) entrante (p^-) inversée vers l'entrée du résonateur. Ce comportement peut être décrit comme un délai appliqué à cette perturbation et une multiplication de cette perturbation par un facteur négatif.

Les ondes progressives sont des perturbations de pression et vitesse acoustiques qui se propagent dans une seule direction. Dans le cas du résonateur conique, la relation entre les ondes progressives et les variables acoustiques pression/débit s'écrit :

$$\begin{aligned} p^+(z, t) &= p(z, t) + Z_c q(z, t) \\ p^-(z, t) &= p(z, t) - Z_c^* q(z, t) \end{aligned} \quad (11)$$

et

$$Z_c(\omega) = \frac{\rho c}{S(z)} \frac{1}{1 + \frac{1}{ik(\omega)z}} \quad (12)$$

est l'impédance caractéristique de l'onde sortante.

La propagation dans le tuyau se traduit alors par l'équation :

$$p^-(z_{in}, t) = -p^+(z_{in}, t - 2\frac{L}{c}) \quad (13)$$

pour un modèle simpliste du tuyau conique de longueur L et tronqué à la distance z_{in} de son sommet. Une version plus réaliste du tuyau doit inclure dans la propagation l'effet des pertes viscothermiques de l'onde acoustique aux parois, des pertes par réflexion au pavillon (rayonnement d'une partie de l'onde vers l'air environnant), réflexions partielles dans les discontinuités et dans les trous et rayonnement par ces derniers.

Tant que possible, ces effets sont inclus sous forme de filtres numériques appliqués à la sortie du modèle de résonateur, à la variable p^- dans l'équation (13). Pour les discontinuités du résonateur et les trous, l'implémentation consiste à diviser le résonateur en parties continues, puis à coupler chacune des variables acoustiques p et q entre

extrémités coincidentes de deux parties (décrit dans la section 8.2.3, thèse). On appellera dans la suite p_{out} la sortie du résonateur compte tenue de tous ces effets.

3.2 Modèle numérique de l'anche (Thèse : Section 8.2.4)

Le comportement mécanique de l'anche est décrit en temps continu par l'équation (9). Ce modèle est numérisé utilisant la méthode de l'invariance impulsionnelle pour arriver à un modèle numérique qui permet de déterminer la valeur de l'ouverture de l'anche à l'instant t uniquement en fonction de valeurs déjà calculés de la différence de la pression $(\Delta p)_1(t - n\Delta t)$, Δt étant le pas de temps de la simulation numérique.

La valeur de la chute de pression dans l'anche $(\Delta p)_1(t)$ est en relation instantanée (où les valeurs pour l'instant t dépendent seulement de valeurs d'autres variables à l'instant t) avec les variables q et S :

$$(\Delta p)_1(t) = p_m - p_1(t) = \frac{1}{2}\rho \left(\frac{q(t)}{C_D S(t)} \right)^2 \quad (14)$$

et c'est à partir d'elle qu'on calcule la chute de pression totale dans l'anche :

$$(\Delta p)_r(t) = \left(2C_D^2 - 2C_D + 1 - C_D^2 C_P \frac{S^2}{S_3^2} \right) (\Delta p)_1(t) \quad (15)$$

qui permettra de déterminer la pression acoustique à l'entrée du résonateur.

3.3 Couplage anche - résonateur (Thèse : Section 8.2.5)

La difficulté principale est maintenant que l'équation (14) dépend de $q(t)$ qui n'est pas encore connu. Pour le calculer il faut utiliser la sortie du résonateur p^{out} qui pourtant a une relation non instantanée avec p et q , donnée par la numérisation des relations qui sont données dans le domaine fréquentiel par l'équation (11). Le numérisation est faite par le biais de la transformée bilinéaire.

Le problème est résolu en se rendant compte que les deux variables inconnues sont $p(t)$ et $q(t)$ (à l'instant présent) et $(\Delta p)_r(t)$ comme variable intermédiaire. Les valeurs passées de ces variables ont déjà été calculées. Il s'agit donc de résoudre le système formé par les équations (14), (15) et la numérisation de (11).

3.4 Implémentation et résultats (Thèse : Section 8.5)

Une fois le modèle finalisé, plusieurs paramètres mesurés dans la section 2 lui sont appliqués, et ceux qui n'ont pas été mesurés sont réglés par des tests d'écoute.

Le modèle numérique a été implémenté sur plusieurs plates-formes, par exemple Matlab pour le développement et raffinement du modèle, puis en PureData pour permettre une utilisation en temps-réel plus adaptée à la musique. Plusieurs des algorithmes ont aussi été appliqués dans le développement d'un logiciel commercial de synthèse.

Des résultats de la synthèse et vérifications de l'importance perceptive du diffuseur conique sont montrés dans la section 8.5 de la thèse. Sur les représentations graphiques, le paramètre C_p ne semble pas faire beaucoup de différence, mais à l'écoute ce paramètre a un effet sur la brillance du son.

4 Conclusion

Dans cette thèse nous avons essayé de faire une étude complète du fonctionnement de l'anche double. Elle apporte une contribution importante dans la connaissance de cette partie de l'instrument en ce qui concerne son comportement en régime statique.

En particulier, les mesures ont démontré que le modèle élémentaire de l'anche est assez précis pour déterminer le comportement de l'anche sans la douille. Les mesures rejettent l'importance d'une perte de charge singulière dans la constriction de l'anche, et soulignent l'existence d'une hystérésis dans la courbe caractéristique. Cependant, dans les simulations, le son produit et le comportement lors des transitoires semble s'améliorer par la présence d'un effet de diffuseur.

Une ambiguïté reste néanmoins quant à l'importance de la douille sur le fonctionnement de l'instrument, car la distinction entre résonateur et exciteur est encore moins claire que dans une clarinette. En même temps, cette ambiguïté a des conséquences plus sévères dans un instrument conique parce qu'elle ne peut pas être résolue par une simple correction de longueur.

Les expériences ont encore montré le caractère très proche du linéaire de l'aire d'ouverture de l'anche en fonction de la distance entre lames, ce qui est en désaccord avec d'autres modèles d'anche double. Une influence plus importante des phénomènes de visco-élasticité a été remarqué dans l'anche-double par rapport à l'anche simple.

Les mesures d'évolution du profil de vitesse au cours d'une période démontrent des phénomènes très complexes au niveau de la région de couplage entre l'anche et le résonateur qui justifient en grande mesure l'extension de ce modèle aux régimes dynamiques.

Références

- [1] R. T. Schumacher. Ab initio calculations of the oscillations of a clarinet. *Acustica*, 48 :71–85, 1981.
- [2] C. J. Nederveen. *Acoustical Aspects of Musical Instruments*. Northern Illinois Univ. Press, 1998.
- [3] A. Barjau and J. Agulló. Calculation of the starting transients of a double-reed conical woodwind. *Acustica*, 69 :204–210, 1989.
- [4] A. P. J. Wijnands and A. Hirschberg. Effect of a pipe neck downstream of a double reed. In *Proceedings of the International Symposium on Musical Acoustics*, pages 149–152. Societe Française d'Acoustique, 1995.

- [5] C Vergez, A. Almeida, R. Causse, and X. Rodet. Toward a simple physical model of double-reed musical instruments : Influence of aero-dynamical losses in the embouchure on the coupling between the reed and the bore of the resonator. *Acustica*, 89 :964–973, 2003.
- [6] A. Almeida, C. Vergez, and R. Caussé. Experimental investigations on double reed quasi-static behavior. In *Proceedings of ICA 2004*, volume II, pages 1229–1232, 2004.
- [7] J. P. Dalmont, J. Gilbert, and S. Ollivier. Nonlinear characteristics of single-reed instruments : quasi-static volume flow and reed opening measurements. *J. Acoust. Soc. Am.*, 114(4) :2253–2262, October 2003.
- [8] F. M. White. *Fluid Mechanics*. McGraw-Hill, 4th edition, 2001.
- [9] R. S. Azad. Turbulent flow in a conical diffuser : a review. *Exp. Thermal and Fluid Science*, 13 :318–337, 1996.
- [10] S. J. Kilne and D. E. Abbott. Flow regimes in curved subsonic diffusers. *J. Basic Eng.*, 84 :303–312, 1962.
- [11] J.-P. Dalmont, E. Ducasse, and S. Ollivier. Saturation mechanism in reed instruments. In *Proceedings of the 3rd EEA European Congress on Acoustics, Seville*, 2002.
- [12] M. E. MacIntire, R. T. Schumacher, and J. Woodhouse. On the oscillations of musical instruments. *J. Acoust. Soc. Am.*, 74 :1325–1345, 1983.